

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES ET TECHNOLOGIES

LABORATOIRE GREMI

THÈSE présentée par :
Mohamed DARIF

soutenue le : **21 février 2011**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université d'Orléans**

Discipline : Physique

**Étude de la recristallisation du silicium par
procédé laser nanoseconde pour la formation et le
contrôle des jonctions ultraminesces**

THÈSE dirigée par :

Mr Nadjib SEMMAR
Mr Eric MILLON

Professeur, Université d'Orléans
Professeur, Université d'Orléans

RAPPORTEURS :

Mme Danièle BLANC-PELISSIER
Mr Eric FOGARASSY

Chargée de Recherche, CNRS
Directeur de Recherche, ENSPS

JURY :

Mr Philippe DELAPORTE
Mr Alain STRABONI
Mr Frank TORREGROSA
Mr Eric MILLON
Mr Nadjib SEMMAR

Directeur de recherche, CNRS, Président du jury
Professeur, Université de Poitiers
Docteur - Ingénieur R&D, Société IBS
Professeur, Université d'Orléans
Professeur, Université d'Orléans

Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé au laboratoire Groupe de Recherches sur l'Energétique des Milieux Ionisés (GREMI) à Orléans en partenariat direct avec l'entreprise Ion Beam Services (IBS) à Marseille et le laboratoire Lasers, Plasmas et Procédés Photoniques (LP3) à Marseille dans le cadre du projet ALDIP (Activation Laser de Dopants implantés par Immersion Plasma).

J'aimerais tout d'abord, à travers ces lignes, remercier toutes personnes qui, d'une manière ou d'une autre, ont contribué à la réussite de cette thèse. A ce titre, mes remerciements s'adressent, tout d'abord, à Monsieur Jean-Michel Pouvesle directeur de recherche au CNRS et directeur du laboratoire pour m'avoir accueilli au GREMI. Cette thèse s'est déroulée dans des conditions très favorables pour sa réussite tant sur le plan humain que sur le plan financier. Je me dois ainsi de remercier très chaleureusement mon directeur de thèse Monsieur Nadjib Semmar professeur à l'université d'Orléans et mon co-directeur de thèse Monsieur Eric Millon professeur à l'université d'Orléans pour toute l'aide qui m'ont apportée durant ces trois dernières années. Également, un grand merci à madame Chantal Leborgne chef de l'équipe Laser et professeur à l'université d'Orléans pour m'avoir accueilli dans son équipe.

Je tiens également à exprimer mes sincères remerciements aux membres du jury : Mme Danièle Blanc-Pelissier (rapporteur), M. Eric Fogarassy (rapporteur), M. Philippe Delaporte (président), M. Alain Straboni, M. Frank Torregrosa, M. Eric Millon et M. Nadjib Semmar.

Mes analyses TOF-SIMS ont été effectuées au laboratoire CRMD du CNRS et ce, grâce à M. Roland Benoit à qui j'exprime mes sincères remerciements pour son aide et sa disponibilité. Dans la même optique, je remercie l'opticien Fabien Reversat pour m'avoir prêté son dispositif DOE (Diffraction Optic Element). Un grand merci

également à Hasnaa Etienne, Yannick Larmande, Philippe Delaporte pour leurs conseils et leur aide.

Pour leur aide précieuse et leur disponibilité, je tiens à remercier Jacky Mathias, Guy Coudrat, Agnès Petit et Bernard Dumax. Enfin, je tiens à remercier l'ensemble des membres du GREMI permanents et non permanents pour l'ambiance qui règne dans ce laboratoire.

Evidemment, un énorme merci à mes chers parents qui m'ont toujours fait confiance et soutenu. Qu'Allah me les garde le plus longtemps possible et en bonne santé.

Mes plus sincères remerciements vont à ma femme qui m'a toujours supporté dans les bons comme dans les mauvais moments (pour le meilleur et pour le pire).

Le meilleur pour la fin : un énorme "bisou" à mon fils qui, depuis sa naissance, illumine ma vie et celle de notre petite famille (la journée mais parfois la nuit aussi) et qui continue à le faire avec un excellent talent. Merci à Allah de me l'avoir donné.

Table des matières

Introduction générale.....	1
Chapitre I : Procédés employés pour la réalisation des jonctions ultra-minces.....	5
I.1. Introduction	5
I.2. Dopage du silicium	8
I.2.1. Implantation ionique.....	8
I.2.1.1. Phénomène de canalisation.....	10
I.2.1.2. PréAmorphisation Ionique (PAI)	12
I.2.1.3. Défauts engendrés par l'implantation ionique	14
I.2.2. Implantation par immersion plasma.....	15
I.2.3. Dopage par laser (GILD).....	17
I.3. Recuits thermiques	21
I.3.1. Rôles du traitement thermique	21
I.3.2. Diffusion	21
I.3.2.1. Loi de Fick.....	22
I.3.2.2. Diffusion accélérée et transitoire (TED).....	23
I.3.2.3. Mécanisme lacunaire.....	24
I.3.2.4. Mécanisme interstitiel	26
I.3.3. Recuit à basse température ou recristallisation en phase solide (SPER) (solid phase epitaxial regrowth)	27
I.3.4. Recuit thermique rapide (Rapid Thermal Annealing (RTA))	29
I.3.5. Recuit "Flash"	30
I.3.6. Interaction laser-matière: Recuit laser (LTP) (Laser Thermal Processing)	32
I.4. Conclusion	35
Chapitre II : Dispositifs expérimentaux.....	39
II.1. Introduction.....	39

II.2. Dispositifs employés et caractérisation des jonctions formée par LTP (Laser Thermal Processing).....	40
II.2.1. Caractérisation in situ.....	44
II.2.2. Caractérisation ex situ.....	46
II.2.2.1. Microscopie Electronique à Balayage (MEB).....	46
II.2.2.2. Spectrométrie de Masse d'Ions Secondaires à Temps de Vol (TOF-SIMS)	47
II.2.3. Dispositif expérimental comportant le laser KrF.....	48
II.2.4. Dispositif expérimental mettant en jeu le laser Nd:YAG.....	55
II.3. Homogénéisation des faisceaux laser.....	56
II.4. Nature des échantillons utilisés.....	58
II.4.1. Silicium cristallin.....	59
II.4.2. Silicium PréAmorphisé par implantation Ionique (PAI): a-Si.....	60
II.5. Conclusion.....	60
Chapitre III : Étude numérique du procédé LTP	63
III.1. Introduction	63
III.2. Présentation du modèle	64
III.2.1. Résolution de l'équation de la chaleur.....	64
III.2.1.1. Hypothèses	64
III.2.1.2. Équation de la chaleur	66
III.2.1.3. Conditions aux limites	67
III.2.1.4. Géométrie du maillage.....	69
III.2.1.5. Changement de phase.....	70
III.2.2. Paramètres thermiques et optiques du silicium.....	72
III.2.3. Détermination de l'indice de réfraction.....	76
III.3. Résultats des calculs.....	77
III.3.1. Effets des lasers KrF et Nd:YAG sur un substrat de c-Si préamorphisé (épaisseur de a-Si est égale à 20nm).....	77
III.3.1.1. Évolution de la température de surface en fonction du temps.....	77
III.3.1.2. Évolution de l'épaisseur fondue en fonction de la fluence	83
III.3.2. Effet de la longueur d'absorption optique δa	87
III.3.3. Cas du silicium cristallin "bulk" (c-Si).....	91

III.3.4. Modélisation de structure de type transistors	93
III.3.5. Différences possibles entre les résultats expérimentaux et ceux de la simulation numérique.....	95
III.4. Conclusion	100
Chapitre IV : Étude structurale et cinétique des jonctions.....	103
IV.1. Introduction	103
IV.2. Choix du laser pompe	105
IV.3. Caractérisation in situ par Réflectivité Résolue en Temps (RRT).....	106
IV.3.1. Principe.....	106
IV.3.2. Cas du silicium cristallin : c-Si.....	107
IV.3.3. Cas du silicium préamorphisé par implantation ionique en germanium (PAI) : a-Si	112
IV.3.3.1. Recristallisation explosive : mécanismes.....	112
IV.3.3.2. Signaux de RRT	114
IV.3.4. Étude de la cinétique de fusion par RRT	117
IV.3.4.1. Détermination du seuil de fusion	117
IV.3.4. Procédé LTP avec le laser Nd:YAG.....	121
IV.3.5. Effet du procédé LTP sur la résistance carrée de la jonction formée	122
IV.3.6. Effet du procédé LTP sur la rugosité de surface	123
IV.4. Effet du recuit laser sur la répartition des dopants : Activation du bore	125
IV.4.1. Longueur de diffusion des dopants.....	125
IV.4.2. Notion de mobilité et de solubilité limite	126
IV.4.3. Épaisseur de la jonction en fonction de la fluence et l'activation du bore.....	128
IV.5. Validation et calibration de la méthode RRT	130
IV.5.1. Caractérisation in situ par Pyrométrie Infrarouge Rapide (PIR)	131
IV.5.1.1. Principe	131
IV.5.1.2. Spectres obtenus avec la méthode PIR	132
IV.5.2. Effet de nombre de tirs laser sur les signaux RRT et PIR	133
IV.5.3. Relation RRT-épaisseur de jonction	134
IV.6. Conclusion.....	136
Conclusion générale	140

Introduction générale

Malgré les barrières technologiques que l'industrie de la microélectronique a rencontrée au cours de son évolution, elle s'est toujours distinguée par son aptitude à produire régulièrement de nouvelles générations de composants. La manifestation la plus indéniable de cet avancement technologique est l'omniprésence des technologies numériques sans fil. Cette évolution technologique des circuits intégrés est modélisée depuis 1970 par la loi de Moore, s'accompagnant d'une réduction de la taille des transistors, ainsi que les structures qui le composent.

Les transistors MOS (Metal Oxide Semiconductor) constituent les piliers de l'industrie de la microélectronique et sont présents dans la majorité des dispositifs de notre environnement. L'évolution du transistor MOS est régie par la diminution de ses dimensions physiques. Ainsi, on caractérise l'état d'avancement d'une technologie par la longueur caractéristique ultime du MOSFET qui définit les « nœuds technologiques » prévus par « l'International Technology Roadmap for Semiconductors » (ITRS). La figure 1 donne les projections de l'ITRS pour les extensions de la source et du drain pour le transistor PMOS. L'ITRS souligne que l'un des verrous technologiques susceptible de freiner cette évolution est le dopage ultra-mince de ces extensions, avec des épaisseurs de l'ordre de 10 nm, tout en conservant des résistivités inférieures à $500 \Omega/\square$. Ces caractéristiques imposent des concentrations de dopants de l'ordre de 10^{20} at/cm^3 , limitées par la solubilité du dopant dans le silicium, qui dépend de la technique de recuit thermique pratiquée.

Les jonctions de source et drain sont dimensionnées en regard des dimensions de la grille, ce qui impose des jonctions de plus en plus minces avec un taux d'activation maximum et un profil de concentration abrupt (profil $< 2\text{nm/décade}$). Ceci nécessite le développement de nouveaux procédés d'implantation et de recuit, dont l'enjeu est de réduire la durée des recuits thermiques afin de limiter la diffusion des dopants dans le substrat, tandis que la température doit augmenter pour une meilleure activation des dopants.

Ce travail de thèse a comme objectif de contribuer au développement de la fabrication des jonctions ultra-minces et de mettre en place une méthode de caractérisation in situ de ces jonctions ; il s'agit de la Réflectivité Résolue en Temps

(RRT). En effet, cette technique sera utilisée dans l'objectif de déterminer en temps réel l'épaisseur de la couche du silicium (préamorphisé ou cristallin) fondue, lors d'une impulsion laser UV de quelques nanosecondes, décrivant ainsi l'épaisseur de la jonction formée. En effet, Le procédé LTP (Laser Thermal Processing) est basé sur l'utilisation d'une brève impulsion laser (10-100 ns) qui provoque une élévation rapide de la température du matériau irradié, qui peut conduire à la fusion de sa couche superficielle dont l'épaisseur est contrôlée par la densité d'énergie (Fluence) du faisceau, le temps d'interaction et la longueur d'onde. Afin de valoriser ce procédé photonique et le rendre accessible au milieu industriel, le travail a été conduit en collaboration avec différents organismes et entreprises dans le cadre du projet ALDIP (Activation Laser de Dopants implantés par Immersion Plasma). Ce projet regroupe, entre autres, l'entreprise Ion Beam Services (IBS) qui est porteuse du projet et le « Laboratoire Lasers Plasmas et Procédés Photoniques » (LP3). L'objectif de ce projet étant de combiner sur un prototype de type industriel (PULSION®) [LARMANDE_10] l'implantation ionique par immersion plasma permettant un dopage à très faible énergie (20 eV) et le recuit laser à impulsion nanoseconde.

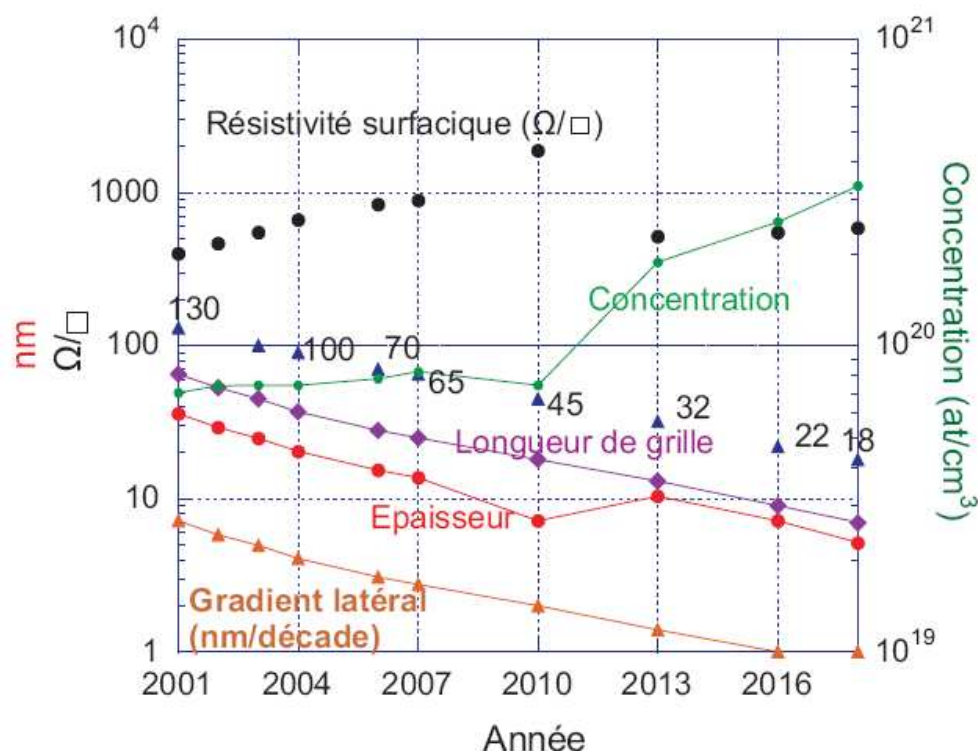


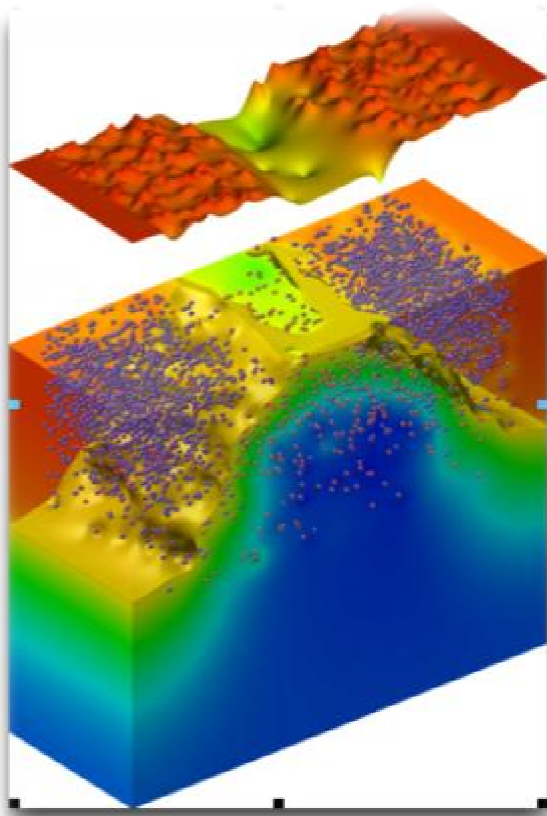
FIG. 1. Projections de l'ITRS 2003 pour la réalisation des extensions de la source et du drain du transistor PMOS [ITRS_03]

Ainsi, les travaux entrepris au cours de cette thèse visent à apporter une contribution à la fois à l'étude expérimentale et à la simulation numérique du contrôle de la cinétique de fusion/solidification lors du procédé LTP. C'est ainsi que dans le premier chapitre de ce manuscrit, nous rappellerons les technologies existantes permettant la fabrication des jonctions et les limitations de l'implantation ionique pour l'obtention de jonctions minces à profils abrupts.

Nous présenterons, ensuite les dispositifs expérimentaux utilisés tout au long de la thèse, les techniques de caractérisation in situ (Réflectivité Résolue en Temps (RRT) et Pyrométrie Infrarouge Rapide (PIR)) et ex situ (Microscope Electronique à Balayage (MEB), Spectrométrie de Masse d'Ions Secondaires à Temps de Vol (TOF-SIMS), ...) employées. Nous mettons l'accent, également, sur le principe de l'homogénéisation du faisceau laser ainsi que les difficultés rencontrées dans le cas d'un faisceau laser cohérent. Toutes les analyses TOF-SIMS ont eu lieu au laboratoire CRMD du CNRS.

La troisième partie sera consacrée aux résultats de la simulation obtenus en utilisant le logiciel COMSOL Multiphysics dont l'objectif est de décrire l'effet du rayonnement laser UV sur la surface des substrats de silicium cristallin et de silicium préamorphisé par implantation ionique en germanium (PAI). Dans cette partie, nous allons mettre en évidence l'influence des paramètres laser (longueur d'onde λ , durée d'impulsion τ) et certains paramètres thermophysiques (conductivité thermique, chaleur spécifique) sur la cinétique de fusion du silicium.

Enfin, dans le dernier chapitre, nous rassemblons les résultats expérimentaux obtenus dans le cadre de cette thèse. Il s'agit essentiellement de la caractérisation in situ par la méthode RRT et PIR mais également les résultats de caractérisation ex situ notamment par TOF-SIMS ayant permis la calibration de la RRT. Et après ce travail expérimental important tant au niveau des méthodes optiques (RRT, PIR) que des méthodes d'analyses (TOF-SIMS, MEB), nous réalisons une calibration des spectres RRT corrélés aux épaisseurs des jonctions formée lors du procédé LTP.



Chapitre I : Procédés employés pour la réalisation des jonctions ultra-minces

I.1. Introduction

L'électronique grand public propose aujourd'hui des systèmes toujours plus compacts, autonomes, rapides et multi fonctionnels. En effet, les temps de réponse sont abaissés de plus de 30% à chaque nouvelle génération technologique, alors que les performances des microprocesseurs sont doublées tous les deux ans. Cette évolution incessante se base sur les prévisions de l'ITRS (International Technology Roadmap for Semiconductors) [ITRS_02] (FIG. I.1).

La figure I.2 synthétise les modifications à apporter à un transistor MOS lors d'une réduction d'échelle d'un facteur k , conduisant à une réduction de la taille de source et

drain d'un même facteur. Une très haute densité d'intégration accompagnée d'un contrôle précis des performances, passe par une réduction des dimensions latérales et longitudinales des transistors MOS. Pour maintenir un champ électrique constant dans la structure, il faut diminuer les dimensions et la tension d'alimentation, tout en augmentant les niveaux des dopages d'un même facteur [DENNARD_74]. Cependant, la diminution constante de la taille des transistors MOS, constitue l'un des défis majeurs que doit relever l'industrie microélectronique dans l'avenir. En effet, la réduction d'échelle des cellules de base d'un circuit intégré se heurte à l'apparition de nouveaux phénomènes physiques (Effet de Canal Court) perturbant le bon fonctionnement des dispositifs. De tels phénomènes peuvent être atténués par une meilleure maîtrise des différentes étapes technologiques présentes lors de la fabrication du circuit intégré.

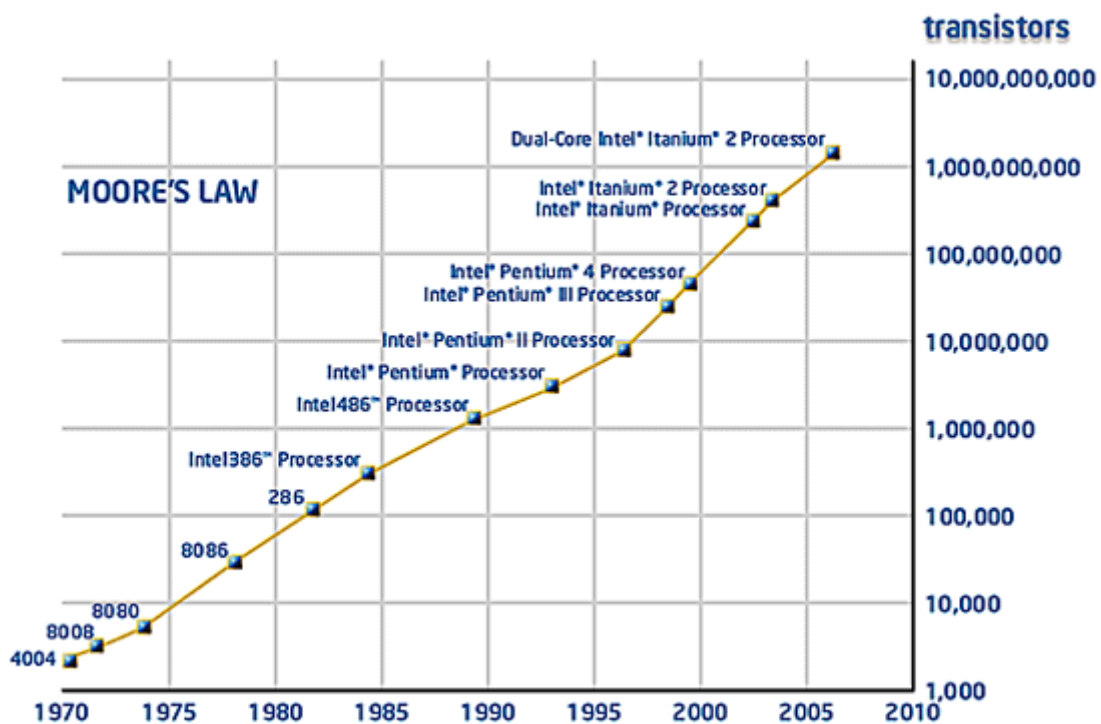


FIG. I.1. Evolution du nombre de transistors des microprocesseurs d'Intel.

La miniaturisation du transistor ne doit pas se faire au détriment de ses caractéristiques de fonctionnement. En particulier, il s'agit de maximiser le courant passant dans le transistor tout en ayant des tailles moindres pour augmenter par exemple la performance des microprocesseurs. Pour ce faire, il faut pouvoir agir sur de nombreux paramètres afin de minimiser les courants de fuites [JONES_98, BOURNEL_04]. Parmi les moyens existant pour y parvenir, augmenter la mobilité des porteurs de charge, par

exemple en utilisant des matériaux contraints dans le silicium avec des couches épitaxiées dans des hétérostructures de matériaux de type IV-IV (Si, Ge, C). On peut également penser aux substrats de SOI ("Silicon On Insulator") ou sSOI ("strained Silicon On Insulator").

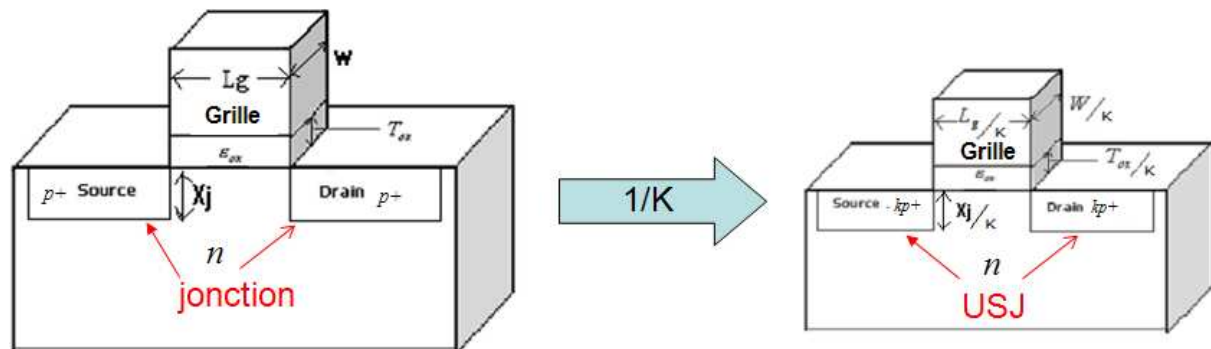


FIG. I.2. Représentation schématique de la réduction d'échelle d'un facteur k pour un transistor PMOS (passage d'une jonction d'épaisseur X_j à une jonction Ultra-mince (USJ : Ultra Shallow Junction))

Un autre défi, lié à la miniaturisation des transistors, et donc de jonctions p^+/n , est de minimiser les pertes de courant par effet tunnel des électrons circulant dans le canal de conduction à travers l'oxyde de grille. L'oxyde de silicium actuellement utilisé pourrait être remplacé par des matériaux avec une forte constante diélectrique (matériaux "high-k"), notamment des oxydes comme HfO_2 , Al_2O_3 , ZrO_2 [BLIN_03].

Les différents phénomènes physiques limitant une très haute densité d'intégration permettent de mettre en évidence la nécessité des jonctions ultra-minces. Ainsi, dans ce chapitre, nous allons exposer les différentes techniques d'implantations ioniques et de recuits thermiques, permettant la fabrication des jonctions en général ($X_j \geq 20$ nm) et les jonctions ultra-minces ($X_j < 20$ nm) en particulier.

I.2. Dopage du silicium

I.2.1. Implantation ionique

L'implantation ionique a vu ses premières applications industrielles au début des années 70, dans le domaine des semi-conducteurs. Elle remplace la diffusion, pour introduire un dopant dans un matériau. L'idée est de Schockley (un des inventeurs du transistor) qui proposa l'implantation ionique pour le dopage des semi-conducteurs dès 1951. A partir de 1971, le procédé fut industrialisé pour la fabrication des circuits intégrés. Proposé dès 1973 pour des applications mécaniques, il fut rapidement utilisé avec succès. Des applications ont vu le jour dans l'industrie mécanique, aéronautique, biomédicale...

Le principe de l'implantation ionique repose sur le bombardement de la surface à traiter par des ions accélérés par des tensions de quelques kV à quelques centaines de kV. En pénétrant dans le matériau, l'ion va perdre progressivement son énergie cinétique par interaction avec les noyaux et les électrons des atomes pour finir par s'immobiliser à une distance moyenne R_p (Projected Range) de la surface, dite parcours projeté [FIG. I.3].

Ces interactions sont de deux types : nucléaires dans le cas de collision avec un atome du substrat et électroniques s'il s'agit d'interactions coulombiennes avec les électrons de ces atomes. Les interactions nucléaires ont pour effet de mettre en mouvement les atomes du substrat, entraînant des collisions en chaîne qui désorganisent localement la structure cristalline du solide. La répartition finale des ions étant le résultat d'un processus aléatoire (les interactions de nombreux ions avec les atomes du substrat), elle est bien représentée par une courbe de Gauss, caractérisée par la position R_p de son maximum et sa demi-largeur à mi-hauteur ΔR_p (FIG. I.3). Ces deux paramètres suffisent à caractériser en première approximation la pénétration d'un ion.

Dans le cas de nos échantillons, cette profondeur est de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres (FIG. I.4)

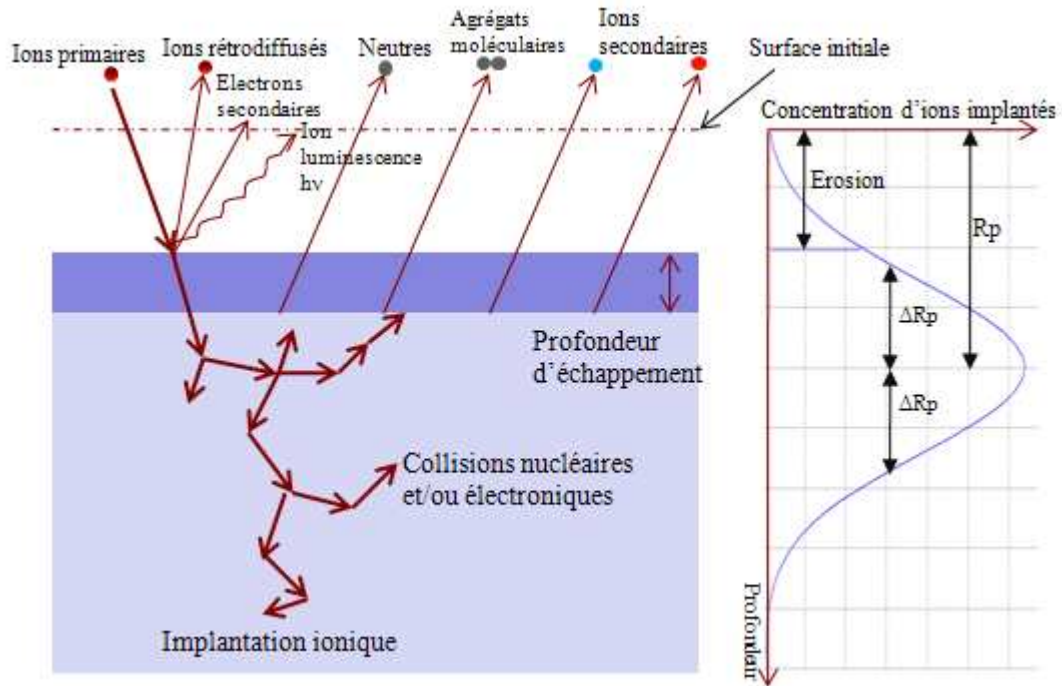


FIG. I.3. Schéma montrant les processus de surface en implantation ionique

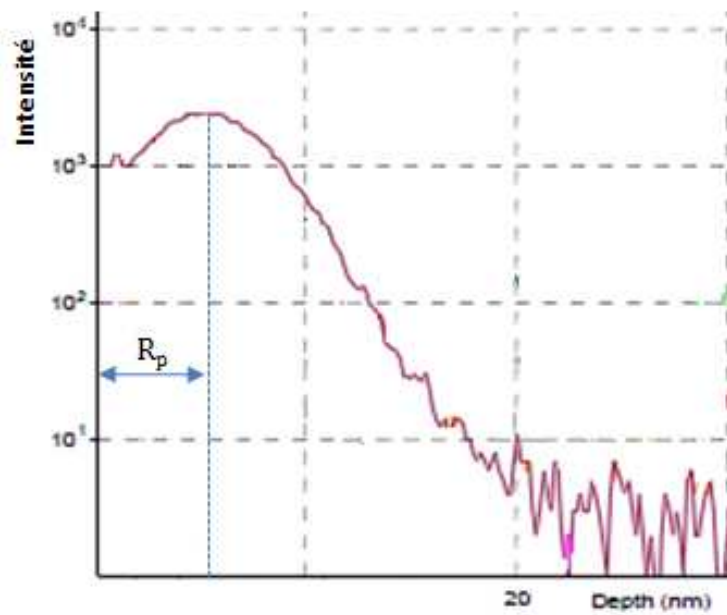


FIG. I.4. Profil SIMS de la concentration du bore en fonction de la profondeur sur un échantillon préalablement préamorphisé par les ions de germanium (a-Si)

La profondeur de pénétration et la dose des ions incorporés sont facilement contrôlables en ajustant l'énergie transférée à l'ion lors de son accélération ou en ajustant le temps pour un courant d'implantation donné. Cette profondeur peut être vérifiée

expérimentalement par des techniques très élaborées (analyses SIMS, Auger, RBS). De plus, l'implantation ionique permet d'incorporer du dopant au travers d'une couche superficielle comme un oxyde, ce que ne permet pas le « pré-dépôt » de dopant. Un autre avantage par rapport au pré-dépôt, est que cette étape est athermique et qu'il est possible, en utilisant le caractère fortement hors équilibre de l'implantation ionique, d'introduire de très fortes concentrations de dopant dans le silicium même au-delà de la solubilité limite [Boucard_03]. Cependant, cet avantage est tout relatif lorsque cette étape est suivie d'un recuit d'activation.

Dans le cadre de cette thèse, Deux stratégies sont suivies pour la réalisation de jonctions ultra-minces, la première consiste à implanter des dopants (ici le bore) directement dans le silicium par immersion plasma, une technique qui sera détaillée dans le paragraphe I.2.2. La seconde utilise une étape de préamorphisation ionique du substrat (PAI), par bombardement ionique avec des ions de germanium (Ge) à 10 keV avant l'implantation du bore par immersion plasma.

I.2.1.1. Phénomène de canalisation

Dans le cas d'un monocristal, notamment le silicium, les atomes sont organisés de façon régulière et périodique. Un matériau monocristallin possède donc une structure anisotrope dont l'orientation cristallographique peut jouer un rôle très important lors de l'implantation ionique. Dans le cas où le faisceau d'ion est parallèle à un plan cristallin, les rangées atomiques peuvent confiner les ions dans des "canaux" matérialisés entre les plans du cristal (FIG.I.5). C'est le phénomène de « canalisation ». Expérimentalement, ce phénomène se traduit par une pénétration deux à cinq fois supérieure à celle obtenue pour un substrat "décanalisé" [LAMRANI_05] (FIG. I.6). Cette pénétration est d'autant plus importante que la taille et la masse de l'ion implanté sont faibles (FIG. I.7). C'est le cas du bore qui est un élément léger (11 amu (atomic mass unit)) de petit rayon atomique (85 pm).

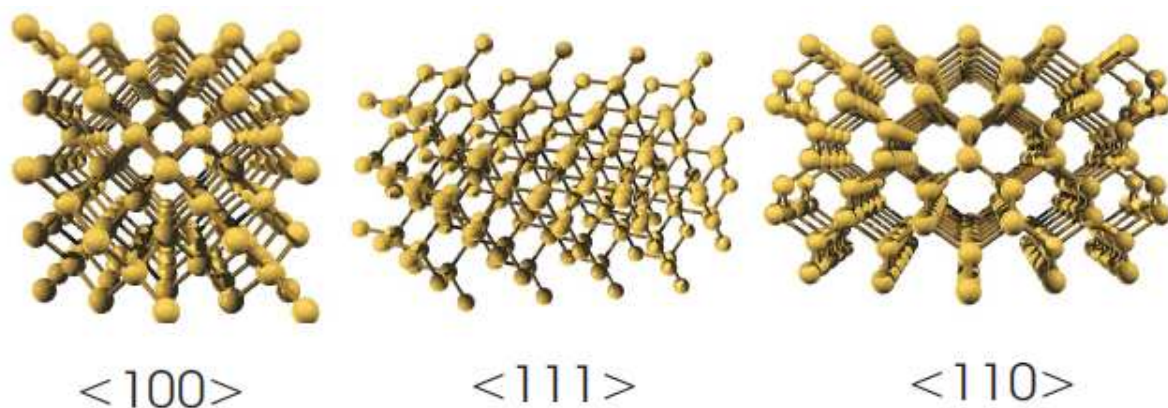


FIG. I.5: Directions cristallines du silicium

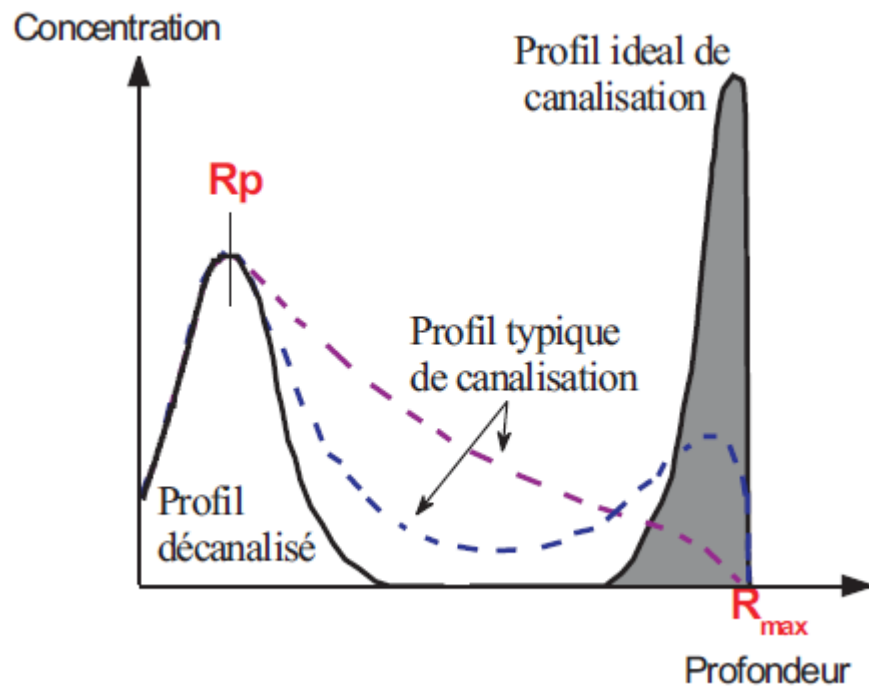
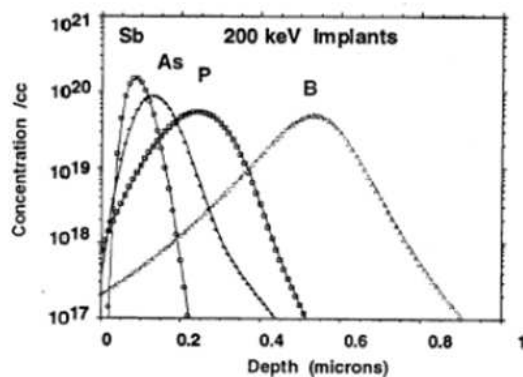


FIG. I.6. Influence du phénomène de canalisation sur les profils d'implantation ionique [MAYER_70]



Elément	Masse atomique
Sb	122 amu
As	74 amu
P	31 amu
B	11 amu

FIG. I.7. Profondeur de pénétration des dopants en fonction de leurs masses pour une tension de 200 keV

Parmi les solutions utilisées afin d'éviter le phénomène de canalisation, l'orientation du faisceau incident de telle façon que celui-ci ne "voit" pas les canaux cristallins et arrive donc sous un angle d'incidence non nul. Pour le substrat du silicium, on utilise deux angles d'inclinaison : Angle de "tilt", il est de 7° en général, et l'angle de "twist", il est habituellement de 30° (FIG. I.8). De plus, vu sa faible masse, il est indispensable

d'implanter le bore à des faibles énergies afin de réduire au maximum sa pénétration dans le substrat afin de favoriser la formation des jonctions ultra-minces.

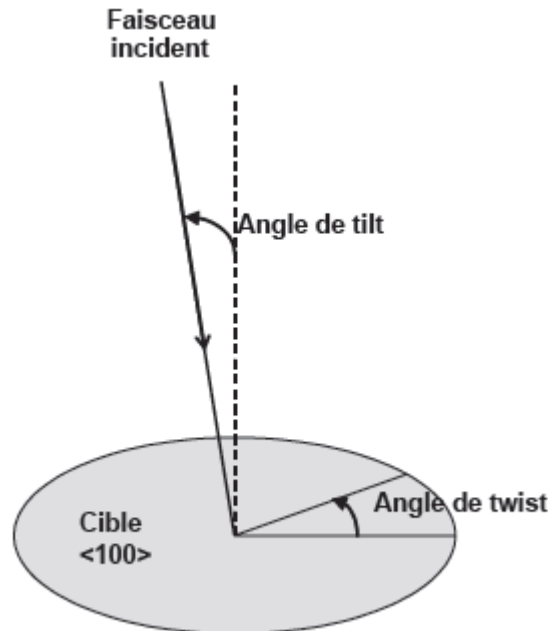


FIG. I.8. Schéma de représentation des angles de "tilt" et de "twist"

I.2.1.2. PréAmorphisation Ionique (PAI)

Une deuxième technique communément utilisée pour éviter l'effet de canalisation est la préamorphisation ionique (PAI). Cette technique consiste à amorphiser partiellement la couche superficielle du silicium sur quelques dizaines de nanomètres de profondeur (FIG. I.9). Pour ce faire, on bombarde le substrat de silicium, avant l'implantation du bore (par implantation ionique ou par immersion plasma), avec des ions lourds de même structure électronique externe que le silicium. De nombreux éléments peuvent convenir, le silicium lui-même, le germanium, l'étain, le plomb... Plusieurs critères sont à prendre en compte quant au choix de l'élément amorphisant; l'ion doit être le plus gros et le plus lourd possible pour obtenir une couche amorphisante débouchant en surface, l'ion ne doit pas interagir électriquement avec le silicium afin de ne pas introduire de « contre-dopage », et l'épaisseur de la couche amorphe doit être supérieure au parcours projeté moyen (R_p) pour minimiser les phénomènes de canalisation. Néanmoins, cette étape de la PAI présente des avantages importants: des profils de concentration abrupts pour le Bore (FIG. I.10) et une

meilleure activation électrique du dopant lors de la recristallisation par épitaxie en phase solide de la couche amorphe [LAMRANI_05].

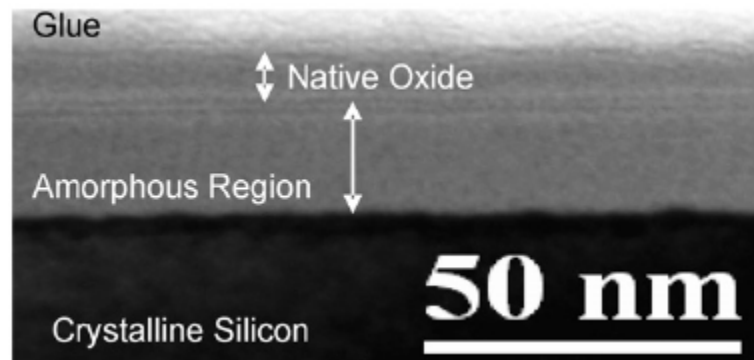


FIG. I.9. Image TEM du silicium après préamorphisation ionique (PAI) par germanium à 10 keV [Vervisch_08]

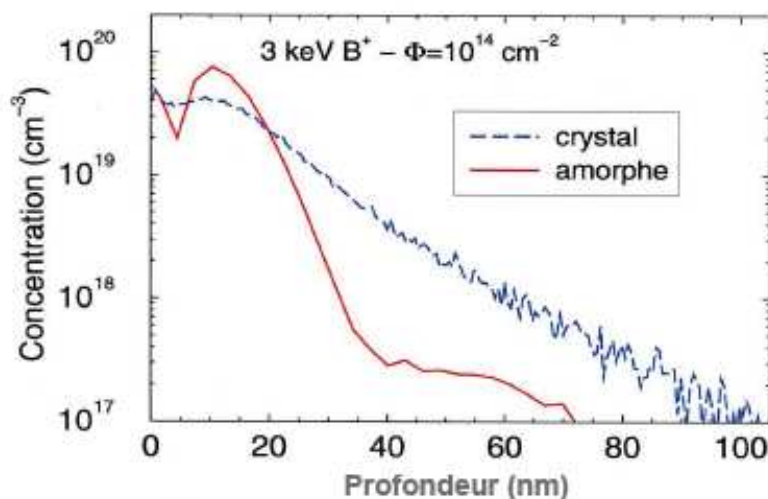


FIG. I.10. Mise en évidence de l'atténuation du phénomène de canalisation dans le cas d'une préamorphisation (PAI): implantation du bore à 3 keV, 10^{14} cm^{-2} [ALQUIER_98]

L'ion germanium est celui utilisé comme élément amorphisant pour nos échantillon. Il s'avère être un bon compromis. Il permet de réaliser des couches uniformes de silicium amorphe dont l'épaisseur varie de quelques nanomètres à plusieurs centaines de nanomètres. Il crée moins de défauts structuraux que tous les autres éléments cités plus haut. Il permet donc de réaliser des meilleures jonctions [MINONDO_94]. Le bore est ensuite implanté, après cette phase de préamorphisation.

I.2.1.3. Défauts engendrés par l'implantation ionique

L'implantation ionique engendre des défauts supplémentaires à ceux présents à l'équilibre thermodynamique, en déplaçant les atomes de la cible. L'énergie nécessaire pour déplacer un atome de Si du réseau monocristallin est de 15 eV, celle-ci est transférée par collision nucléaire [LAMRANI_05, ROBERTSON_01]. Il s'agit ici des défauts ponctuels (TAB. I.1). En effet, il ne s'agit que de perturbations locales au niveau atomique. Les défauts majoritairement créés par l'implantation ionique sont des paires de Frenkel (lacune (V), interstitiel (I)). Seules les collisions nucléaires sont responsables de la création de ces défauts, soit à la suite de chocs primaires avec l'ion incident, soit à la suite de chocs secondaires avec un atome de la cible en mouvement issu d'un choc primaire ou secondaire.

Défaut	Type
Ponctuel	Intrinsèque: lacune interstitiel Extrinsèque: impureté substitutionnelle Impureté interstitielle
Linéaire	Dislocation: coin boucle vis
Plan	Défaut d'empilement Macle Joint de grain
Volume	Précipité cavité

TAB. I.1. Classement des différents types de défauts cristallins [LEVY_95]

La distribution des défauts en fonction de la profondeur est très différente de celle des ions implantés. Les défauts sont créés à des profondeurs moins importantes. En effet, l'ion ne possède plus suffisamment d'énergie, lorsqu'il est en fin de parcours, pour déplacer des atomes loin de leur site d'origine. Il ne créera donc que des défauts rapidement annihilés. La zone où sont majoritairement créés les défauts, entre la surface et le maximum d'implantation (R_p), est appelée « zone des cascades ». Ceci est illustré sur la figure I.11.

Bien que de nombreux défauts subsistent dans le cristal après l'implantation ionique, la structure cristallographique de l'échantillon n'est pas complètement détruite. Le nombre de ces défauts dépend de la vitesse de création des défauts (dose implantée, intensité du faisceau d'ions, profondeur de pénétration des ions) et de la vitesse d'annihilation (donc de diffusion) des paires de Frenkel dans le matériau.

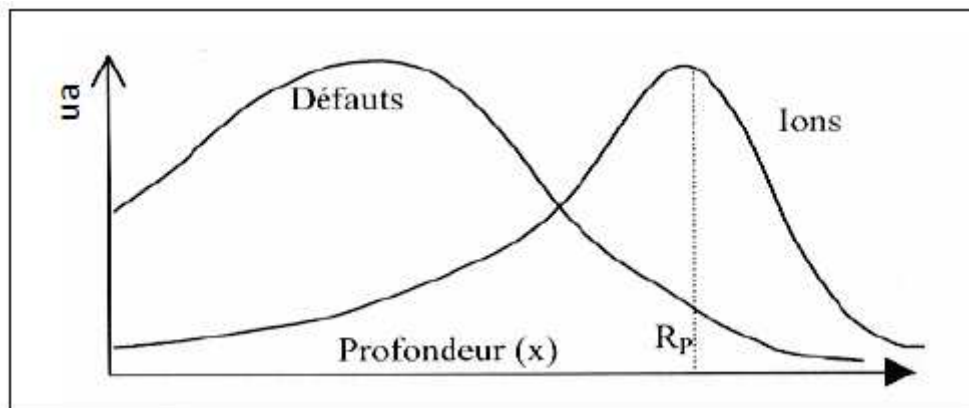


FIG. I.11. Répartition des défauts et des ions en fonction de la profondeur [DUDOGNON_06]

Selon le degré d'endommagement du cristal, on peut distinguer deux types d'implantations ioniques. La première endommage le cristal en occasionnant de nombreux déplacements des atomes de la cible mais en gardant son caractère cristallin. Dans ce cas, la plupart des recombinaisons interstitiel-lacune (I-V) vont se dérouler dès les premiers instants du recuit à une température relativement basse. La seconde va endommager le cristal au-delà d'un seuil critique et ainsi créer une zone dite amorphe partant de la surface et allant jusqu'à une profondeur déterminée par les conditions d'implantation. Ainsi, le degré d'amorphisation a une grande influence sur les paramètres du recuit thermique.

Il est utile de rappeler que l'objectif du dopage est de placer des impuretés dopantes en position substitutionnelle dans le cristal où elles deviennent électriquement actives. La première condition est donc de restaurer l'ordre cristallin initial grâce au traitement thermique, qui fait objet de notre étude, détaillée dans le paragraphe I.3.

I.2.2. Implantation par immersion plasma

Le procédé PIII (Plasma immersion ion implantation) a été développé en 1986 pour des applications métallurgiques notamment dans le but d'améliorer la résistance à

l'usure, et à la corrosion et la résistance des alliages avec des surfaces non-planes [JONES_98].

L'implantation par immersion plasma est une technique alternative à l'implantation ionique classique pour la réalisation des jonctions ultra-minces. Elle consiste à doper le matériau en créant un plasma à partir d'un gaz, près du substrat cible et accélérer les ions créés grâce à un champ impulsionnel (FIG. I.12). Ainsi, l'échantillon est placé sur un substrat conducteur lié à la cathode

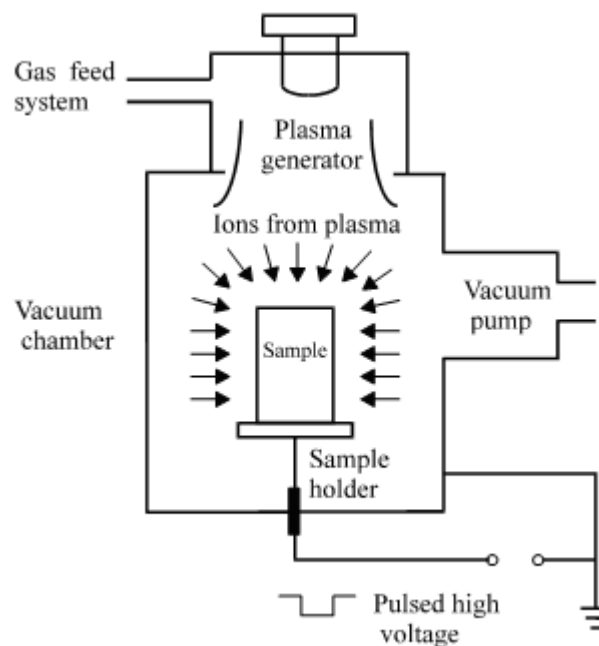


FIG. I.12: Schéma de principe de dopage par immersion plasma

A la différence de l'implantation ionique, qui trie les ions à implanter par spectrométrie de masse, l'implantation par immersion plasma ne sélectionne pas les espèces. Tous les ions présents dans le plasma et accélérés par le champ impulsionnel seront implantés [HERNANDEZ_05]. Le procédé PIII diffère également de l'implantation ionique du fait que la colonne de l'accélération d'ions et les optiques du faisceau d'ions ne sont pas utilisées lors de l'implantation [JONES_98]. Le procédé est non-directionnel, les ions positifs frappent la surface simultanément sur toutes les faces. Ceci permet de traiter facilement des substrats à géométrie complexe. La taille des substrats ne détermine pas le temps de traitement. Les impulsions très courtes évitent l'échauffement des substrats. Ceci est intéressant pour les matériaux thermo-sensibles. La profondeur d'implantation des ions est contrôlée par la tension d'accélération des ions et la dose implantée dépend

du temps de séjour du plasma dans l'enceinte, c'est-à-dire la durée de l'impulsion haute tension (FIG. I.13) [HERNANDEZ_05].

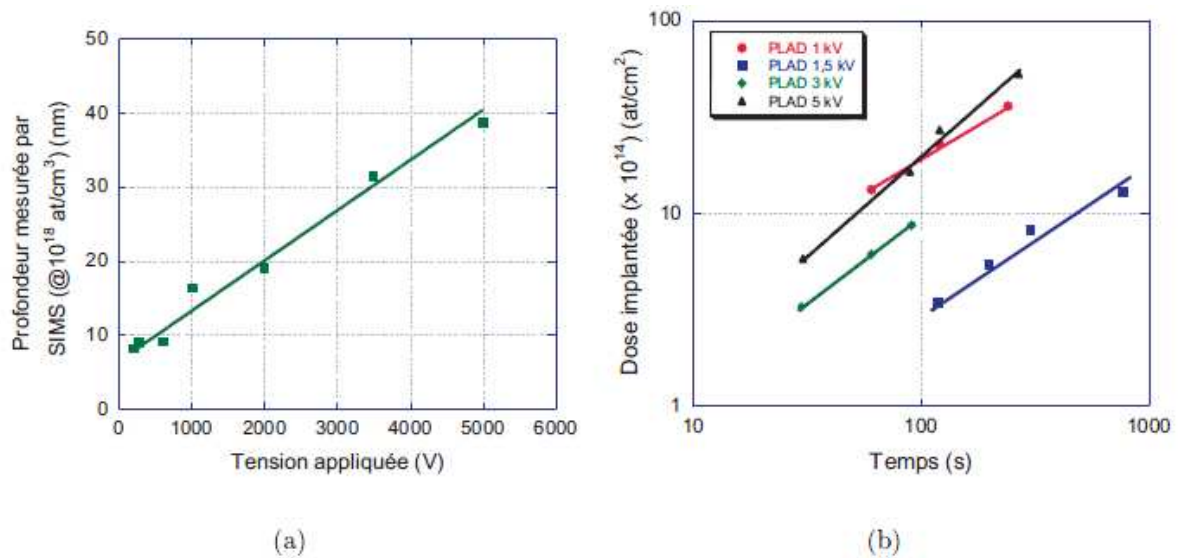


FIG. I.13. Influence de la tension appliquée à la cathode sur la profondeur d'implantation (a) et du temps du process sur la dose implantée pour différentes tensions appliquées à la cathode (b) avec la technologie PLAD® [HERNANDEZ_05]

I.2.3. Dopage par laser (GILD)

Une troisième technique permettant d'introduire des éléments étrangers dans des matériaux comme le silicium est dite par laser ou GILD (pour Gas immersion laser doping). Cette méthode repose sur un cycle de chauffage/refroidissement du substrat, avec ou sans phase de fusion du matériau. La fusion superficielle du matériau permet l'épitaxie en phase liquide du silicium cristallin sous-jacent pendant la solidification (FIG.I.14) [ACHATZ_08]. La particularité de cette méthode est la combinaison, en même instant, des deux phases de formation de jonctions: le dopage et le recuit.

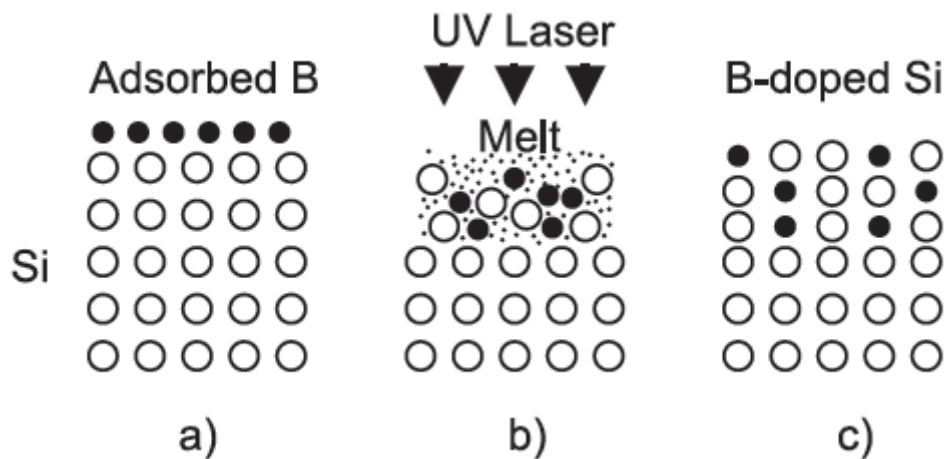


FIG. I.14. Schéma des trois étapes principales du procédé GILD. (a) adsorption des dopants, (b) chauffage ou fusion de la couche superficielle du substrat (Si) par un faisceau laser, (c) Diffusion des dopants dans les sites substitutionnels et formation d'une jonction [ACHATZ_08]

Les paramètres laser (longueur d'onde, temps d'interaction, profil temporel de l'impulsion laser ...) jouent un rôle primordial sur le comportement du matériau et par conséquent sur les caractéristiques finales des jonctions (épaisseur, concentration en dopant, résistivité ...).

La figure I.15, représente la résistivité surfacique en fonction de la profondeur des jonctions obtenues avec différents type de recuit (qu'on détaillera dans la partie I.3 de ce chapitre) comparées aux spécifications de l'ITRS [SARNET_06]. Ceci révèle l'importance des nouveaux procédés (GILD, LTP (Laser Thermal Processing)) de fabrication de jonctions ultra-minces. En effet, on peut constater que les procédés GILD et LTP dont l'activation des dopants se fait par recuit laser, permettent d'avoir des jonctions ultra-minces (10-20 nm) avec des résistivités assez faibles. De plus, dans le cas du dopage GILD une incorporation record a été atteinte avec près de 10^{14} atomes de bore/cm² et par tir laser ce qui a permis d'obtenir des concentrations en bore supérieures à la solubilité limite du bore dans le silicium ($3 \cdot 10^{21}$ atomes de bore/cm³) à l'équilibre thermodynamique avec des profils de concentration abrupts (FIG.I.16) [KERRIEN_04].

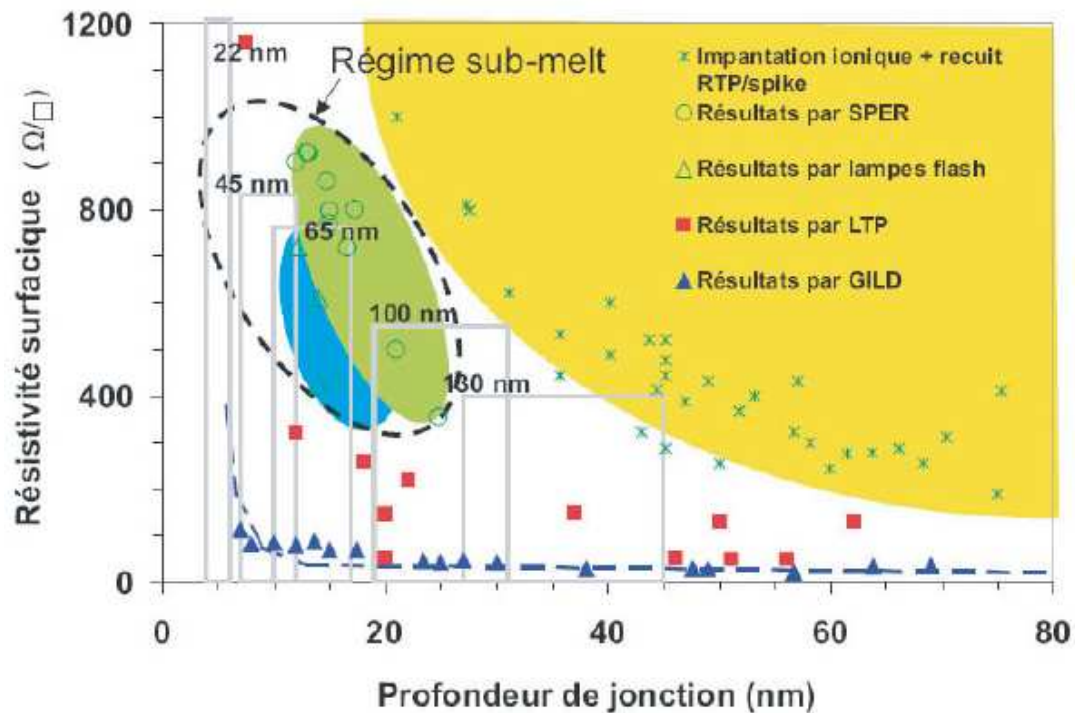


FIG. I.15. Résistivités surfaciques en fonction de la profondeur de jonctions obtenues par différentes techniques de recuit, classiques et laser, comparées aux spécifications de l'ITRS pour les futures générations de la technologie CMOS (rectangles) [SARNET_06]. (SPER: solid phase epitaxial regrowth)

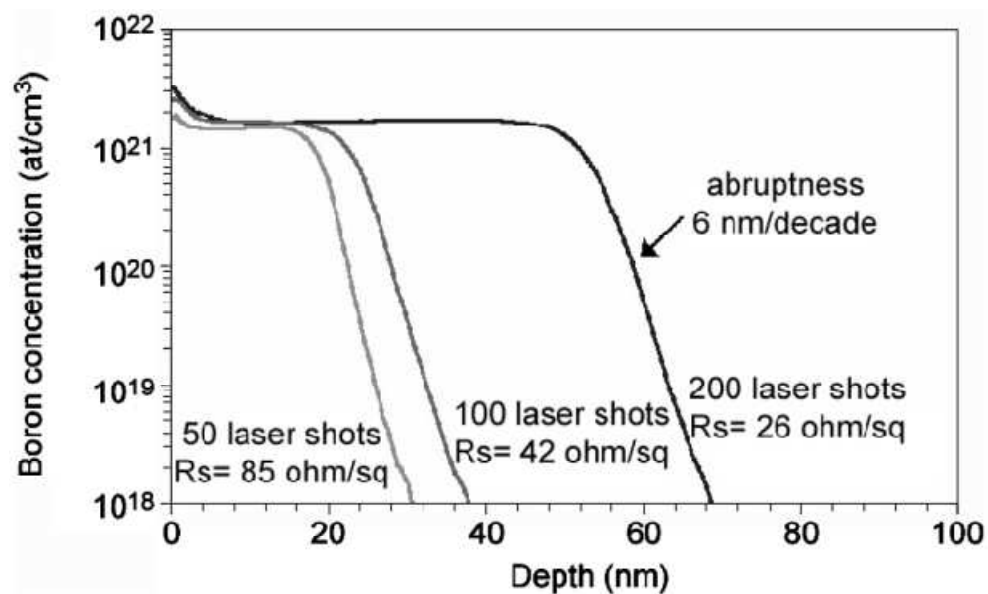


FIG.I.16. Profils SIMS de la concentration du bore en fonction de la profondeur sur des échantillons dopés par GILD avec 50, 100 et 200 tirs laser (308 nm, 30 ns) à 670 mJ/cm² [KERRIEN_04]

Ainsi, ces nouveaux procédés pourraient remplacer les anciens dont l'objectif de répondre aux prévisions de l'ITRS. En effet, ces techniques se basent sur l'implantation ionique et recuit par laser, c'est le cas du procédé GILD ou une implantation ionique suivie d'un recuit laser. Nous verrons dans la partie suivante du chapitre que plusieurs paramètres de recuit sont décisifs quant à la nature de la jonction formée.

I.3. Recuits thermiques

I.3.1. Rôles du traitement thermique

Précédemment, nous avons évoqué l'une des premières étapes permettant la formation des jonctions, il s'agit de l'implantation ionique. Nous avons pu constater que plusieurs techniques d'implantation pourront être candidates dans la fabrication des jonctions. Cependant, deux d'entre elles pourraient être retenues pour la formation des jonctions ultra-minces, il s'agit des procédés LTP et GILD. Il faut noter qu'après chaque implantation ionique, quel que soit le procédé, un recuit thermique s'avère indispensable pour l'activation des dopants, permettant, ainsi, la création d'une jonction. L'étape la plus critique utilisant le recuit thermique dans la fabrication des transistors CMOS concerne la formation des extensions de source et drain du transistor. Ces jonctions doivent être de plus en plus minces avec un taux d'activation maximum. L'enjeu de cette étape est de réduire la durée des recuits thermiques afin de limiter la diffusion des dopants dans le substrat, tandis que la température doit augmenter pour une meilleure activation des dopants.

En plus de l'activation des dopants dans la couche implantée en les diffusant dans les sites substitutionnels, le recuit thermique intervient dans la réparation des dommages créés lors de l'implantation ionique (amorphisation). Les techniques de recuit classiques (four, lampes) atteignent aujourd'hui leurs limites à cause des phénomènes de diffusion (normale ou accélérée) qui empêchent de réaliser des jonctions ultra-minces (épaisseur inférieure à 20 nm), abruptes et fortement activées.

I.3.2. Diffusion

Les dopants sont des impuretés dont la configuration stable se situe sur des sites substitutionnels du réseau. Lorsque ces impuretés se positionnent sur un site dédié au silicium (en site substitutionnel), elles deviennent actives et peuvent alors jouer leur rôle de dopant. Cependant la diffusion de ces impuretés n'est possible qu'en mettant en jeu les défauts ponctuels et intrinsèques du silicium. Ces défauts sont soit les lacunes, soit des interstitiels, ce qui donne lieu à deux types de mécanismes élémentaires de diffusion, mécanisme lacunaire et mécanisme interstitiel.

I.3.2.1. Loi de Fick

L'approximation la plus simple pour la diffusion à l'équilibre après implantation ionique est celle de la redistribution d'un profil gaussien « enterré ». Elle découle de la résolution des équations de Fick traduisant le mouvement des espèces dû à un gradient de concentration. Le flux J de dopants diffusants traversant par unité de temps et par unité de surface est proportionnel à la variation spatiale de leur concentration C :

$$J = -D\vec{\nabla}C \quad I.1$$

Le flux étant généralement exprimé en atomes par centimètre carré et par seconde ($cm^{-2}.s^{-1}$) et les concentrations en nombre d'atomes par centimètre cube (cm^3), D s'exprime alors en $cm^2.s^{-1}$. Le signe moins traduit le sens de diffusion, des zones les plus concentrées vers les zones les moins concentrées.

Dans l'hypothèse où aucune particule n'est créée ou détruite, l'évolution temporelle de la concentration C des particules dans le volume est égale à la divergence du flux des particules.

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -\vec{\nabla}J \quad I.2$$

On obtient ainsi la seconde équation de Fick à une dimension :

$$\frac{\partial C(x,t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial C(x,t)}{\partial x} \right) \quad I.3$$

Cette équation permet de décrire l'évolution temporelle de la concentration en espèce diffusante en un point donné. La dépendance en température du coefficient de diffusion D s'exprime selon la loi d'Arrhenius :

$$D = D_0 \cdot \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \quad I.4$$

D_0 est considéré comme une constante et est appelé terme pré-exponentiel, E_a l'énergie d'activation de la diffusion, k est la constante de Boltzmann et T la température absolue. La figure I.17 illustre les coefficients de diffusion intrinsèques (en l'absence de défauts) ainsi que les énergies d'activation des principaux dopants dans le silicium utilisés en microélectronique

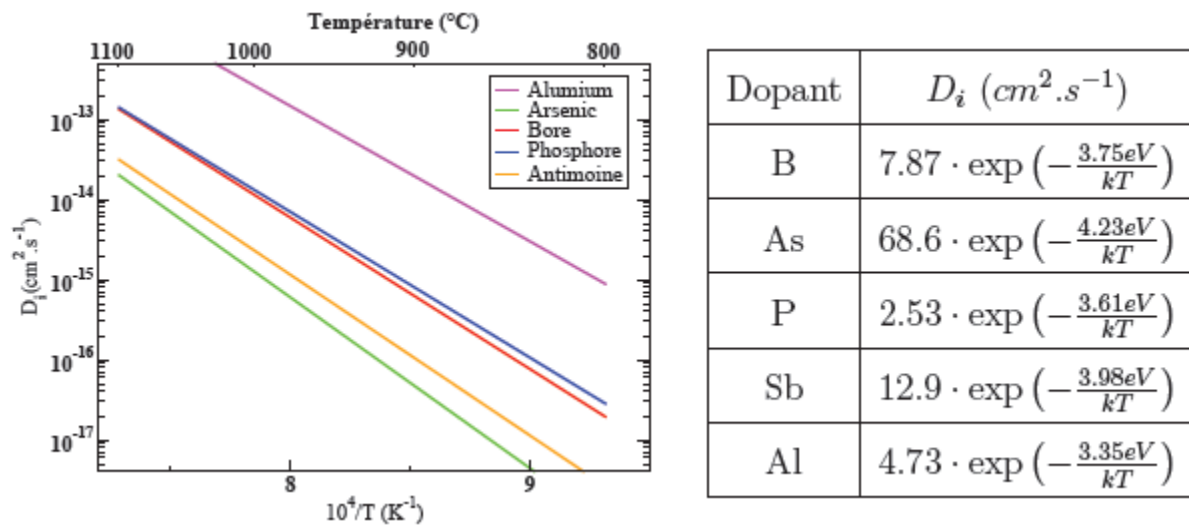


FIG.I.17. Coefficient de diffusion intrinsèque des principaux dopants dans le silicium utilisés en microélectronique [BOUCARD_03]

Dans le cas du bore, il a été observé, lors d'un recuit thermique, un phénomène de diffusion anormal de cet élément, il s'agit de la diffusion accélérée et transitoire du bore, en anglais "Transient Enhanced Diffusion" (TED).

I.3.2.2. Diffusion accélérée et transitoire (TED)

Après l'implantation ionique, il est nécessaire d'effectuer des recuits post-implantation afin d'activer électriquement les dopants, c'est-à-dire les mettre en position substitutionnelle dans le réseau cristallin. Cependant, au cours de ces recuits, se forment des défauts étendus de type interstitiel qui sont à l'origine de problèmes majeurs tels que la diffusion accélérée et transitoire ou la dégradation des propriétés électriques (courants de fuite, résistances parasites, effet canal court...).

En effet, il a été observé que, dans le cas du bore, la diffusion de celui-ci était supérieure à celle connue à l'équilibre thermodynamique. Ce phénomène est transitoire car son amplitude décroît avec le temps du recuit. D'où le nom de diffusion accélérée et transitoire (en anglais Transient Enhanced Diffusion) utilisé pour définir ce phénomène. L'une des premières études à l'avoir décrit a été publiée en 1987 [MICHEL_87].

Sur la figure I.18 on constate que l'effet transitoire est clairement perceptible en comparant les profils de diffusion au début du recuit (35min) et après des temps très longs. Ce phénomène est critique pour la formation des jonctions ultra-minces. De nombreuses études ont été faites dans l'objectif est de modéliser ce phénomène afin de comprendre les mécanismes de la diffusion après un recuit classique [BOUCARD_03].

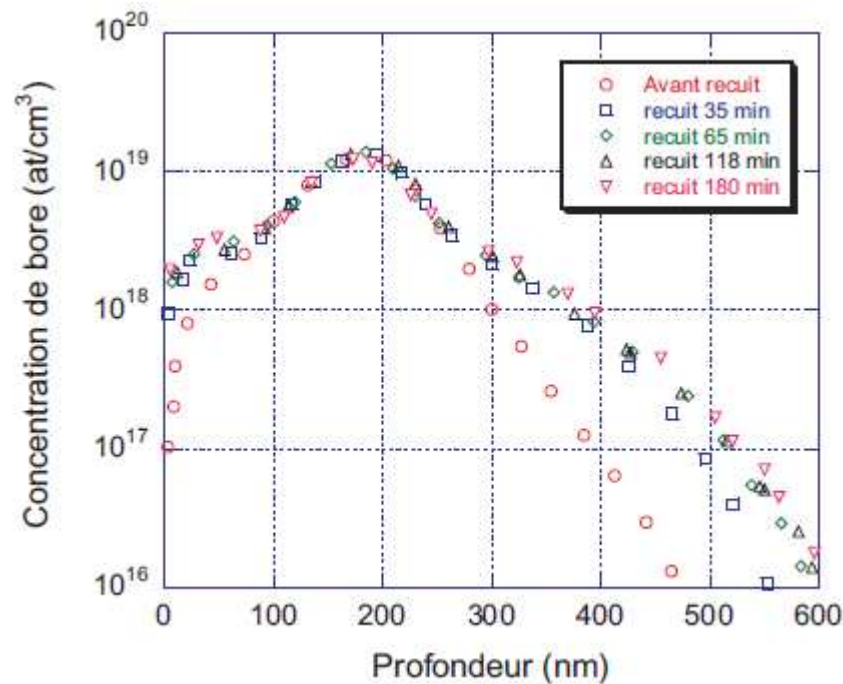


FIG.I.18. Evolution du profil de concentration du bore implanté dans le silicium pour différentes durée de recuit à 800°C [MICHEL_87]

Dans le cas d'une amorphisation, lors du recuit thermique, les défauts se forment derrière l'interface amorphe/cristal. Ils sont appelés défauts de fin de parcours ou "End Of Range" (EOR) en anglais. Lors d'un recuit, lorsque la recristallisation est imparfaite, des dislocations en forme de V peuvent apparaître lorsque le front de recristallisation a rencontré des zones microcristallines désorientées par rapport au substrat. Ces défauts peuvent évoluer en se propageant de l'interface amorphe/cristal vers le silicium recristallisé (problème rencontré lors du procédé de recristallisation en phase solide (SPER) dont on détaillera le principe dans le paragraphe I.3.3) [HERNANDEZ_05].

Pour minimiser ces phénomènes de diffusion, il faut diminuer les temps de recuits thermiques. Le procédé LTP pourrait convenir au mieux puisque les durées d'impulsion des lasers utilisés dans nos travaux sont de l'ordre de quelques nanosecondes.

I.3.2.3. Mécanisme lacunaire

Pour diffuser, l'atome dopant doit avoir une lacune qui se présente en position du premier voisin dans le réseau cristallin. La diffusion s'effectue par échange de sites entre l'impureté et la lacune. Dans le cas le plus général, cette lacune peut ensuite s'éloigner de l'atome d'impureté par échange avec les atomes de silicium voisins. Le processus doit

alors se renouveler pour que l'impureté dopante effectue un saut supplémentaire. La figure I.19 illustre ce mécanisme.

Dans le cas du silicium, La lacune va rester liée à l'impureté et c'est le complexe dopant-lacune qui va diffuser en tant que tel dans le réseau cristallin du silicium. En effet, le processus ne se suffira pas d'un simple échange de position, mais en raison de la forte énergie de liaison existant entre la lacune et le dopant, cette lacune se déplacera le long des sites voisins pour revenir de l'autre côté du dopant et ainsi recommencer un cycle.

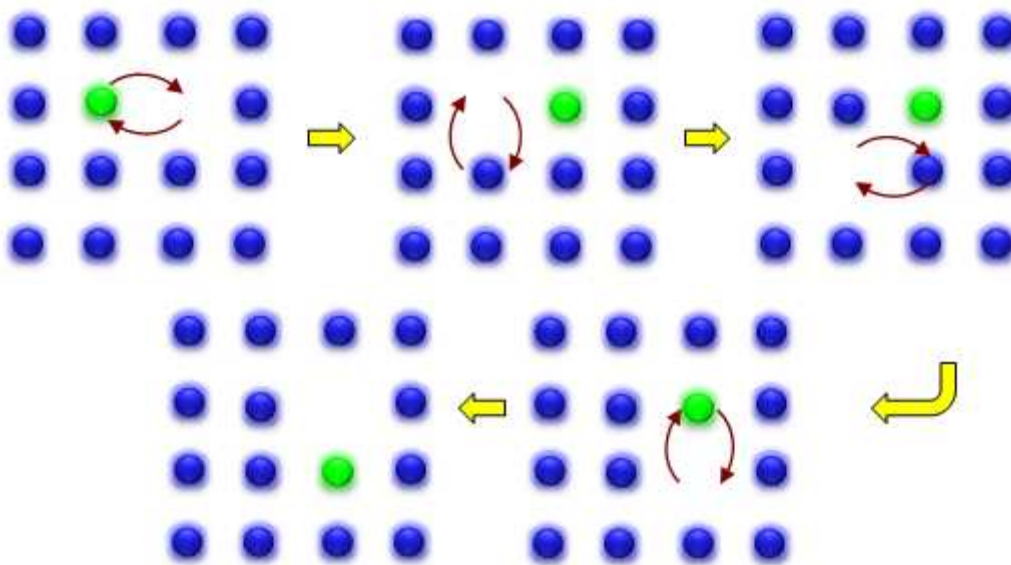


FIG. I.19. Représentation schématique de la diffusion de l'impureté dopante selon le mécanisme lacunaire [MATHIOT]

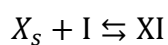
La diffusion des impuretés dopantes se fait alors uniquement par l'intermédiaire de la migration des complexes dopant-lacune. Ce mécanisme permet de plus longues distances de migration que via le simple échange de site mais surtout le flux de dopant qui en résulte se dirige dans la même direction que le flux de lacune. Alors que dans le cas du mécanisme d'échange mutuel, le flux de lacune est opposé au flux de dopant. On peut résumer ce mécanisme par la réaction suivante [BOUCARD_03]:



avec X_s représentant une impureté dopante située sur un site substitutionnel. V symbolise une lacune qui vient former une paire dopant-lacune pour diffuser. La réaction s'effectuant dans les deux sens, elle correspond aussi à la dissociation de la paire.

I.3.2.4. Mécanisme interstitiel

Le second mécanisme intervenant dans la diffusion des impuretés dopantes utilise les auto-interstitiels de silicium. Les deux figures I.20. et I.21 illustrent les deux principaux mécanismes interstitiels ; à savoir, le mécanisme interstitiel direct ou kick-out et le mécanisme interstitiel indirect ou par paire. Quand un auto-interstitiel arrive au voisinage d'une impureté substitutionnelle, il peut interagir avec elle pour former une paire dopant-interstitiel. L'auto-interstitiel et l'atome de dopant se partagent alors un site du réseau et cette entité est appelée un interstitiel mixte dissocié. Cette paire peut ensuite diffuser suivant la séquence de saut décrite sur la figure I.20. Ce mécanisme peut être modélisé par la réaction suivante :



I. 6

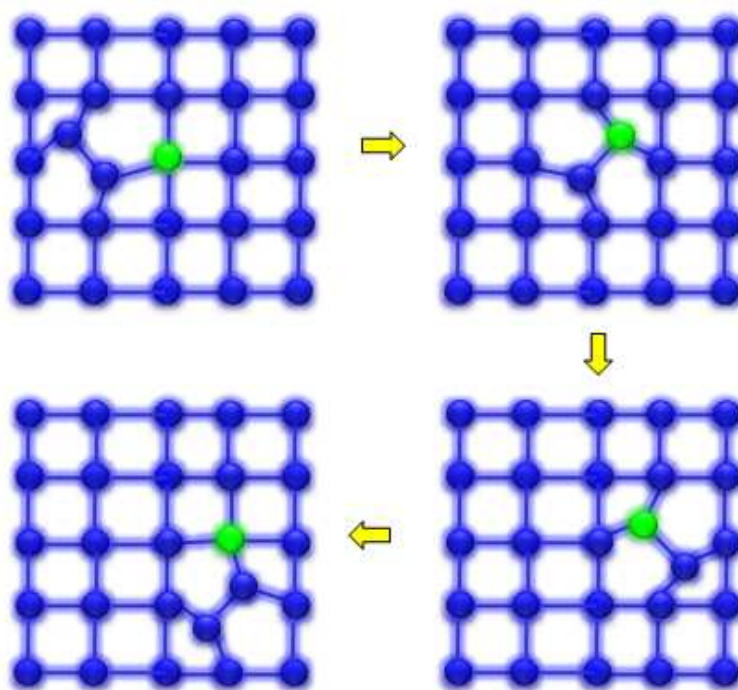


FIG. I.20. Schéma de principe représentant la diffusion de l'impureté dopante via le mécanisme interstitiel indirect ou par paire [MATHIOT]

La deuxième possibilité illustrée sur la figure I.21, a été proposée par Gösele et al. [GOSELE_79] sous l'appellation de "kick-out". Par ce mécanisme, un auto-interstitiel éjecte une impureté substitutionnelle de son site, conduisant à la formation d'une impureté interstitielle. Cette impureté migre rapidement pour qu'à son tour repasse en site substitutionnel en délogeant un atome de silicium de son site substitutionnel.



Il est par ailleurs intéressant de remarquer que le mécanisme de diffusion des impuretés substitutionnelles assisté par les auto-interstitiels est identique au mécanisme de kick-out en faisant l'hypothèse que l'impureté reste liée au réseau [BOUCARD_03].

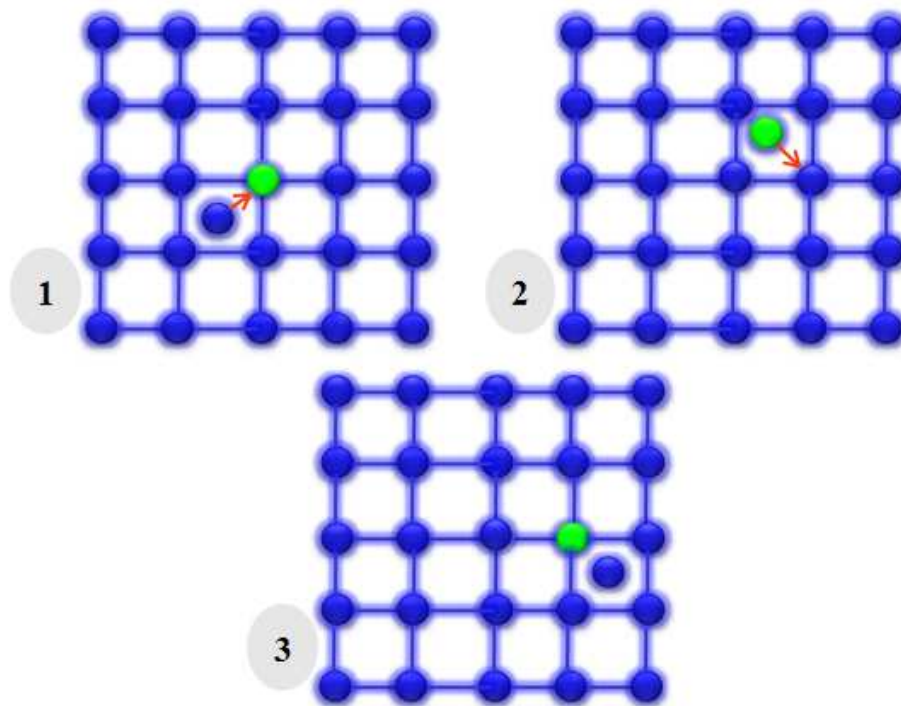


FIG.I.21.Schéma de principe représentant la diffusion de l'impureté dopante via le mécanisme interstitiel direct ou le Kick Out [MATHIOT]

I.3.3. Recuit à basse température ou recristallisation en phase solide (SPER) (solid phase epitaxial regrowth)

Afin de minimiser les phénomènes de diffusion, la recristallisation en phase solide appelé SPER (solid phase epitaxial regrowth) semble être l'alternative des recuits à haute température. D'après R. Lindsay, ce procédé permet de répondre aux exigences de l'ITRS pour les nœuds technologique sub-70 nm [LINDSAY_02]. Cette technique est basée sur la mise en site substitutionnel des dopants dans la zone amorphe. Ainsi, cela peut nécessiter une préamorphisation ionique du silicium avant l'implantation des dopants. L'épaisseur de la couche amorphe définit ainsi celle de la jonction qui sera

formée. Dans le cas du silicium, la recristallisation d'une couche amorphe a lieu à des températures de l'ordre de 600 °C avec des durées, dépendant de la température, de l'ordre de la minute. La vitesse de recristallisation V_g peut être estimée par la loi d'Arrhenius suivante:

$$V_g = V_{g_0} \cdot \exp\left(\frac{-E_a}{kT}\right) \quad \text{I. 8}$$

où $V_{g_0} = 2.9 \cdot 10^9 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ et $E_a = 2.7 \text{ eV}$ pour un substrat non dopé. Cette vitesse dépend de plusieurs paramètres. Les plus importants parmi eux sont la température, l'orientation cristallographique du matériau, le silicium orienté <100> recristallise plus vite que celui orienté <111>, et la nature des dopants implantés. Par exemple, un substrat dopé au bore recristallise plus rapidement qu'un substrat dopé au phosphore [HERNANDEZ_05]. Le processus de recristallisation lors du procédé SPER conduit à une transformation de couche par couche du silicium amorphe en silicium cristallin (FIG. I.22) [BAUER_00].

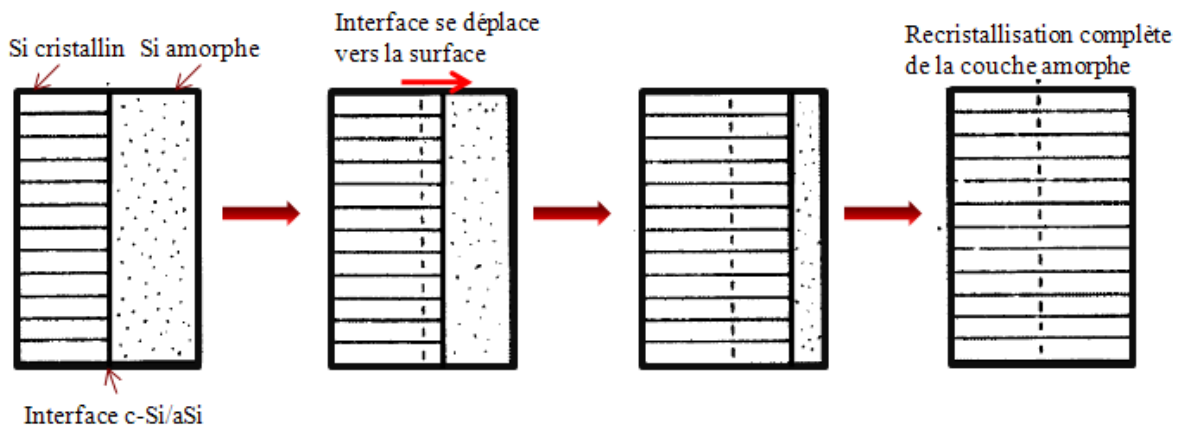


FIG. I.22. Schéma de recristallisation en phase solide (SPER), montrant le sens de déplacement de l'interface c-Si/a-Si [BAUER_00]

Cette technique permet d'avoir de très faibles résistivités et des jonctions très minces. Cependant, ce recuit à basse température ne permet pas de dissoudre les défauts de fin de parcours qui se forment sous l'interface amorphe/cristal où ils sont pris au piège. Ces défauts seront à l'origine des courants de fuite résiduels importants dans les transistors (FIG. I.23) [LINDSAY_02]

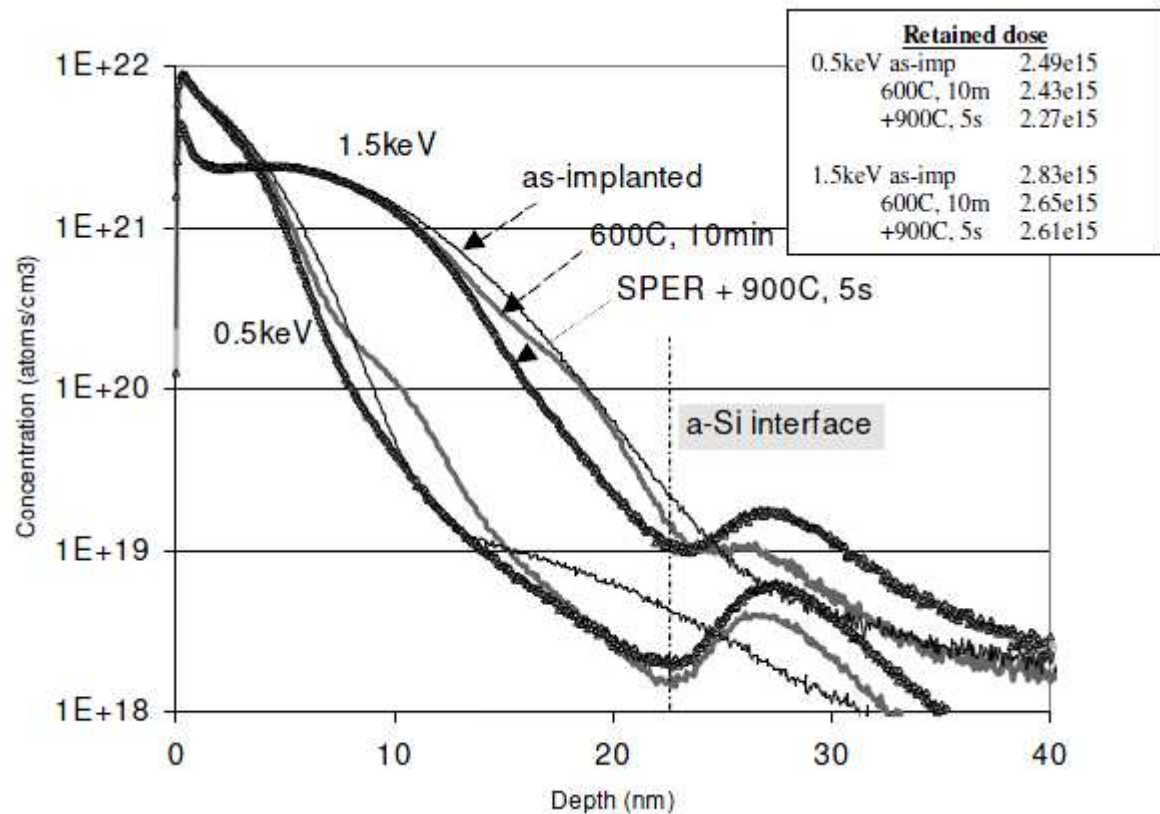


FIG. I.23. Profil SIMS de la concentration en bore dopé avec des énergies de 0.5keV et 1.5keV et avec une dose de 3×10^{15} at/cm² avant et après SPER [LINDSAY_02]

I.3.4. Recuit thermique rapide (Rapid Thermal Annealing (RTA))

Connu depuis les années 1950, le recuit RTA est aujourd'hui l'un des principaux procédés utilisés pour la cristallisation de films minces ou pour la diffusion de dopants. Ces principaux atouts sont une transmission de l'énergie par rayonnement et non par convection. Il en résulte des montées de température pouvant atteindre quelques centaines de degrés Celsius/seconde (elles varient, en général, entre 50°C/s à 300°C/s). Ce procédé de recuit repose sur un chauffage par une lumière incohérente. Le rayonnement visible et infra-rouge peut provenir suivant le type de la machine, soit d'une plaquette de graphite portée à incandescence par effet Joule, soit de lampes à arc refroidies par eau, soit enfin de lampes halogènes à filament de Tungstène. L'échauffement du matériau résulte de l'interaction entre les ondes électromagnétiques et les électrons des atomes du matériau ; les noyaux étant plus lourds ne sont pas sensibles à des rayonnements de si haute fréquence [LAMRANI_05]. Grâce à la puissance des lampes halogènes. En général ces recuits durent moins de 100 secondes et

certaines, appelés flash, durent moins de cinq secondes, Limitant ainsi la diffusion des dopants [COVAS_93]. Ces traitements rapides permettent d'obtenir des budgets thermiques plus faibles que par les méthodes de recuit conventionnelles. Ces qualités de faible budget thermique sont bien appréciées pour la compatibilité des différentes étapes technologique impliquées dans la réalisation de composants électroniques.

La figure I.24 montre un profil typique de montée en température lors d'un recuit RTA, celui-ci consiste à une stabilisation en température à $\sim 650\text{ }^{\circ}\text{C}$, suivie d'une montée très rapide de température (Spike Anneal) avec une vitesse voisine de $100\text{ }^{\circ}\text{C/s}$ pour atteindre une température critique de $\sim 1000\text{ }^{\circ}\text{C}$, et enfin, un refroidissement libre à plusieurs dizaines de degrés Celsius par seconde [GUNAWAN_04].

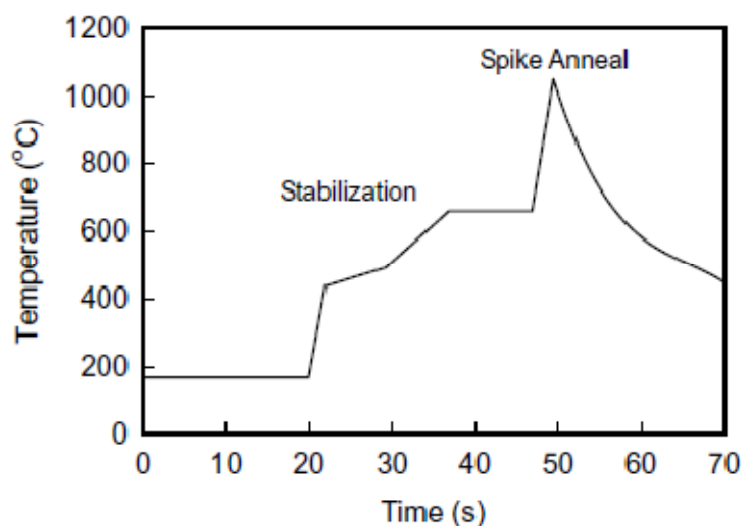


FIG. I.24. Profil typique de la montée de la température dans le cas du recuit RTA [GUNAWAN_04]

Malgré le progrès réalisé dans l'augmentation des pentes de montée et de descente en température, le profil temps-température ne parvient pas à être très aigu au voisinage du pic en température. D'où la limite du "spike anneal". De plus, la non-uniformité spatiale du recuit fait de ces techniques leur problème majeur. On agit souvent sur la rotation de l'échantillon au cours du processus pour ces mêmes raisons.

I.3.5. Recuit "Flash"

Récemment, c'est le "flash anneal", extension du "spike anneal" conventionnel, qui est le plus convoité. En effet, c'est cette technique qui rivalise au mieux avec les profils temps-températures du recuit laser. Pour ce faire, des lampes primaires

incandescentes permettent de porter préalablement l'échantillon à des températures pouvant varier de 400 à 700 °C. A ce système est couplé un système d'une ou plusieurs lampes à décharge au xénon émettant entre 300 et 800 nm. Lors de la décharge, ces lampes flash vont induire un échauffement impulsif du substrat, avec une densité d'énergie supérieure à 100 J/cm² et une durée de montée en température très courte (2ms). Les pics en température peuvent atteindre 1300 °C. Il faut noter que les rampes du front de montée en température que produit ce genre de flash peuvent atteindre 10⁶ °C/s [HERNANDEZ_05, FOGGIATO_05, LAMRANI_05].

La figure I.25 illustre la répartition des dopants (B, As) implantés dans le silicium polycristallin et recuit par les deux procédés RTA et recuit "flash". La courte durée du recuit "flash" permet de traiter le substrat sur une profondeur d'une dizaine de nanomètre. Tandis que le RTA entraîne à la formation des jonctions d'une centaine de nanomètres. Cependant, la distribution des dopants est plus uniforme avec un profil abrupt pour le recuit RTA.

Malgré les nombreux avantages du recuit "flash", l'uniformité spatiale de celui-ci reste également un problème majeur.

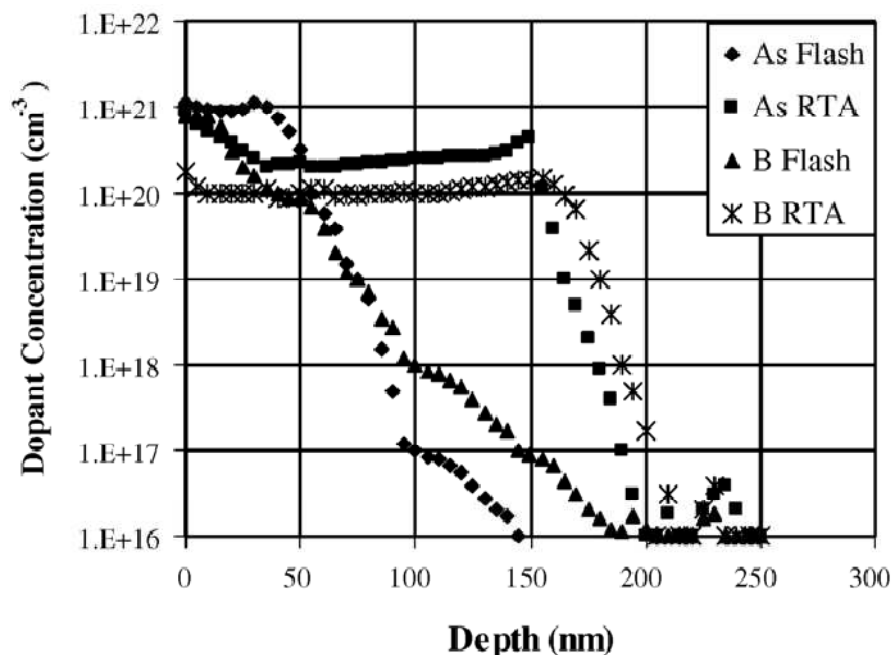


FIG. I.25. Profils SIMS de distribution du bore et de l'arsenic dans le silicium polycristallin après RTA et après recuit "Flash"[FOGGIATO_05]

I.3.6. Interaction laser-matière: Recuit laser (LTP) (Laser Thermal Processing)

L'interaction laser matière est un processus très complexe et ce n'est que dans quelques cas que le faisceau laser peut être considéré comme une simple source de chaleur. Les phénomènes se produisant pendant le processus d'interaction laser matière sont l'objet d'une forte préoccupation pour les chercheurs depuis l'apparition des lasers. De nombreuses études ont été faites dans ce sens notamment dans le cas du silicium [FOGARASSY_01]. En général les mécanismes qui ont lieu pendant l'interaction laser matière se basent sur la transformation de l'énergie absorbée en chaleur, qui est ensuite dissipée dans le matériau par conduction thermique et pouvant conduire à une fusion locale.

Lorsqu'un faisceau laser interagit avec la surface du silicium cristallin, plusieurs phénomènes entrent en jeu :

- L'absorption de l'onde électromagnétique par le matériau

- Le transfert de l'énergie laser au réseau cristallin par interaction électron-phonon

- La diffusion de la chaleur dans le matériau

- Le changement de phase : fusion puis resolidification

Ces étapes déterminent complètement la dynamique de fusion [Semmar_09, MARTAN_08]. Les propriétés optiques et thermodynamique du matériau mettent en condition l'interaction laser-matière. Lors d'un recuit laser, l'accroissement de la température est régi par l'équation de la chaleur suivante :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(K \cdot \nabla T) + G \quad 1.9$$

où la conductivité thermique K et la capacité calorifique C_p dépendent fortement de la température et de la phase du matériau (solide ou liquide) [BAUERLE_00]. Le terme source G comprend la chaleur latente, en cas de changement de phase, et l'énergie produite par l'absorption laser en fonction du temps. Cette énergie source dépend de la densité d'énergie laser incidente et de l'indice optique complexe du matériau. Tous les paramètres mis en jeu varient avec la température et la phase du matériau, mais aussi avec sa composition (alliage IV-IV, dopage, impuretés) et avec son état cristallin (amorphisation). Ils ne sont pas connus précisément sur toute la gamme de température, notamment aux températures élevées, jusqu'à la fusion et au-delà (phase liquide).

Les phénomènes physiques induits lors de l'interaction laser-matière sont principalement influencés par les caractéristiques du faisceau laser utilisé, et par les

caractéristiques physiques des matériaux traités. Ainsi, la durée d'impulsion laser et la longueur d'onde du laser influent directement sur le processus de fusion comme le montre la figure I.26 qui synthétise l'évolution de l'épaisseur fondue en fonction de la fluence laser pour deux lasers différents; un laser KrF (248 nm, 27 ns) et un laser Nd:YAG (266 nm, 10 ns). On remarquera, par ailleurs, que le seuil de fusion est d'autant plus important que la durée d'impulsion laser est élevée. Sur chacune des courbes, on distingue deux régimes différents ; un premier régime représente la fusion de la couche préamorphisée d'une épaisseur de 20 nm et un deuxième décrit la fusion du silicium cristallin sous-jacent.

La fusion induite par laser permet de réaliser des jonctions avec des concentrations en dopant plus élevée que par les processus classiques, et avec des profils de concentration en profondeur pratiquement carrés [SARNET_06].

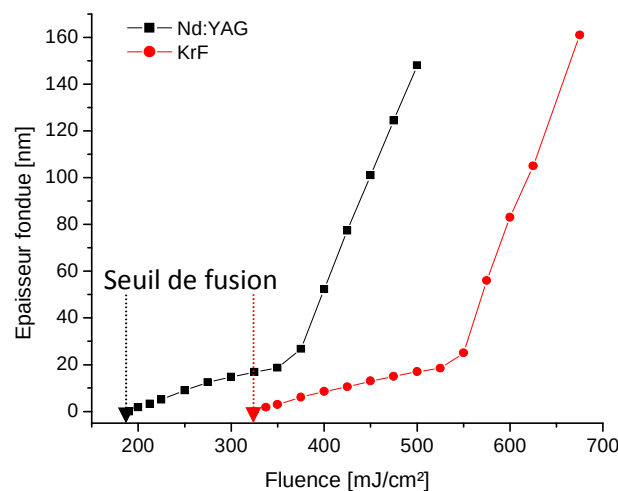


Fig.I.26. Résultats de simulation de l'épaisseur fondue en fonction de la fluence avec deux lasers différents (KrF (248 nm, 27 ns) et Nd:YAG (266 nm, 10 ns) lors d'un recuit d'un échantillon a-Si (épaisseur de la couche considérée amorphe étant de 20 nm)

La figure I.27 donne un exemple du résultat de nos simulations numériques en 2D avec le logiciel COMSOL Multiphysics d'une expérience de fusion induite par laser qu'on détaillera dans le chapitre 3. Elle présente les évolutions, en fonction du temps et pour une gamme de fluence allant de 325 mJ/cm^2 à 800 mJ/cm^2 , de la température de surface de silicium préamorphisée (a-Si) par implantation ionique (PAI) induite par une impulsion laser à 248 nm d'une forme "gaussienne" avec une largeur à mi-hauteur égale à 27 ns. La fusion n'apparaît qu'à partir d'une densité d'énergie appelée seuil de fusion.

Compte tenu des conditions et des approximations considérées pour effectuer ces calculs, le seuil de fusion est de 335 mJ/cm^2 . Sur la même figure, on peut facilement déterminer la durée de vie de la phase liquide. On en déduit également que les vitesses de front de fusion et de solidification sont extrêmement élevées puisqu'elles sont comprises entre 5 et 10 m/s. Quand la vitesse du processus de fusion/solidification reste inférieure à une vitesse limite d'environ 10 m/s, la solidification conduit à un processus d'épithaxie en phase liquide de la couche fondue. Ainsi, le matériau final est monocristallin avec le même paramètre de maille que le silicium sous-jacent dans le plan parallèle à la surface. C'est le même processus d'épithaxie induite par laser qui permet de reconstruire la couche superficielle du silicium après implantation ionique.

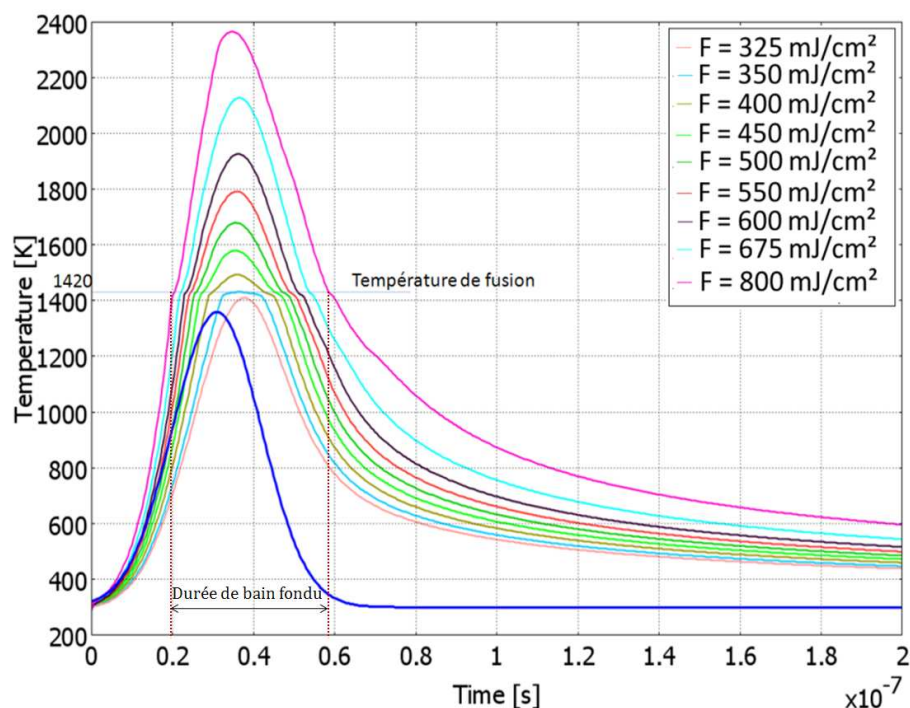


Fig.I.27. Simulation de l'évolution, en fonction du temps et pour différentes fluences, de la température de surface du silicium préamorphisé (a-Si) induite par une impulsion laser KrF ($\lambda = 248$, $\tau = 27 \text{ ns}$) de la forme "gaussienne" (forme d'impulsion laser montrée en bas de la figure (en bleu))

Cependant, si la vitesse de solidification dépasse un seuil d'environ 15 m/s, l'épithaxie ne peut plus avoir lieu: on reconstruit un matériau amorphe [BOULMER_05]. C'est pourquoi les applications visant l'épithaxie induite par laser utilisent des lasers de durée d'impulsion de l'ordre de la nanoseconde plutôt que de la picoseconde ou de la femtoseconde.

I.4. Conclusion

Dans le cadre de cette étude bibliographique, nous avons exposé les différentes étapes permettant la fabrication d'une jonction, à savoir l'implantation ionique et le recuit d'activation des dopants. Nous avons, également, mis l'accent sur les mécanismes de diffusion des dopants lors d'un recuit thermique. Dans l'objectif de déterminer les techniques appropriées à la formation des jonctions ultra-minces, nous avons mis en évidence les avantages et les inconvénients de chacune des méthodes (de dopage et de recuit) utilisées actuellement pour cet effet. Dans cette optique, nous avons démontré l'intérêt du choix du procédé LTP pour la formation des jonctions ultra-minces. En effet, cette méthode fait partie de celles qui répondent au mieux aux exigences industrielles pour la réalisation de jonctions ultra-minces. Par ailleurs, en plus de son avantage d'être un traitement local, le recuit laser permet de réaliser des jonctions avec des concentrations en dopant plus élevées que par les processus classiques, et avec des profils de concentration en profondeur pratiquement carrés (2.5 nm/décade avec le laser ArF [Vervisch_08]).

Dans le chapitre suivant, nous allons présenter les dispositifs expérimentaux utilisés dans le cadre de cette thèse ainsi que les techniques in situ et ex situ employées pour la caractérisation des jonctions formées lors d'un procédé LTP.

Références:

ACHATZ_08: P. Achatz, Metal-insulator transition and superconductivity in heavily borondoped diamond and related materials, Thèse de doctorat, l'Université Joseph Fourier – Grenoble I, 2008

ALQUIER_98: D. Alquier. Doctorat de l'institut national des sciences appliquées, 1998

BAUER_00: M. Bauer, M. Oehme, M. Sauter, G. Eifler, E. Kasper, Time resolved reactivity measurements of silicon solid phase epitaxial regrowth, Thin Solid Films 228-232, 2000

BAUERLE_96: D. Bäuerle, Laser processing and chemistry, Springer, 2000

BOULMER_05: J. Boulmer, D. Débarre, T. Sarnet, G. Kerrien, M. Hernandez, Interaction laser-silicium, publication de l'Université de Saint-Etienne (Jean Monnet), Plasmas Froids: Réactivité en volume et en surface, 2005

BLIN_03: D. Blin. Croissance et propriétés de films minces de HfO₂ déposés par Atomic Layer Deposition pour des applications microélectroniques. Thèse de doctorat, Université Montpellier II, 2003.

BOUCARD_03: F. Boucard, Modélisation de la diffusion des dopants dans le silicium pour la réalisation de jonctions fines, Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur – Strasbourg I, 2003

BOURNEL_04: A. Bournel, S. Galdin-Retailleau, and P. Dollfus. L'électronique ultime. Les nanosciences : Nanotechnologies et nanophysique éditions Belin, 2004.

CAGNAT_08: N. Cagnat, Implantation ionique et jonctions ultrafines : Caractérisation, ingénierie des défauts et application aux technologies 65 et 45 nm. Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur – Strasbourg I. 2008

COVAS_93: M. Covas et H. C. Gay, Recuit thermique rapide de semi-conducteur par énergie micro-onde, Classification Physics Abstracts, 61.70A - 78.70G, 1993

DENNARD_74: R. H. Dennard, F. H. Gaensslen, H. N. Yu, V. L. Rideout, E. Bassous, and A. R. Le Blanc ; IEEE J. Sol. St. Cir. ; 9 (5) p256 ; (1974)

DUDOGNON_06: J. Dudognon, Étude des modifications structurales induites par implantation ionique dans les aciers austénitiques, Thèse de doctorat, Université d'Orléans, 2006

FOGARASSY_01: E. Fogarassy, S. de Unamuno, B. Prévot, T. Harrer, S. Maresch, Experimental and numerical analysis of surface melt dynamics in 200 ns-excimer laser crystallization of a-Si films on glass, Thin Solid Films 383 (2001) 48-52

FOGGIATO_05: J. Foggiano, W. SikYoo, Millisecond flash annealing: Applications for USJ formation and optimization of device electrical characteristics, Mat. Science and Engineering B 124-125, 2005

GOSELE_79: U. Gösele and H. Strunk. High-Temperature diffusion of phosphorus and boron in silicon via vacancies or via self-interstitials. Applied Physics, 20, 265, 1979

GUNAWAN_04: R. Gunawan, M.Y.L. Jung, E.G. Seebauer, R.D. Braatz. Optimal control of rapid thermal annealing in a semiconductor process. Journal of Process Control 14, 423-430, 2004

HERNANDEZ_05: M. Hernandez, Procédé laser de réalisation de jonctions ultra-minces pour la microélectronique silicium: étude expérimentale, modélisation et test de faisabilité, Thèse de doctorat, Université Paris-sud 11, 2005

ITRS_02: <http://public.itrs.net/>, rubrique ITRS reports-update 2002 ; (2002)

ITRS_03: ITRS. The international technology roadmap for semiconductor. <http://public.itrs.net>, édition 2003

JONES_98: E. C. Jones and E. Ishida. Shallow junction doping technologies for ULSI. Mat. Sci. Engineering, 1998

KERRIEN_04: G.Kerrien, T.Sarnet, D.Débarre, J.Boulmer, M.Hernandez, C.Laviron, M.-N.Semeria, Gas immersion laser doping (GILD) for ultra-shallow junction formation, Thin solid film 453-454 (2004)106-109

LAMRANI_05: Y. Lamrani. CONTRIBUTION À L'ÉTUDE EXPÉRIMENTALE ET À LA SIMULATION DE LA DIFFUSION ANORMALE DU BORE DANS LE SILICIUM. Thèse de doctorat, Université Paul SABATIER - Toulouse III, 2005

LARMANDE_10: Y. Larmande, Réalisation de jonctions ultra-minces par recuit laser : Application aux détecteurs UV, Thèse de doctorat, Université de la méditerranée Aix-Marseille II, 2010

LEVY_95: F. Lévy. Physique et Technologie des Semiconducteurs. Traité des Matériaux 18, édition Presse Polytechniques et Universitaires Romandes, 1995

LINDSAY_02: R. Lindsay, B. J. Pawlak, P. Stolk, and K. Maex, Optimisation of Junctions formed by Solid Phase Epitaxial Regrowth for sub-70nm CMOS, Mat. Res. Soc. Symp. Proc. Vol. 717, 2002

MARTAN_08: J. Martan, N. Semmar, and O. Cibulka. Precise nanosecond time resolved infrared radiometry measurements of laser induced silicon phase change and melting front propagation. Journal of Applied Physics 103, 2008

MATHIOT: D. Mathiot « Dopage et diffusion dans le Si », Support de cours, Université L. Pasteur – Strasbourg I

(<http://www-iness.c-strasbourg.fr/~mathiot/Ressources/DopageDiff.pdf>)

MAYER_70: J. W. Mayer, L. Lennart, and J. A. Davies. Ion Implantation in Semiconductor. edited by Academic Press New York, 1970

MICHEL_87: A. E. Michel, W. Raush, P. A. Ronsheim, and R. H. Kastl. Rapid annealing and the anomalous diffusion of implanted boron into silicon. Appl. Phys. Lett., 50(7): 416, 1987

MINONDO_94: M. Minondo. Prémorphisation du silicium par l'ion germanium et formation de jonction ultra-fines P⁺/N. Thèse de doctorat, INPG Grenoble, 1994.

ROBERTSON_01: L.S. Robertson, Diffusion of ion implanted Boron in Si : the effect of lattice defects & co-implanted impurities, Thèse de de doctorat, Université de Floride, 2001

SARNET_06: T. Sarnet, M. Hernandez, D. Débarre et J. Boulmer, Dopage laser en microélectronique, J. Phys. IV France 138 (2006) 203-212.

Semmar_09: N. Semmar, M. Tebib, J. Tesar, N. Puscas, and E. Amin-Chalhoub. Direct observation of phase transitions by time-resolved pyro/reflectometry of KrF laser irradiated metal oxides and metals. Applied Surface Science 255, 5549_5552 (2009). 36

Vervisch_08: V. Vervisch, Y. Larmande, P. Delaporte, T. Sarnet, M. Sentis, H. Etienne, F. Torregrosa, F. Cristiano, P. F. Fazzini. Laser activation of Ultra Shallow Junctions (USJ) doped by Plasma Immersion Ion Implantation (PIII). Applied Sciences surface. 2008



Chapitre II : Dispositifs expérimentaux

II.1. Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons évoqué les différentes techniques, d'implantation ionique et de recuit, permettant la fabrication des jonctions. Dans ce chapitre, nous allons décrire les dispositifs expérimentaux mis en œuvre durant cette thèse pour la réalisation des recuits laser ainsi que pour la caractérisation des jonctions formées. En effet, nous allons décrire, en particulier, les lasers utilisés pour le recuit de nos échantillons ainsi que les techniques de caractérisation in situ (Réflectivité Résolue en Temps (RRT) et Pyrométrie Infrarouge (PIR)) et ex situ (Microscopie Electronique à Balayage (MEB) et Spectrométrie de Masse d'Ions Secondaires à Temps de Vol (TOF-SIMS)) utilisées. Nous allons, également, mettre l'accent sur le protocole de préparation de nos échantillons, notamment, les techniques d'implantation utilisées au sein de l'entreprise Ions Beam Services (IBS) qui est porteuse du projet ALDIP. Lors d'un recuit laser, l'homogénéisation spatiale des faisceaux laser est indispensable. Ceci permet d'avoir des jonctions avec un taux d'activation des dopants constant..

II.2. Dispositifs employés et caractérisation des jonctions formée par LTP (Laser Thermal Processing)

De nombreux types de lasers différents existent, parmi eux, lasers à solide, lasers à colorant, lasers à gaz, diodes laser, et plus récemment les lasers à fibre. Cependant, les lasers à excimère sont, généralement, plus adaptés pour les recuits thermiques. En effet, ces lasers possèdent une puissance élevée ce qui permet d'avoir un fort rendement de production. Ils émettent dans le domaine ultraviolet, principalement à 193 nm (ArF), 248 nm (KrF), 308 nm (XeCl) et 350 nm (XeF), ils sont, donc, fortement absorbés par le silicium.

Durant cette thèse, deux dispositifs expérimentaux ont été utilisés pour étudier le procédé thermique de formation des jonctions. Dans leur principe, les deux dispositifs sont similaires. Le premier utilise un laser à excimère (KrF) d'une longueur d'onde de 248 nm et d'une durée d'impulsion de 27 ns. Le second met en jeu un laser à solide (Nd:YAG) émettant dans le proche infrarouge à 1064 nm avec une durée d'impulsion $\approx$ 10 ns. En plus d'un laser pompe, chaque dispositif comporte un système de caractérisation thermo-optique (RRT et PIR pour le premier, et RRT pour le second). De plus, le deuxième dispositif dispose d'un système de déplacement de l'échantillon suivant les axes X et Y (scanner X,Y). Celui-ci consiste à valider l'intégration du système RRT sur le "cluster" PULSION® au sein de l'entreprise IBS (Ion Beam Services) à Rousset (FIG. II.1).

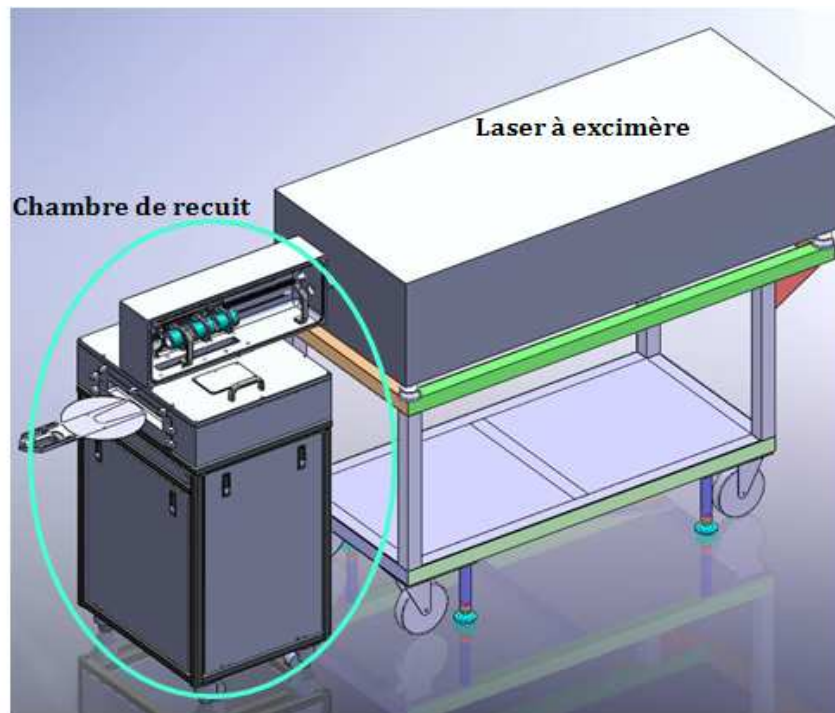


FIG. II.1. Schéma du module recuit disposé sur le "cluster" PULSION®

Lors de l'interaction laser-matière, le faisceau laser est absorbé sur une longueur dite "optique" (δ_o) (Fig.II.2) qui est inversement proportionnelle au coefficient d'absorption du matériau (α). La profondeur d'absorption optique est estimée selon l'équation suivante :

$$\delta_a[m] = \frac{1}{\alpha} = \frac{\lambda}{4\pi\kappa} \quad II.1$$

λ	longueur d'onde (m)
κ	coefficient d'extinction
α	coefficient d'absorption (m^{-1})

Le tableau II.1 donne quelques valeurs de la profondeur d'absorption optique δ_a de a-Si (silicium préamorphisé par implantation ionique), c-Si (silicium cristallin) et silicium liquide en fonction de la longueur d'onde. On remarquera que le silicium solide (a-Si et c-Si) absorbe beaucoup plus en profondeur pour les fortes longueurs d'onde, notamment dans l'infrarouge. A l'état liquide, le silicium se comporte comme un métal quant à sa profondeur optique d'absorption ainsi qu'à son coefficient de réflexion.

$\lambda \text{ (nm)}$	$\delta_a \text{ (nm)}$		
	a-Si	c-Si	l-Si
193	6.7	10.0	6.0
248	10.0	6.0	-
308	-	6.8	6.9
633	-	$2,8.10^3$	10
1064	10^3	2.10^5	13

TAB. II.1. Profondeur optique d'absorption δ_a de silicium pour quelques longueurs d'onde caractéristiques [BAUERLE_96]

L'énergie absorbée va créer une source de chaleur par interaction photon/réseau qui par la suite conduit à la formation d'un gradient thermique sur une profondeur dite "thermique" δ_{th} (Fig.II.2), celle-ci dépend essentiellement de la durée d'impulsion mais aussi de certains paramètres physiques du matériau, notamment la conductivité thermique k , la masse volumique ρ et la chaleur spécifique C_p . La profondeur thermique δ_{th} est donnée par l'équation suivante :

$$\delta_{th} = \sqrt{a * \tau} \quad II.2$$

$a = \frac{k}{\rho.C_p}$	diffusivité thermique (m^2/s)
k	conductivité thermique ($W/m.K$)
ρ	masse volumique (kg/m^3)
C_p	chaleur spécifique ($J/kg.K$)
τ	durée du pulse laser (s)

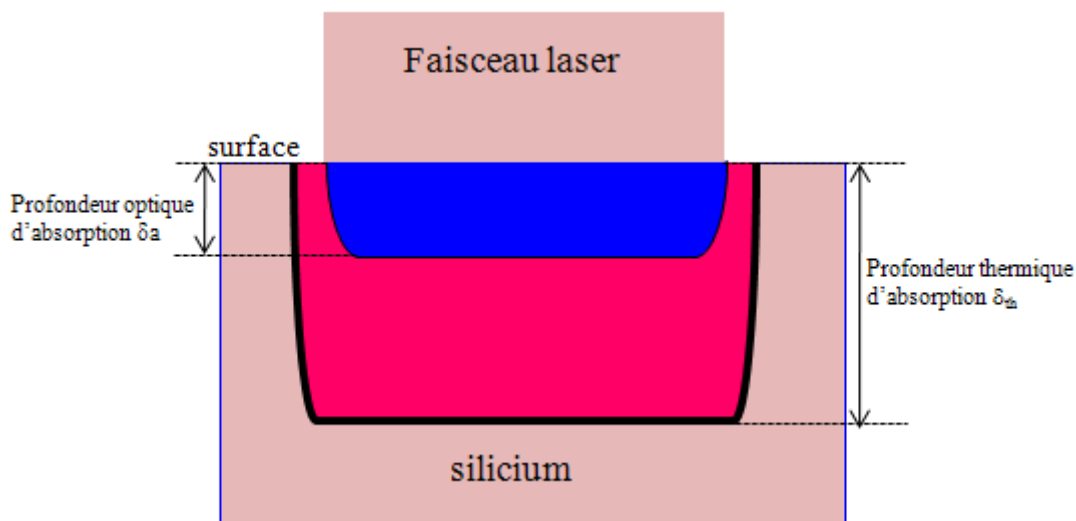


Fig.II.2. Schéma illustrant la profondeur optique d'absorption (δ_a) et la longueur thermique de diffusion (δ_{th}) lors de l'interaction laser-matière dans l'ultraviolet

Le tableau II.2 présente les valeurs de δ_{th} de silicium amorphe et cristallin à l'état solide (300K) et à l'état liquide (2000K) pour un laser d'une durée d'impulsion de 30ns. La chaleur diffuse très peu dans le silicium amorphe, ceci est dû principalement à sa faible conductivité thermique. Grâce à ce dernier paramètre, la chaleur diffuse plus en profondeur quand il s'agit de silicium à l'état liquide

$Z_T(\mu\text{m})$		
a-Si	c-Si	l-Si
0.18	1.6	2.6

TAB. II.2. Longueurs thermiques de diffusion (Z_T) de silicium solide (300K) (a-Si et c-Si) et liquide (2000K) pour une durée de pulse de 30 ns

La profondeur optique d'absorption (δ_a) ainsi que les énergies des photons émises par les lasers dépendent essentiellement de leur longueur d'onde (Fig II.3). Cette figure met en évidence, également, le gap indirect à faible énergie ($E_g = 1.12 \text{ eV}$), et deux gaps directs à plus forte énergie ($E_1 = 3.4 \text{ eV}$, $E_2 = 4.2 \text{ eV}$) du c-Si. Dans le cadre de formation de jonctions ultra-minces, il est important d'employer des lasers donnant, à la fois, la profondeur d'absorption optique et la profondeur thermique de diffusion optimales. Ceci explique le choix des lasers impulsionnels UV nanosecondes permettant

un couplage efficace du laser au matériau, tout en ménageant les zones environnantes (hautes températures induites mais diffusion thermique limitée).

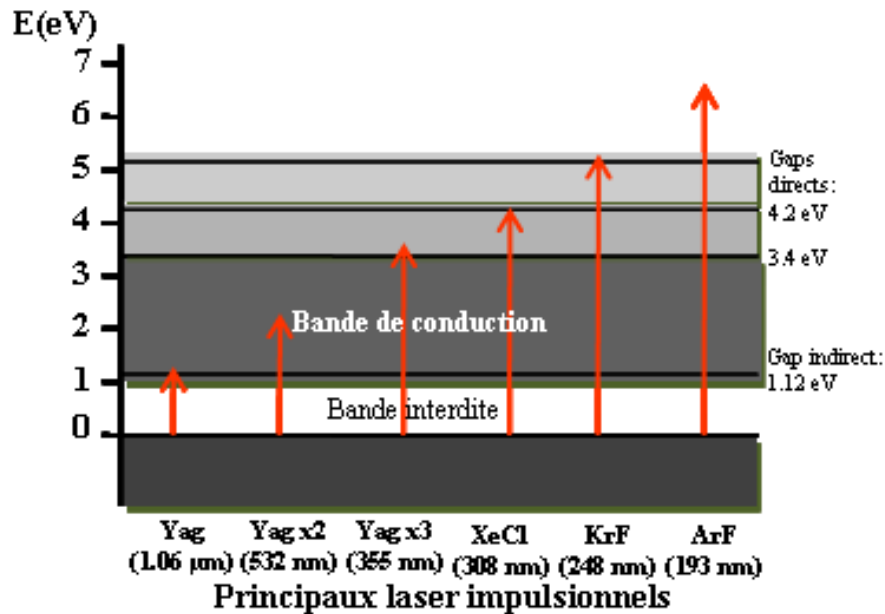


Fig.II.3. Diagramme d'énergie simplifié du silicium monocristallin et du processus de photoabsorption, et énergies des photons émis (eV) par les lasers les plus utilisés

II.2.1. Caractérisation in situ

Afin de mieux comprendre et contrôler un processus, il est indispensable de disposer d'un moyen permettant de suivre et de caractériser des phénomènes physiques en temps réel. Dans le cas du procédé LTP (Laser Thermal Processing), les phénomènes mis en jeu ont des temps caractéristique de l'ordre de la nanoseconde. Dans cette optique, la caractérisation du processus à l'aide de la mesure de réflectivité résolue en temps (RRT) s'avère incontournable. Ainsi, cette technique a été associée aux deux dispositifs expérimentaux utilisés dans le cadre de cette thèse. Dans le dispositif KrF comportant le laser KrF, il a été couplé à la RRT une deuxième technique permettant, également, une caractérisation in situ du procédé LTP. Il s'agit de la Pyrométrie InfraRouge (PIR).

Auston fait partie des premiers à employer la RRT en procédé laser en 1970. La figure II.4 retrace l'historique de cette technique à partir de cette date jusqu'en 2007.

Plusieurs combinaisons sont possibles quant à l'utilisation de la RRT ; elle peut être utilisée en face arrière [JELLISON_86] (FIG. II.5.a). Pour ce faire, il convient de traiter la

face souhaitée de l'échantillon avec un laser pompe et de « sonder » la face opposée à celle-ci. La seconde combinaison possible est celle utilisée dans notre cas, c'est-à-dire les lasers pompe et sonde sont disposés du même côté, c'est la thermoréflectance en face avant [FOGARASSY_01, BONEBERG_00, MARTAN_08, DRAGNEA_99, CORNI_02] (FIG. II.5.b). Cette disposition est convenable pour quasiment tout type de matériaux.

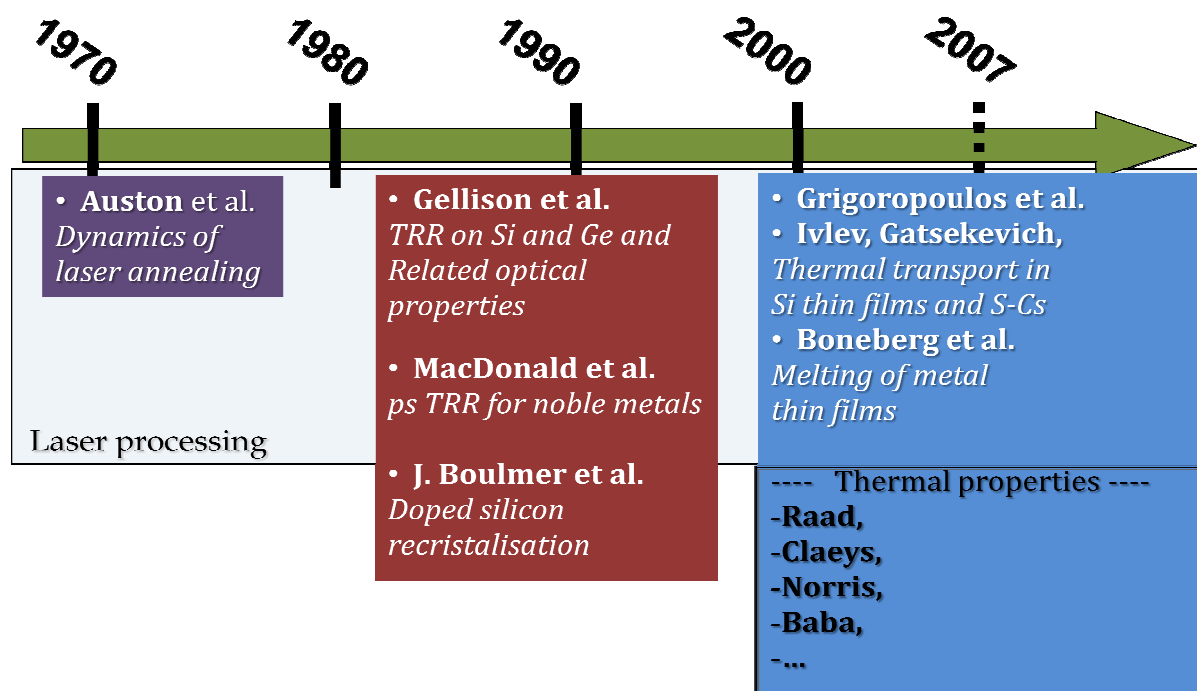


FIG. II.4: Historique de l'utilisation de la Réflectivité Résolue en Temps (RRT) depuis 1970 par Auston et al. Jusqu'à 2007

Un troisième arrangement est possible pour une caractérisation par RRT, c'est ce qu'on appelle « RRT par transmittance » [GRIGOROPOULOS_99] (FIG. II.5.c). Dans son principe, il s'agit d'envoyer un faisceau laser sonde qui traversera l'échantillon en portant avec lui des informations concernant l'état de la surface traitée qui vont être visualisées sur un oscilloscope. Cette technique peut être employée, évidemment, dans le cas d'un matériau transparent au laser sonde utilisé.

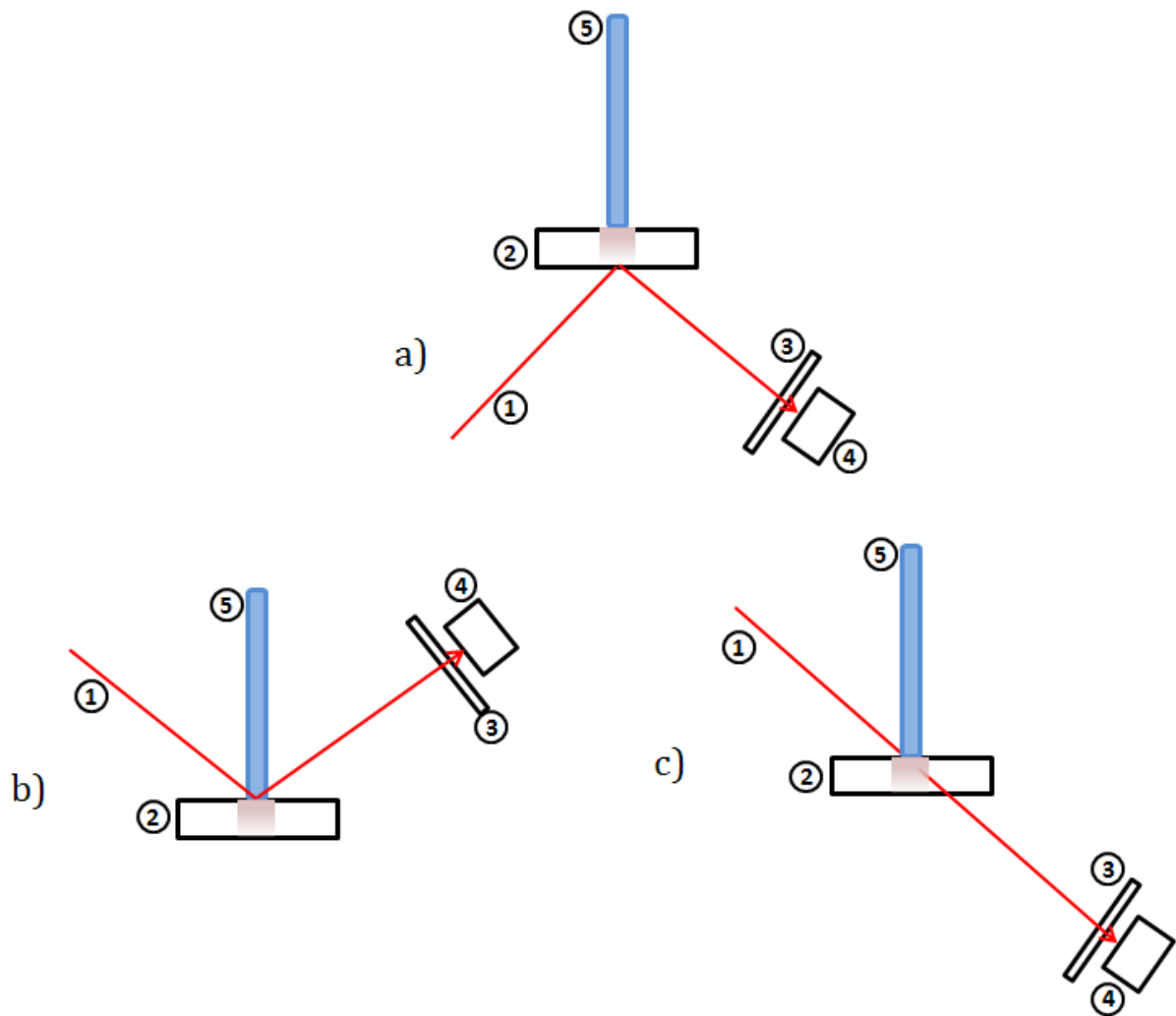


FIG. II.5. Différentes combinaisons possibles de l'utilisation de la méthode RRT; a) RRT en face arrière, b) RRT en face avant, c) RRT en transmission. 1) faisceau du laser sonde, 2) échantillon, 3) filtre interférentiel, 4) photodiode, 5) faisceau du laser pompe.

II.2.2. Caractérisation ex situ

D'autres techniques de caractérisation ex situ complémentaires à la RRT et à la PIR ont été explorées. Notamment la Microscopie Electronique à Balayage (MEB), ainsi que la Spectrométrie de Masse d'Ions Secondaires à Temps de Vol (TOF-SIMS).

II.2.2.1. Microscopie Electronique à Balayage (MEB)

Le principe de cette technique consiste à projeter un faisceau d'électrons sur l'échantillon à analyser. L'interaction entre ces électrons et le matériau génère des

électrons secondaires de basses énergies qui sont accélérés vers un détecteur qui amplifie le signal. A chaque point d'impact correspond un signal électrique. L'intensité de ce signal dépend à la fois de la nature de l'échantillon au point d'impact et de la topographie de celui-ci en ce point. Il est ainsi possible en balayant la surface de l'échantillon avec le faisceau, d'obtenir une cartographie de la zone balayée. L'intérêt d'utiliser le MEB dans notre cas était de visualiser l'état de l'échantillon suite au procédé LTP, notamment en terme de rugosité quand il s'agissait du laser Nd:YAG. Le MEB a été, également, une technique incontournable pour déterminer la taille de l'impact engendré par LTP. Les échantillons étudiés étant des semiconducteurs à large bande interdite, les effets de charge dus à l'accumulation des électrons dans l'échantillon sont le facteur limitant l'utilisation des grossissements les plus forts. La majorité des images a été obtenue avec une tension de 3 kV et des grossissements allant de 10 mille à 100 mille fois.

II.2.2.2. Spectrométrie de Masse d'Ions Secondaires à Temps de Vol (TOF-SIMS)

Dans son principe, cette technique d'analyse physico-chimique consiste à bombarder la surface de l'échantillon avec un faisceau d'ions primaires (typiquement de gallium ou de bismuth) et à analyser les ions secondaires éjectés par pulvérisation (FIG. II.6). En mesurant la masse sur la charge des ions secondaires et leur temps de vol entre l'échantillon et le détecteur, il est possible de déterminer la composition élémentaire et la structure chimique des couches supérieures de l'échantillon. La résolution spatiale en profondeur est de quelques nanomètres.

L'une des difficultés techniques est de déterminer la profondeur d'abrasion nécessaire pour le traitement des résultats. Une analyse TOF-SIMS donne seulement le nombre de cycles d'abrasion et le temps d'abrasion. La vitesse d'abrasion V_{abrs} dépend des conditions d'analyse mais aussi des propriétés physiques du matériau :

$$V_{abrs} = K \cdot \left(\frac{I \cdot \bar{M}}{\rho \cdot S} \right) \quad II.3$$

Où K est la constante d'appareillage, I l'intensité du faisceau d'abrasion, $\bar{M}$ la masse moyenne du matériau abrasé, ρ sa densité et S la surface. Généralement, il est préférable de mesurer la profondeur du cratère induit par l'abrasion de la surface à l'aide d'un profilomètre de haute résolution notamment lorsque la densité du matériau varie en fonction de la profondeur comme c'est le cas du silicium préamorphisé. Ainsi, dans le cadre de nos analyses TOF-SIMS concernant les échantillons a-Si, on a eu recours à la

profilométrie pour calibrer les profils obtenus par TOF SIMS. Le principe était de déterminer, avec précision, la profondeur du cratère engendré par l'analyse TOF-SIMS sur chaque échantillon.

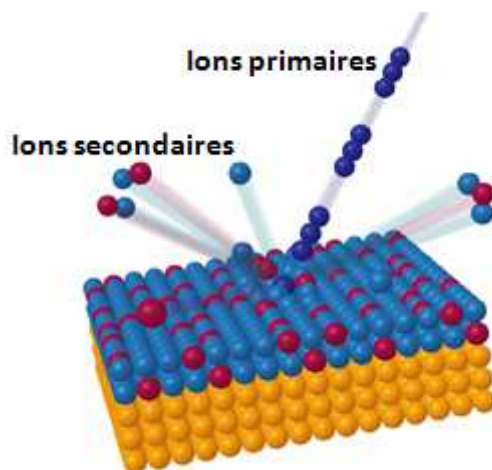


FIG. II.6. Schéma de la collision des ions primaires avec le matériau provoquant la pulvérisation d'ions secondaires

Cette technique nous a été utile pour déterminer le profil des dopants (en particulier le bore) en fonction de la profondeur. De plus, elle était indispensable à la calibration de la méthode RRT consistant à interpréter chacun de ses spectres en leur attribuant une épaisseur fondue. En effet, le TOF-SIMS met en évidence le profil de la concentration des dopants incorporés dans le substrat et des dopants actifs définissant la jonction formée. Ceci détermine l'épaisseur de la jonction qu'on attribuera ensuite au signal préalablement tracé par la RRT.

Il a été primordial de visualiser l'état de la surface après traitement laser, notamment dans le cas du laser Nd:YAG dont l'homogénéisation du faisceau s'avère délicate comme nous l'avons précisé précédemment. Pour ce faire, des analyses MEB ont été réalisées après chaque LTP. Le MEB a été, également, une technique incontournable pour déterminer la taille de l'impact engendré par LTP.

II.2.3. Dispositif expérimental comportant le laser KrF

Les lasers à excimère sont des lasers à gaz émettant uniquement en mode impulsif dans l'UV. Le milieu est composé d'un gaz rare (Ar, Xe, Kr) et d'un halogène

(F, Cl). En l'occurrence, l'une des sources employées dans cette étude est un laser KrF (fluorure de krypton). Les principales caractéristiques de ce dernier sont résumées dans le tableau II.3. Le fonctionnement de ce laser repose sur la formation de molécules excitées KrF ($\lambda = 248 \text{ nm}$) grâce à une décharge électrique. Les énergies ainsi délivrées sont de l'ordre du Joule.

Mélange gazeux	Kr + F
Longueur d'onde	248 nm
Pression	3.3 bar
Energie maximale par impulsion	900 mJ
Puissance moyenne	40 W
Section de faisceau en sortie	10*24 mm ²
Divergence	1*3 mrad
Durée d'impulsion	27 ns
Fréquence maximale de répétition des tirs	50 Hz

TAB. II.3. Principales caractéristiques du laser KrF (Lambda Physik Compex 205)

La figure II.7 et II.8 représentent, respectivement, la photo et le schéma du dispositif expérimental avec le trajet parcouru par chaque faisceau laser (pompe : KrF et sonde : He-Ne).

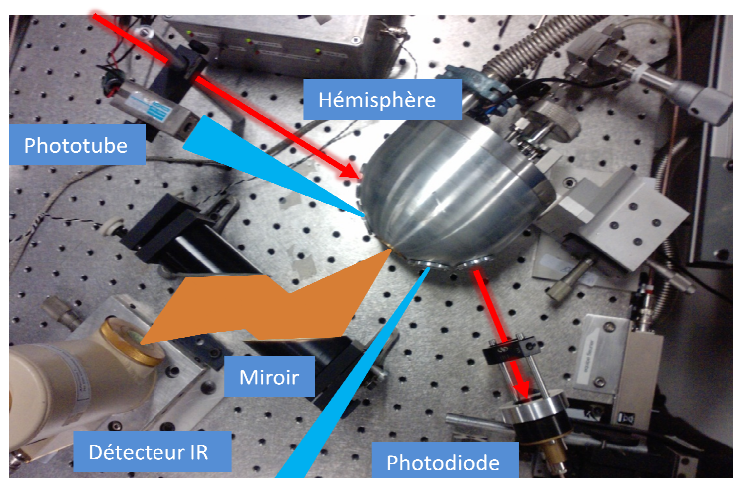


Fig. II.7. Photo du dispositif expérimental avec le laser KrF

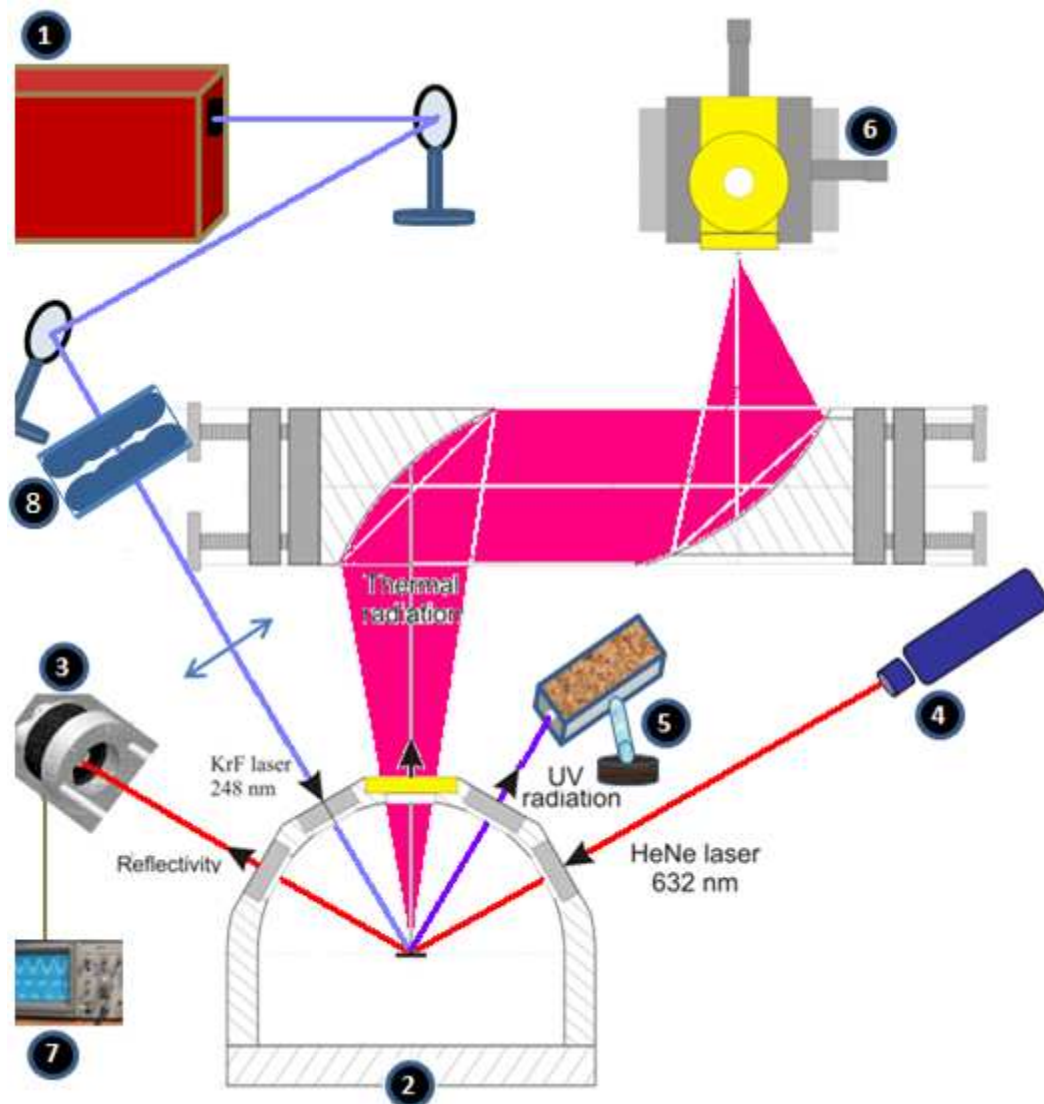


FIG. II.8. Schéma du dispositif expérimental de pyro/réfectométrie

① Le laser KrF (248 nm, 27 ns) permet le traitement thermique de la surface de l'échantillon, dont le faisceau est incliné de 30° par rapport à la normale à la surface.

② L'enceinte hémisphérique dont le rayon interne est de 50 mm permet de traiter les échantillons sous vide afin d'en éviter l'oxydation lors de l'échauffement du matériau. En outre, elle contribue à amplifier artificiellement le signal IR émis par l'échantillon lors de traitement laser. Notons que le vide généralement atteint est de l'ordre de 10^{-5} mbar. L'enceinte est constituée d'un porte-échantillon multicible (8 échantillons) et de quatre hublots en quartz de 25 mm de diamètre pour transmettre les rayonnements UV et visibles et d'un hublot en ZnSe du même diamètre pour

transmettre le rayonnement infrarouge notamment lors de la caractérisation par Pyrométrie Infrarouge Rapide (PIR) (FIG. II.9).

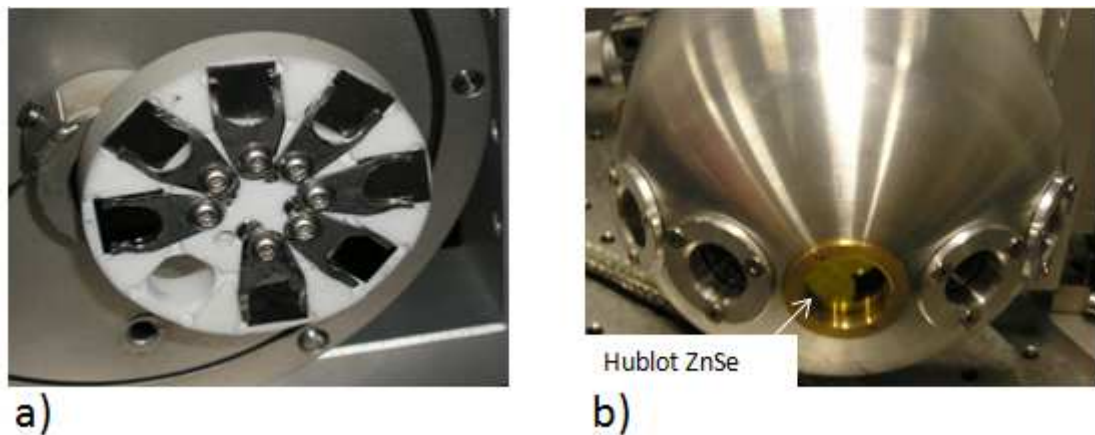


FIG. II.9. Photos du porte-échantillon (a) et de l'enceinte à vide (b) du dispositif expérimental du KrF

3 La photodiode rapide (temps de réponse inférieure à la nanoseconde) mesure l'intensité du faisceau laser He-Ne (232.8 nm) réfléchi par l'échantillon lors de l'impact laser. En outre, devant la partie sensible de la photodiode est placé un filtre interférentiel passe bande (de 633 nm) permettant de sélectionner les longueurs d'onde concernées (633nm, 473nm, 321nm). A chaque tir laser, le signal de la photodiode est enregistré sur un oscilloscope numérique pour traitement. Pour éliminer les parasites électriques générés notamment lors des tirs laser, nous avons utilisé des câbles coaxiaux doublement blindés.

4 Le laser He-Ne (632.8 nm) (laser sonde) d'une puissance de 15 mW est dirigé vers le point d'impact du laser KrF et incliné d'un angle de 60° par rapport à la normale à la surface. Ce laser met en évidence l'état de la surface de l'échantillon par variation de l'intensité de son faisceau réfléchi détecté par la photodiode. Notons que le faisceau du laser sonde doit être entièrement inclus dans la zone traitée par le laser pompe, comme le montre la figure II.10.

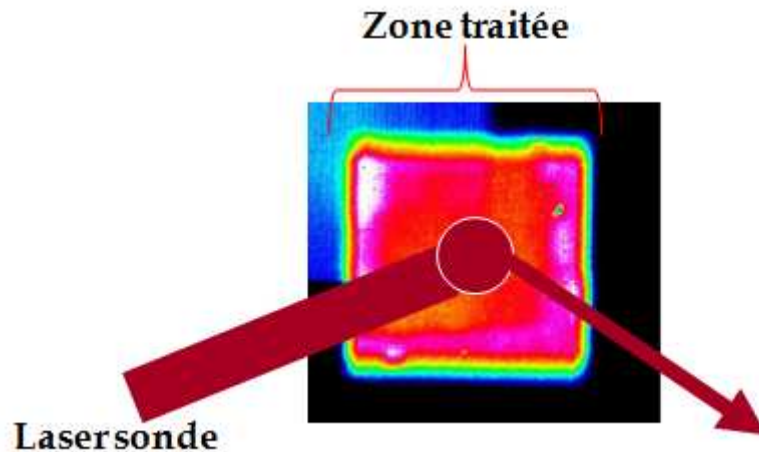


FIG. II.10. Le rapport en taille du faisceau laser sonde et de la zone à traiter.

⑤ Le photo-tube donne la forme temporelle de l'impulsion laser permettant d'avoir la durée de pulse (largeur à mi-hauteur), et elle contribue également à déclencher l'acquisition de l'oscilloscope pour les mesures de caractérisation in situ (RRT et PIR) « trigger ».

⑥ Le détecteur IR (HgCdTe) refroidi à l'azote, dévoile l'état de surface lors du traitement laser notamment sa température et le changement de phase de celle-ci. C'est la technique PIR (Pyrométrie Infrarouge Rapide). Les rayonnements thermiques infrarouges émis par l'échantillon sont redirigés et focalisés par deux miroirs paraboliques sur la partie sensible du détecteur. Ce dernier est également relié à l'oscilloscope pour l'enregistrement du signal.

⑦ L'oscilloscope numérique (500 MHz) et l'ordinateur, font office de système d'enregistrement et de traitement des signaux captés par la photodiode.

⑧ L'homogénéiseur de faisceau à double matrice de micro-lentilles, découpe en sous-faisceaux le faisceau incident à l'aide de micro-lentilles et moyenne l'ensemble de ces sous-faisceaux en les superposant dans le même plan image à l'aide d'une lentille collectrice. L'homogénéisation résulte de la superposition des sous-faisceaux issus de chaque micro-lentille.

Dans ce bâti expérimental, le faisceau laser est d'abord dévié par un jeu de deux miroirs (périscope) afin d'aligner celui-ci sur le dispositif optique, avant d'être focalisé sur l'échantillon grâce à une lentille d'une focale de 300 mm. L'énergie délivrée par le laser

est contrôlée grâce à des atténuateurs extérieurs en fonction de la fluence recherchée. L'énergie disponible après les pertes engendrées par tous les éléments optiques situés sur le trajet du faisceau est mesurée grâce à un joule-mètre. Une fois cette énergie utile connue, un impact laser sur du silicium est réalisé. La taille de cet impact est ensuite mesurée au MEB (Fig. II.11). Le laser délivre un faisceau ayant un profil relativement gaussien d'une durée d'impulsion déterminée par la largeur à mi-hauteur égale à 27 ns (FIG. II.12). Ce faisceau est traité par un homogénéiseur afin de réaliser une irradiation laser de l'échantillon aussi uniforme que possible. La quantité d'énergie déposée sur le substrat à chaque tir laser (fluence laser exprimée en mJ/cm^2) est un paramètre important pour la nature (épaisseur, degré d'activation des dopants, l'état de surface...) de la jonction formée. Les gammes typiques de fluences utilisées dans cette étude varient de 500 à 1700 mJ/cm^2 .

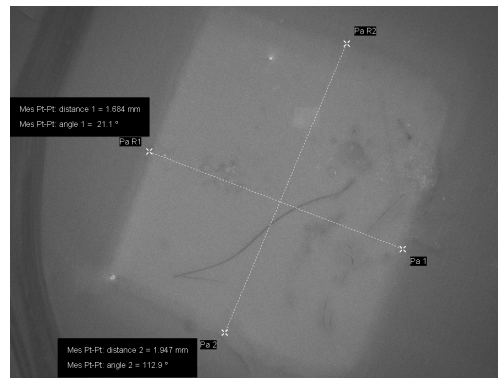


FIG. II.11. Image MEB d'un échantillon de silicium après traitement laser KrF avec une fluence de 1000 mJ/cm^2 . la taille de l'impact mesurée est de $1.6 \times 1.9 \text{ mm}^2$

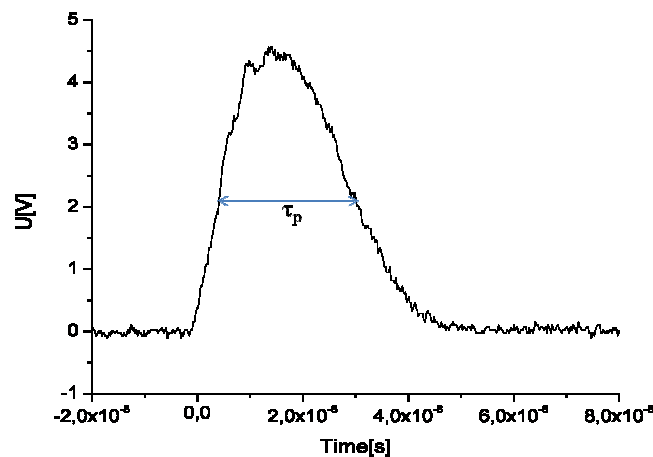


FIG. II.12. Profil temporel de l'impulsion laser (KrF)

L'émission des lasers à excimère est multimode. Le faisceau laser a une faible cohérence temporelle, c'est-à-dire, peu de corrélation en phase dans l'axe de propagation, et dans l'espace. Cette faible cohérence permet de réduire considérablement les effets diffractifs et interférentiels qui peuvent nuire à un traitement laser souhaité uniforme. Enfin, les profils en énergie des faisceaux laser se prêtent bien à une mise en forme par un dispositif optique d'homogénéisation pour un traitement de recuit uniformes.

La longueur d'onde du laser KrF (248 nm) ainsi que sa durée d'impulsion (27 ns) permettent d'avoir, dans le cas du silicium, une absorption optique (~ 10 nm) et une profondeur de diffusion thermique limitée (1.5 μ m). Ceci favorise un recuit superficiel de l'échantillon. Ainsi l'épaisseur de la jonction formée serait facilement contrôlable. Néanmoins, le laser KrF, et les lasers à excimère en général, présentent une stabilité faible d'un tir laser à l'autre. Afin de réduire les variations de l'énergie d'un tir à l'autre, il convient de faire un réglage laser pour fournir une haute énergie et utiliser des atténuateurs en cas de besoin. La figure II.13 donne les fluctuations en énergie en fonction de l'énergie demandée au laser pour 50 pulses. On remarquera une bonne stabilité du laser (déviations de 1 à 2 %) pour des énergies dépassant 500 mJ. D'où l'intérêt de travailler à haute énergie.

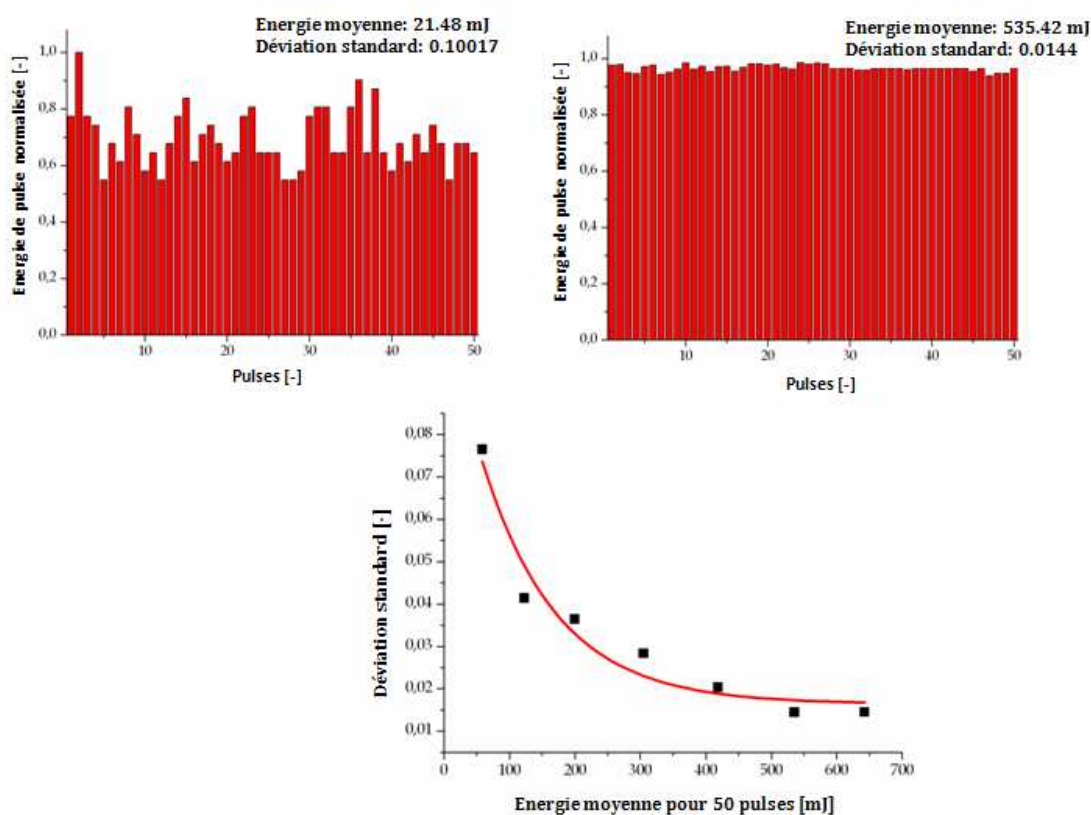


FIG. II.13. Les fluctuations en énergie en fonction de l'énergie fournie par le laser KrF pour 50 pulses.

II.2.4. Dispositif expérimental mettant en jeu le laser Nd:YAG

Le laser Nd:YAG constitue un des types les plus communs de laser, émettant dans le proche infrarouge à 1064 nm. Notons que, par conversion de fréquence, il est possible d'accéder aux harmoniques 532, 355 et 266 nm. Le milieu amplificateur est un barreau de grenat d'aluminium et d'yttrium ($Y_3Al_5O_{12}$) dopé par des ions néodyme Nd^{3+} . Le pompage optique est assuré par lampes flash ou diodes. Ces lasers fonctionnent essentiellement en mode impulsionnel (déclenché ou relaxé). En régime déclenché (Q-switched), ils délivrent des impulsions de puissance crête très élevée de l'ordre du gigawatt dont la durée d'impulsion varie de quelques nanosecondes à plus de 700 ns. En mode relaxé, les impulsions peuvent atteindre des énergies de quelques joules pour des durées d'impulsions de 0,01 à 20 ms. Le tableau II.4 montre les différentes caractéristiques du laser utilisé dans le cadre de nos études.

La figure II.14 illustre une photo du dispositif expérimental utilisé ainsi que le trajet du faisceau laser pompe et du faisceau laser sonde. Nous nous sommes intéressés dans ce travail à la longueur d'onde 266 nm du laser Nd:YAG. Pour cette longueur d'onde, la largeur à mi-hauteur du profil temporel de l'impulsion laser est de $\tau \approx 10$ ns (Fig. II.15). Le fonctionnement de ce dispositif est similaire à celui du KrF. Sa particularité concerne le déplacement de l'échantillon lors du traitement laser, chose que nous ne retrouvons pas sur le dispositif du KrF. De plus, le faisceau est focalisé par l'homogénéiseur lui-même et l'atténuation de l'énergie se fait par réglages de la puissance interne du laser.

Longueur d'onde	1064, 532, 355, 266 nm
Energie maximale par impulsion	1.0 J (1064nm), 500 mJ (532 nm), 200 mJ (355 nm), 60 mJ (266 nm)
Diamètre du faisceau en sortie	9 mm
Polarisation	linéaire
Durée d'impulsion	2 à 40 ns
Fréquence maximale de répétition des tirs	10 Hz

TAB. II.4. Principales caractéristiques du laser Nd:YAG (Continuum)

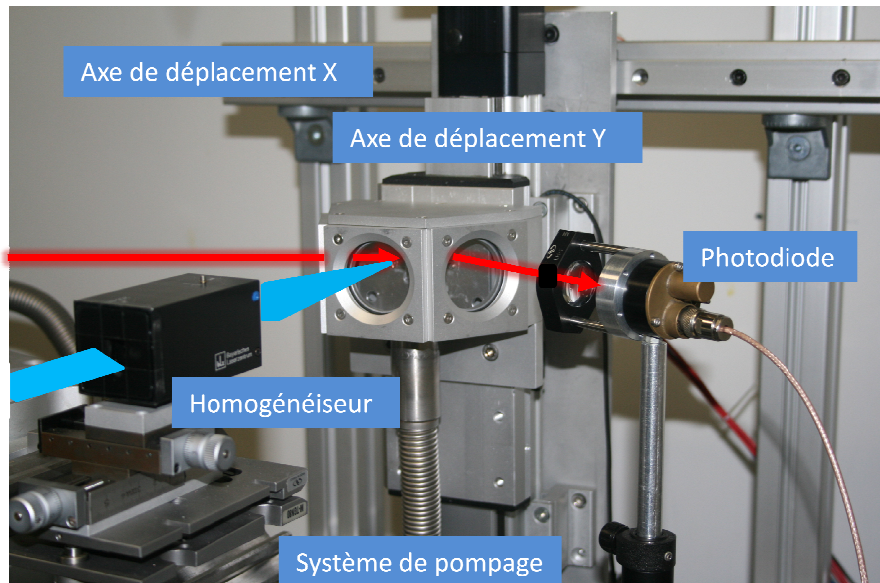


Fig.II.14. Photo du dispositif expérimental comportant le laser Nd:YAG

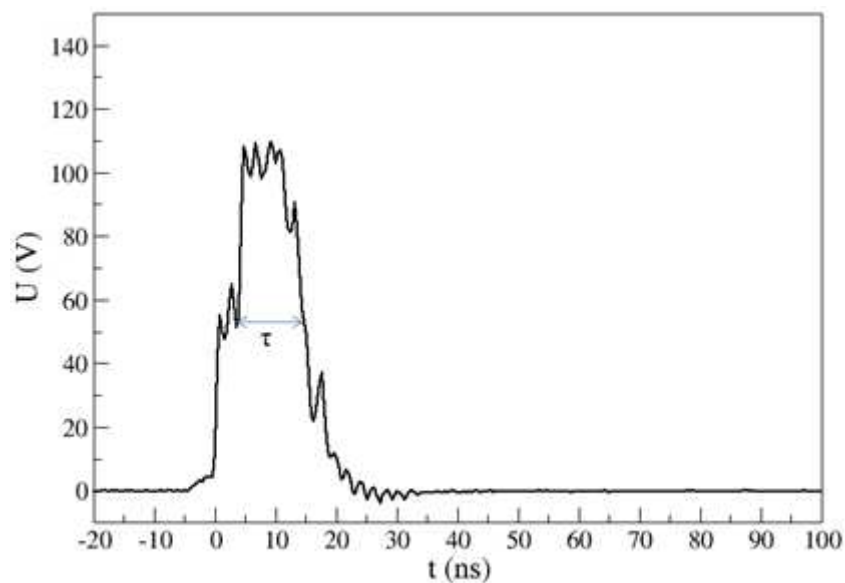


FIG. II.15. Profil temporel de l'impulsion laser (Nd:YAG)

II.3. Homogénéisation des faisceaux laser

Dans la majorité des cas, le faisceau laser est de section circulaire avec une distribution gaussienne de l'intensité (FIG. II.16.a). Afin d'obtenir un faisceau homogène

en intensité (FIG. II.16.b), un système d'homogénéisation du faisceau laser s'avère indispensable. Cette partie du dispositif expérimental est la plus sensible. Une attention toute particulière doit y être dédiée. Généralement, chaque homogénéiseur de faisceau est destiné à une longueur d'onde unique. Nous avons utilisé des homogénéiseurs de faisceau à simple matrice et à double matrice de micro-lentilles. Le principe de ce système consiste à découper en sous-faisceaux le faisceau incident à l'aide de micro-lentilles et de moyenner l'ensemble de ces sous-faisceaux issus de chaque micro-lentille en les superposant dans le même plan image à l'aide d'une lentille collectrice. L'homogénéisation résulte alors de la superposition des sous-faisceaux issus de chaque micro-lentille. La figure II.17 illustre le principe du système d'homogénéisation du faisceau à simple matrice de micro-lentilles.

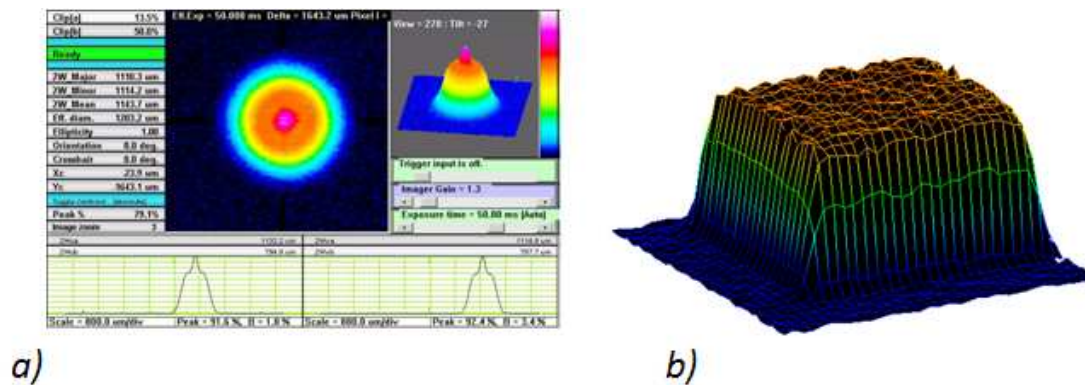


FIG. II.16. Distribution spatiale d'une impulsion laser. a) Avant l'homogénéisation du faisceau (gaussienne), b) Après la mise en forme du faisceau (Top hat)

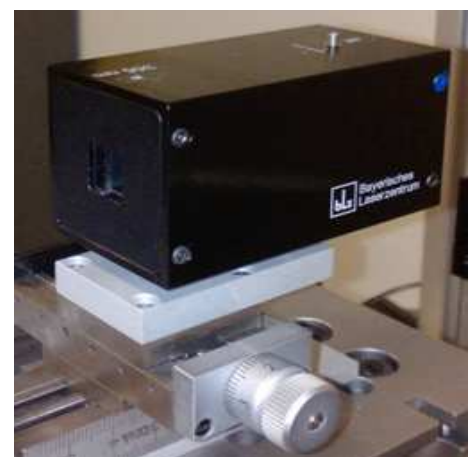
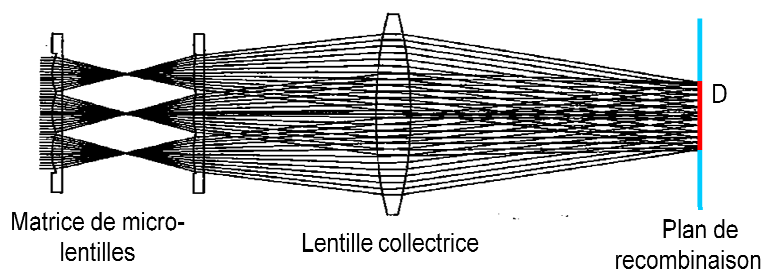


FIG. II.17. Principe de l'homogénéiseur de faisceau à simple matrice de micro-lentilles et une photo de l'homogénéiseur correspondant

Si la faible cohérence des lasers à excimère permet une mise en forme commode via un dispositif optique d'homogénéisation, la bonne cohérence du faisceau laser Nd:YAG s'oppose à cette mise en forme et engendre des points chauds malgré l'homogénéisation du faisceau (Fig. II.18). Quand l'homogénéisation du faisceau est mise en jeu, plusieurs contraintes indésirables peuvent avoir lieu, notamment celle concernant le seuil de fusion. En effet, l'apparition des points chauds conduit à une fusion locale à basses énergies. Nous allons discuter d'avantage de ce problème d'homogénéisation ainsi que les solutions que nous avons essayé d'apporter dans le paragraphe IV.3.6.

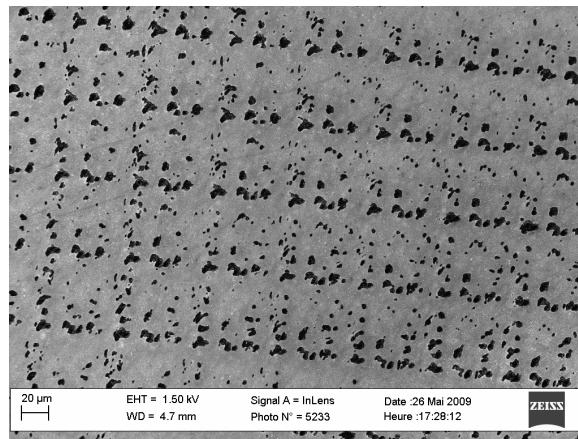


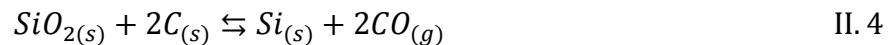
FIG. II.18. Image MEB de l'impact laser Nd:YAG après la mise en forme du faisceau via un homogénéiseur adapté à la longueur d'onde utilisée

II.4. Nature des échantillons utilisés

Tous les échantillons employés dans le cadre de cette thèse nous ont été fournis par la société IBS. Deux types d'échantillons ont été étudiés, le premier concerne le silicium cristallin dopé au bore (B^+ , 1 kV , $6 \cdot 10^{15}\text{ at/cm}^2$ conduisant à une concentration maximale en dopants d'environ 10^{21} at/cm^3), le second le même silicium mais préalablement préamorphisé par implantation ionique du germanium (Ge^+ , 10 keV , $1 \cdot 10^{15}\text{ at/cm}^2$) puis implantés au bore (B^+ , 1 KV , $6 \cdot 10^{15}\text{ at/cm}^2$).

II.4.1. Silicium cristallin

Le silicium est un matériau semi-conducteur qui n'existe pas à l'état natif dans la nature et est toujours combiné à de l'oxygène pour former des oxydes ou des silicates. Le silicium est obtenu par réduction carbothermique de la silice suivant la réaction :



Le carbone provient généralement de copeaux, de charbon ou bien de coke [BEAUDHUIN_09].

Le silicium est placé en colonne IV dans le tableau de Mendeleïev. Il possède une structure de type diamant. Sa maille élémentaire est constituée de deux réseaux cubiques face centrée décalés d'un quart de la diagonale principale l'un par rapport à l'autre (FIG. II.19). On retrouve cette structure cristalline dans de nombreux semiconducteurs autres que le silicium.

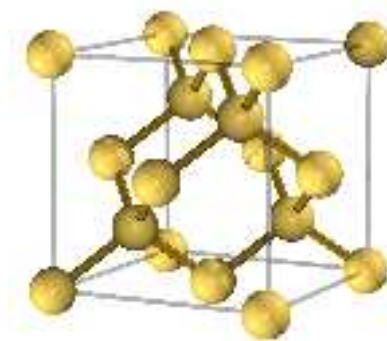


FIG.II.19. Structure diamant du silicium

Les échantillons utilisés sont des substrats de silicium (100) d'une taille d'environ 1*1 cm² de type P dopés au bore par immersion plasma. Afin d'obtenir un tel dopage, on introduit dans le silicium des éléments chimiques de type accepteur comme le gallium, l'indium ou le bore. Généralement, c'est ce dernier qui est préféré en raison de sa grande solubilité dans le silicium. Le terme solubilité est défini comme étant la concentration maximale de dopants au delà de laquelle des phénomènes de précipitation du dopant surviennent. La solubilité limite est à la fois fonction du dopant et de la température. On utilise une loi d'Arrhenius pour quantifier cette solubilité. La figure II.20 illustre l'évolution de cette solubilité limite pour les trois dopants les plus utilisés dans la microélectronique ainsi que les lois d'Arrhenius correspondant.

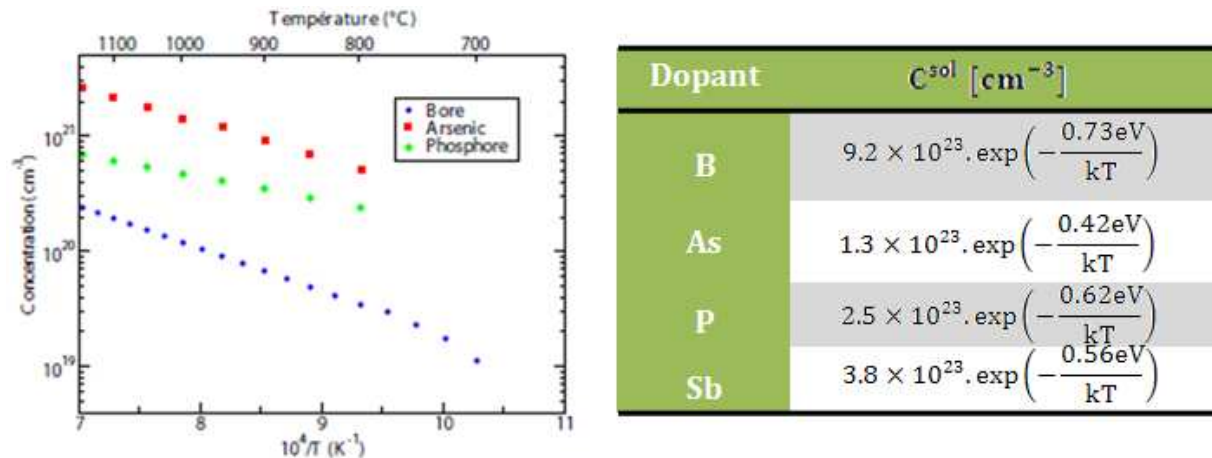


FIG. II.20. Solubilité limite des principaux dopants entre 700 et 1100 °C [HERNANDEZ_05]

II.4.2. Silicium PréAmorphisé par implantation Ionique (PAI) : a-Si

C'est un silicium cristallin dont la couche superficielle est partiellement amorphisée par implantation ionique afin d'éviter les phénomènes de canalisation et de limiter la diffusion des dopants. Pour ce faire, le substrat du silicium cristallin est bombardé par des ions lourds de même structure que le silicium (ici le germanium) (paragraphe I.2.1). L'épaisseur de la zone amorphe est caractéristique des conditions d'implantations telles que la nature de l'ion implanté, l'énergie d'implantation, la dose ou la température du substrat. Les conditions d'implantation de nos échantillons (Ge^+ , 10 keV, $1 \cdot 10^{15} \text{ at/cm}^2$) donnent une couche amorphe d'épaisseur d'une dizaine de nanomètres.

II.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons détaillé les deux dispositifs expérimentaux mis en œuvre dans le cadre de cette thèse. Le système optique d'homogénéisation, les formes temporelles d'impulsion des lasers employés et la nature des échantillons utilisés ont été également décrits. De plus, nous avons mis en évidence quelques problèmes d'homogénéisation concernant le laser Nd:YAG dû à la bonne cohérence de son faisceau.

Le déplacement du porte-échantillon lors du recuit, sur le bâti du laser Nd:YAG nous a permis de valider la méthode RRT avec déplacement d'échantillon.

Dans le chapitre suivant, nous allons modéliser le processus thermique de recuit par laser dans le cas du silicium cristallin et du silicium préamorphisé par implantation ionique. Nous allons étudier la sensibilité du procédé thermique aux différents paramètres laser et aux propriétés thermiques et optiques du silicium pour les deux lasers KrF ($\lambda = 248 \text{ nm}$, $\tau = 27 \text{ ns}$) et Nd:YAG ($\lambda = 266 \text{ nm}$, $\tau = 10 \text{ ns}$).

Référence:

BEAUDHUIN_09: M. Beaudhuin, Etude expérimentale et numérique de la précipitation d'impuretés et de la formation des grains dans le silicium photovoltaïque, Thèse de doctorat, Institut polytechnique de Grenoble, Ecole doctorale IMEP2, 2009

BONEBERG_00: J. Boneberg, J. Bischof, P. Leiderer. Nanosecond time-resolved reflectivity determination of the melting of metals upon pulsed laser annealing. Optics Communications 174 (2000) 145-149

CORNI_02: F. Corni, R. Tonini, A. Pontiroli, G. Pavia, G. Queirolo, R. Zonca. In-situ time-resolved reflectivity: a technique useful to investigate solid-state transformations. Materials Science and Engineering B91-92 (2002) 96-99

DRAGNEA_99: Dragnea, B. & Bourguignon, B. Photoinduced effects in UV laser melting of Si in uhv. Physical Review Letters 82, 3085_3088 (1999). 75, 77

FOGARASSY_01: E. Fogarassy, S. de Unamuno, B. Prévot, T. Harrer, S. Maresch, Experimental and numerical analysis of surface melt dynamics in 200 ns-excimer laser crystallization of a-Si films on glass, Thin Solid Films 383 (2001) 48-52

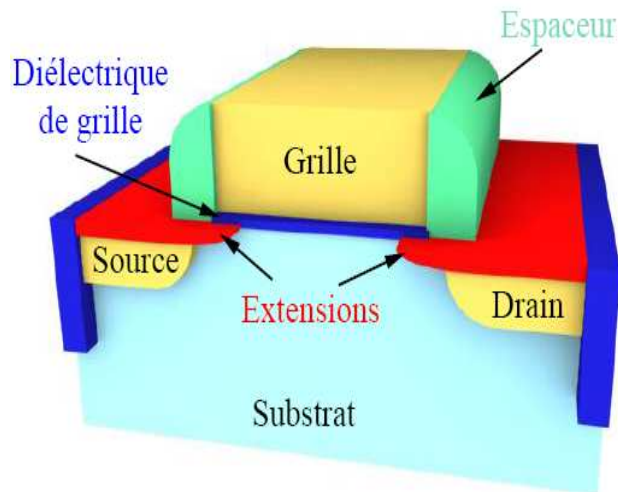
JELLISON_86: Jellison, G., Lowndes, D., Mashburn, D. & Wood, R. Time resolved reflectivity measurements on silicon and germanium using a pulsed excimer KrF laser heating. Physical Review B 34, 4 (1986). 35

GRIGOROPOULOS_99: C.P. Grigoropoulos, S. Moon, M. Lee, M. Hatano, K. Suzuki. Thermal transport in melting and recrystallisation of amorphous and polycrystalline Si thin films. Applied Physics A. Materials Science & Processing, S295-S298, 1999

MARTAN_08: J. Martan, N. Semmar, and O. Cibulka. Precise nanosecond time resolved infrared radiometry measurements of laser induced silicon phase change and melting front propagation. Journal of Applied Physics 103, 2008

MATHIEU_98: H. Mathieu, Physique des semiconducteurs et des composants électroniques, Masson, 1998

PALIK_98: Palik. Handbook of Optical, Constants and Solids, Volume 4, Academic Press, 1998



Chapitre III : Étude numérique du procédé LTP

III.1. Introduction

Les simulations numériques sont indispensables pour prédire le comportement des systèmes physiques étudiés, pour mieux interpréter et analyser les résultats expérimentaux obtenus et pour optimiser un procédé de fabrication.

Dans cette partie nous présentons un calcul ayant pour objectif de décrire l'effet du rayonnement laser UV sur la surface des substrats de silicium cristallin et de silicium préamorphisé par implantation ionique du germanium (PAI). Ce travail de simulation a été réalisé en utilisant le logiciel de calcul par éléments finis "COMSOL Multiphysics". Nous allons ainsi déterminer l'influence des paramètres laser (longueur d'onde λ , durée d'impulsion τ) sur la cinétique de fusion du silicium cristallin (c-Si) et du silicium cristallin préamorphisé (a-Si). L'objectif de ce chapitre est de présenter une modélisation de l'action d'un impact laser lors d'une séquence de chauffage et de refroidissement. Un modèle thermique 1D permet de mettre en évidence les grandeurs physiques importantes (conductivité thermique, chaleur spécifique, ...) et de comprendre certains résultats expérimentaux.

III.2. Présentation du modèle

Ce modèle repose sur la résolution de l'équation de la chaleur avec un terme source (G) qui tient compte de l'énergie apportée par l'irradiation laser ainsi que celle consommée par une transition de phase (puits de chaleur). Considérons le cas de l'interaction d'un faisceau laser d'une fluence uniforme (top hat) avec un matériau de silicium préamorphisé par implantation ionique (a-Si) d'une couche amorphe de 20 nm et avec du silicium cristallin (c-Si) homogène et semi-infini. Cette situation correspond au cas où les dimensions de la zone traitée par le laser ($\sim 2 \times 2$ mm) sont bien plus grandes que la zone du matériau affectée thermiquement (quelques μm).

Pour des raisons de compatibilité avec notre logiciel de simulation, nous avons utilisé, parfois, des unités différentes de celles du système international (SI).

III.2.1. Résolution de l'équation de la chaleur

III.2.1.1. Hypothèses

L'utilisation du modèle thermique pour calculer l'évolution spatio-temporelle de la température d'un matériau soumis à une irradiation laser nécessite de faire un certain nombre d'hypothèses qu'il convient de vérifier :

- a) Le faisceau laser est homogène et il agit comme une source de chaleur pulsée.
 - b) Le rayonnement est absorbé en volume suivant la loi de Beer-Lambert.
 - c) La chaleur diffuse uniquement dans l'épaisseur du matériau (modèle 1D).
 - d) Les pertes de chaleur par diffusion hors du volume irradié et par convection sont négligeables.
-
- a) Nous considérons que notre faisceau est parfaitement homogène et l'énergie est absorbée par les électrons libres. Comme la durée de l'impulsion laser (25 à 30 ns pour les lasers à excimère que nous avons utilisés) est beaucoup plus longue que le temps de relaxation thermique des électrons ($\sim 10^{-13}$ s) on peut considérer que le rayonnement agit comme une source de chaleur.
 - b) Pour considérer que la chaleur est générée à la surface, il faut que le rayonnement soit absorbé sur une épaisseur négligeable par rapport à la longueur de diffusion thermique définie par l'équation suivante :

$$\delta_{th} = \sqrt{\frac{k \cdot \tau}{C_p \cdot \rho}} \quad \text{III.1}$$

où $k \left[\frac{J}{cm.s.K} \right]$ est la conductivité thermique, $\tau[s]$: durée de l'impulsion laser, $C_p (J/g.K)$: chaleur spécifique et $\rho[g/cm^3]$: masse volumique du matériau. Ceci revient à vérifier que la longueur d'absorption δ_a est très petite devant la longueur de diffusion thermique δ_{th} . Pour le silicium cristallin à température ambiante et pour une durée d'impulsion $\tau = 27 ns$ (laser KrF: $\lambda = 248 nm$), nous obtenons $\delta_a \approx 6 nm$ et $\delta_{th} \approx 3.15 \mu m$. Ainsi, dans ces conditions, nous constatons que $\delta_a \ll \delta_{th}$. Cette hypothèse est aussi vérifiée à haute température, puisque δ_a varie très légèrement en fonction de la température ($< 6\%$) [UNAMUNO_89].

- c) Pour supposer que la chaleur ne diffuse que dans l'épaisseur du matériau, il faut que la diffusion latérale de la chaleur (diffusion vers l'extérieure de la surface chauffée) soit négligeable par rapport à la diffusion en profondeur. Cette hypothèse sera vérifiée si la dimension de la surface irradiée est grande devant la dimension de la longueur de diffusion thermique. Dans notre cas la surface irradiée est d'environ $4 mm^2$, l'hypothèse est donc vérifiée.
- d) Les transferts thermiques peuvent se faire par conduction, rayonnement, ou convection. Dans notre cas, la conduction est le mode de transfert thermique principal. La question est de savoir si les processus de transfert thermique par convection ou par rayonnement peuvent avoir une contribution notable dans l'évolution de la température et des processus de fusion et de solidification à une impulsion laser de durée de l'ordre d'une dizaine de nanosecondes. Dans notre modèle, nous avons fait des tests sans et avec la prise en compte de transfert thermique par convection et par rayonnement, nous avons constaté que la température de surface diffère de moins de un kelvin. En effet, les pertes de chaleur par rayonnement à partir de la zone de silicium portée à une température T à la suite de l'impulsion laser sont données par la loi de Stefan :

$$\phi = \varepsilon \sigma S (T^4 - T_{\infty}^4) \quad III.2$$

où ε est l'émissivité du corps considéré. ($\varepsilon = 1$ pour un corps noir, $\varepsilon = 0.6$ pour le silicium à l'état solide et 0.3 à l'état liquide) [MARTAN_08], σ est la constante de Stefan ($\sigma = 5,67.10^{-8} W.m^{-2}.K^{-4}$), S est la surface du corps portée à la température T . En prenant l'émissivité du silicium à l'état liquide, les pertes par rayonnement à $T = 2000 K$ pour une surface unité sont :

$$\phi = 2,72.10^5 W.m^{-2} \quad III.3$$

La puissance laser absorbée par unité de surface lors de l'irradiation laser pour une fluence de $1\text{J}/\text{cm}^2$ et une durée d'impulsion de 100 ns par unité de surface est :

$$\phi_{laser} = 10^{11} \text{ W.m}^{-2} \quad \text{III.4}$$

Les pertes par rayonnement pourront donc être considérées négligeables devant la puissance laser absorbée.

III.2.1.2. Équation de la chaleur

Dans le cadre du modèle thermique, pour lequel le laser est considéré comme une source pulsée de chaleur, les grandeurs physiques intéressantes sont la température de la surface $T(0,t)$, l'épaisseur de la couche fondue et le gradient de température. L'évolution temporelle de la température induite par une impulsion laser sera obtenue en résolvant l'équation de la chaleur à une dimension en tenant compte de la thermodépendance des propriétés thermophysiques (C_p, ρ, k) :

$$C_p(T) \cdot \rho(T) \cdot \frac{\partial T(z,t)}{\partial t} = G(z,t) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_{th}(T) \cdot \frac{\partial T(z,t)}{\partial z} \right) \quad \text{III.5}$$

où $T(z,t)$ est la température à la position z du substrat et à l'instant t , $G(z,t)$ [W.cm^{-3}] est le terme représentant la source de chaleur par unité de volume et de temps à la position z du matériau à l'instant t .

La source de chaleur est l'énergie déposée par le laser. Elle est exprimée en fonction de la longueur d'absorption δ_a et de la réflectivité de surface R , comme :

$$G(z,t) = I(t) \cdot (1 - R(T)) \cdot \frac{e^{\frac{-z}{\delta_a(T)}}}{\delta_a(T)} \quad \text{si } T < T_m \quad \text{III.6}$$

$$G(z,t) = I(t) \cdot (1 - R(T)) \cdot \frac{e^{\frac{-z}{\delta_a(T)}}}{\delta_a(T)} - \frac{l_m \cdot \rho_l}{\tau} \quad \text{si } T \geq T_m \quad \text{III.7}$$

$l_m[\text{J/g}]$: chaleur latente de fusion

$\rho_l[\text{g}/\text{cm}^3]$: masse volumique du matériau à l'état liquide

$\tau[\text{s}]$: durée d'impulsion laser

$T_m[\text{K}]$: température de fusion

où $I(t)[W.cm^{-2}]$ est la forme temporelle de l'impulsion laser, que nous considérons de la forme d'une fonction "gaussienne" (FIG.III.1) dont la durée à mi-hauteur est celle de l'impulsion laser, c'est-à-dire τ .

La prise en compte de la chaleur latente de fusion est réalisée par la soustraction du terme $\frac{l_m \cdot \rho_l}{\tau}$ de la source de chaleur G lorsque la température du substrat est supérieure ou égale à la température de fusion.

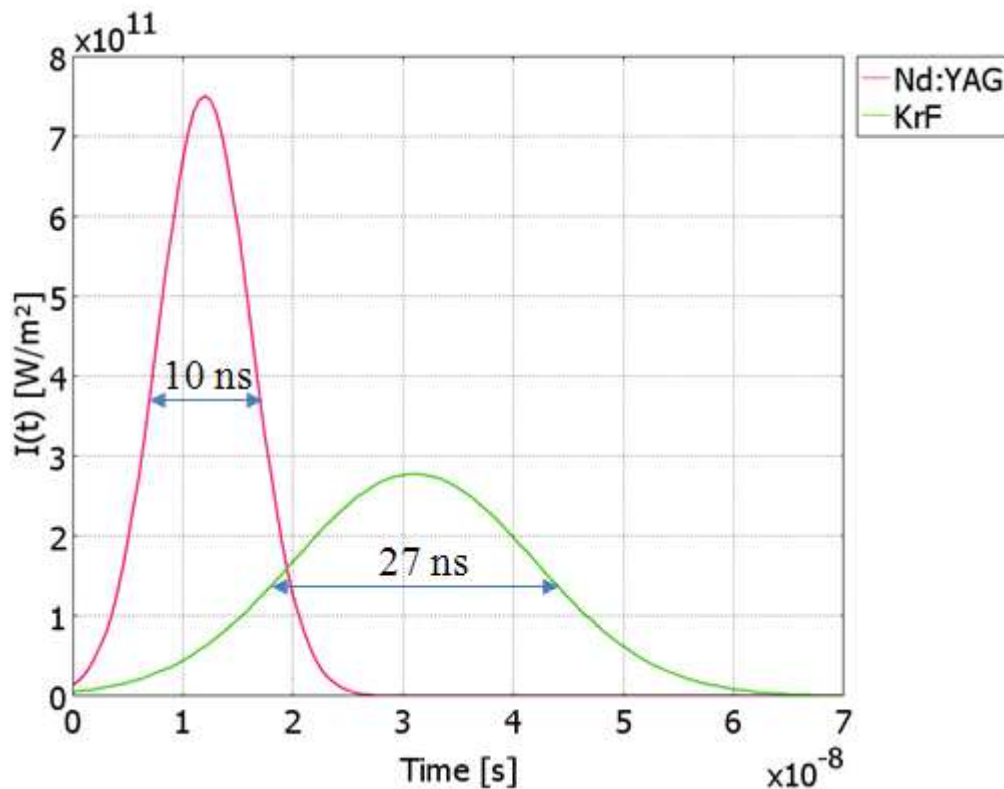


FIG.III.1. Forme temporelle de l'impulsion laser pour le laser KrF ($\lambda = 248$ nm, $\tau = 27$ ns) (en vert) et pour le laser Nd:YAG ($\lambda = 266$ nm, $\tau = 10$ ns) (en rouge) telles qu'elles sont introduites dans notre modèle

III.2.1.3. Conditions aux limites

La figure III.2 schématise le modèle de l'interaction laser-matière pris en compte dans cette étude avec les conditions aux limites associées. Le faisceau laser supposé uniforme, se propage selon l'axe z perpendiculaire à la surface du matériau. Les simulations sont faites pour un seul tir laser. Ce modèle met en évidence un substrat de silicium préamorphisé par implantation ionique (a-Si) avec une couche amorphe de 20 nm d'épaisseur. Ainsi, le substrat est divisé en deux sous-domaines ; le sous-domaine 1

correspondant au silicium monocristallin non-amorphisé et le sous-domaine 2 à la couche amorphisée du silicium. Dans la suite de ce chapitre, nous allons étudier, également, le cas du silicium cristallin (c-Si) et allons comparer les résultats obtenus dans les deux cas.

A chacune des frontières de la géométrie, il est appliqué une condition aux limites en sorte que l'on soit le plus proche possible de la réalité. A cet effet, pour la géométrie considérée, nous retrouvons trois types de frontières différentes :

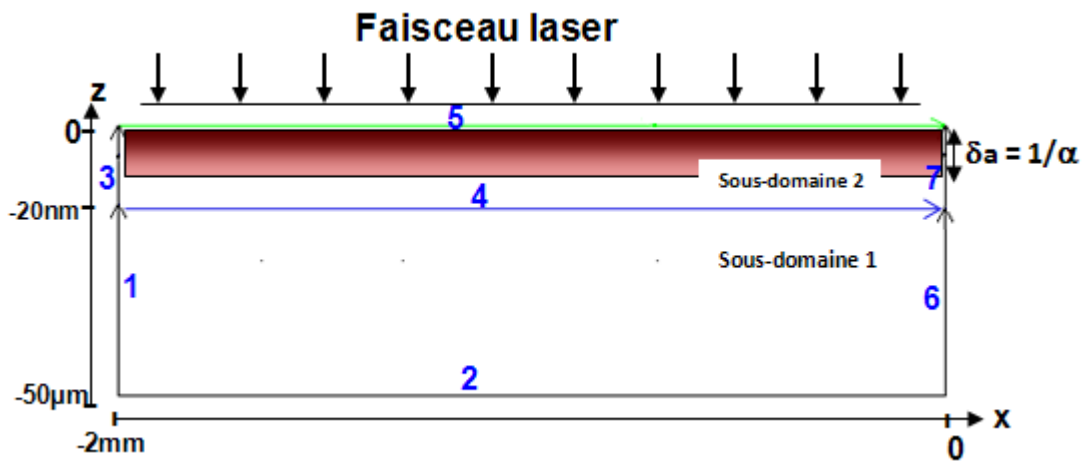


FIG. III.2. Géométrie du modèle étudié avec les limites considérées

Frontière 5: Application d'une source de chaleur volumique G décroissante en intensité (Loi de Beer-Lambert) (FIG III.3). L'allure de cette courbe traduit la fonction exponentielle dans l'équation III.6 et III.7. A l'instant initial ($t = 0$) nous avons considéré que le substrat présente une température initiale $T_0 = 293$ K.

Frontière 4 : Continuité ($\vec{n} \cdot (k_1 \nabla T_1 - k_2 \nabla T_2) = 0$)

Frontières 1, 2, 3, 6, 7 : Isolation thermique ($\vec{n} \cdot (k \nabla T) = 0$)

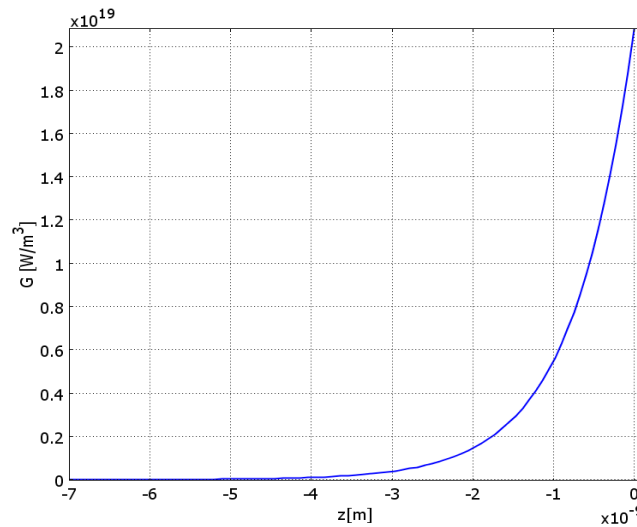


FIG.III.3. La distribution en profondeur (z) de la source de chaleur G : loi de Beer-lambert

III.2.1.4. Géométrie du maillage

La géométrie du maillage employé dans notre modèle est présentée sur la Figure III.4. Nous avons choisi un maillage carré et progressif dans la direction de l'axe z . Cette démarche nous a permis d'avoir en surface, dans la zone d'interaction faisceau laser-matière, une taille maximale des éléments de 0,5 nm. Nous rappelons que la profondeur d'absorption optique pour le silicium est d'environ 6 nm.

Du fait de la grande différence qui existe entre l'épaisseur de la couche liquide et le rayon du faisceau laser focalisé, nous avons réalisé un allongement du maillage dans la direction x . Ceci permet de diminuer considérablement le nombre de degré de liberté et ainsi réduire le temps de calcul d'une part, et améliorer la convergence du modèle d'autre part. A titre d'indication, le degré de liberté ($= \text{nombre de nœuds} \times \text{nombre de variables dépendantes}$) dans ce cas est de 8091 ce qui correspond à un temps de calcul de quelques minutes par séquence de calcul (environ 6 minutes).

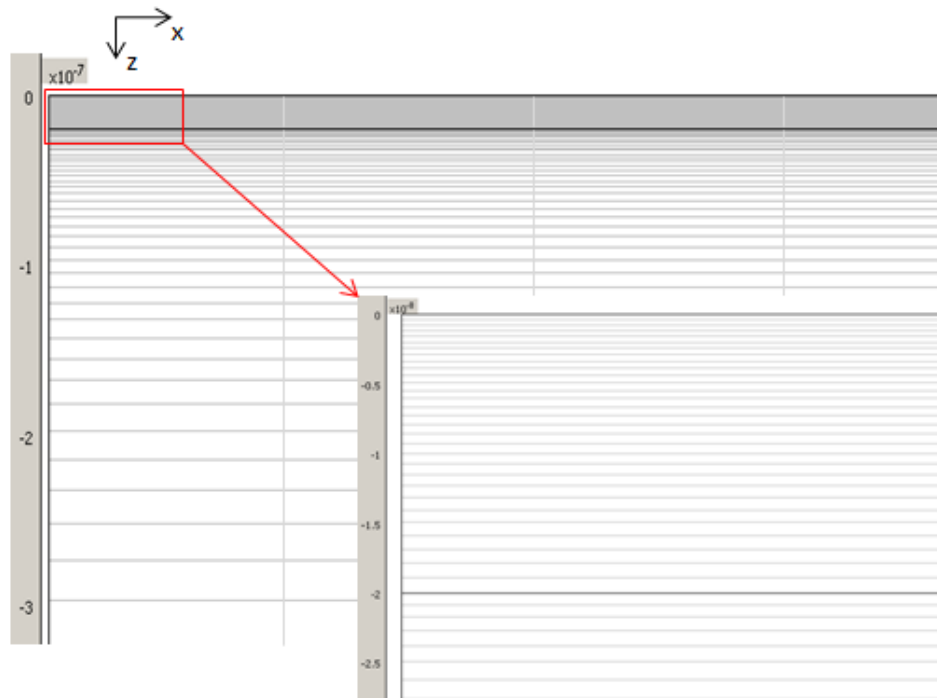


FIG.III.4. Géométrie du maillage utilisé dans le modèle de simulation

III.2.1.5. Changement de phase

Les températures généralement atteintes pour le procédé du recuit laser sont inférieures à la température de l'ébullition du silicium amorphe. Nous n'avons, donc, à étudier qu'un seul changement de phase de l'état solide à l'état liquide. Pour introduire le changement de phase, on emploie un modèle enthalpique. Il tient compte, lors de la résolution de l'équation de la chaleur, de la nécessité de fournir une chaleur latente de fusion lors du passage de l'état solide à l'état liquide, ainsi que, lors de la solidification, de la nécessité de dégager la chaleur latente de fusion avant le changement de phase. Nous supposons que ces deux chaleurs latentes de fusion et de solidification sont identiques. La prise en compte du changement de phase et des propriétés physiques du substrat à l'état solide et liquide peut être réalisée en utilisant soit une fonction Heavyside, soit une fonction d'interpolation. L'utilisation de la fonction d'interpolation est intéressante dans le cas où on connaît plusieurs valeurs de l'évolution des propriétés physiques du matériau avec la température. Cependant, nous disposons de peu d'informations sur les propriétés physiques considérées en fonction de la température. Fréquemment, nous utilisons des propriétés constantes et moyennées pour chaque phase [MOON_02, HERNANDEZ_05]. L'utilisation de la fonction Heavyside devient intéressante. Nous avons utilisé ainsi, une fonction d'Heavyside lissée (deux fois

dérivable) [SOVEJA_07], notée *flc2hs* (Figure III.5). La syntaxe utilisée, dans le cas de la variation de la propriété physique « *x* » avec la température, est la suivante :

$$x_s + (x_l - x_s) \cdot flc2hs(T - T_f, \Delta T) \quad III.8$$

où x_s et x_l sont respectivement les valeurs de la propriété physique « *x* » à l'état solide et à l'état liquide, T_f la température de fusion du matériau. Le terme ΔT définit la demi-largeur de l'intervalle sur lequel la fonction change de valeur (Figure III.5). La fonction *flc2hs* vaut ainsi zéro lorsque $T - T_f > \Delta T$. La transition est lissée lorsque $T - T_f < \Delta T$ et la fonction *flc2hs* prend la valeur 1, tenant compte ainsi du changement de phase du substrat.

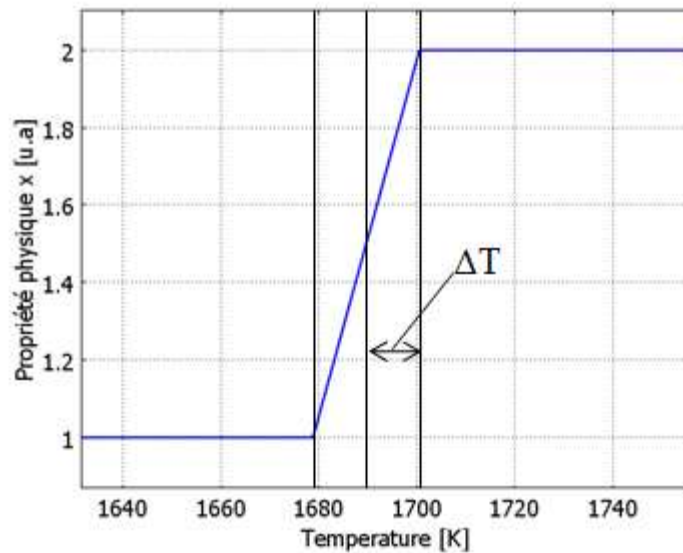


FIG.III.5. Evolution de la propriété physique « *x* » avec la fonction *flc2hs*

Les figures III.6.a et III.6.b montrent les courbes de variation de la conductivité thermique et de la masse volumique du silicium cristallin, telles qu'elles sont introduites dans la fenêtre "Global Expressions" du logiciel COMSOL. On note la présence de l'intervalle de température $[T_1 ; T_2]$ qui permet de s'affranchir de problèmes purement numériques liés à la discontinuité de ces fonctions à l'interface solide-liquide. De plus, nous avons supposé que pour toutes les simulations, les températures de fusion et de solidification étaient identiques et égales. Dans le cas de silicium amorphe, $T^* = T_m = 1420K$ et dans le cas de silicium cristallin, $T^* = T_m = 1690K$.

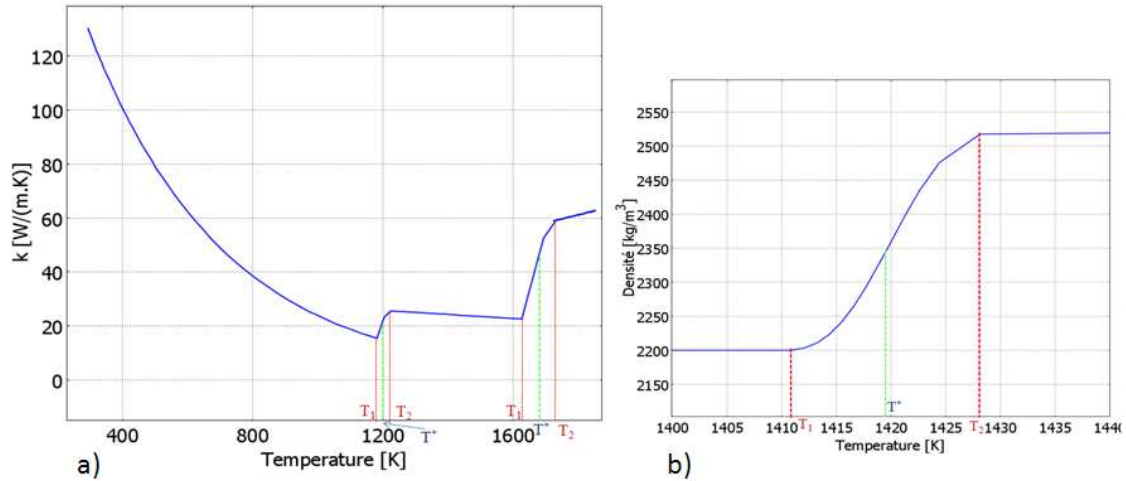


FIG.III.6. Evolution de la conductivité thermique (a) et de la masse volumique (b) du silicium cristallin telle qu'elles sont introduites dans notre modèle. L'intervalle délimité par les températures T_1 et T_2 définit une zone transitoire autour de la température de transition T^*

III.2.2. Paramètres thermiques et optiques du silicium

Le silicium cristallin est un matériau semiconducteur à gap indirect ($E_g = 1.12 \text{ eV}$), mais possède deux gaps directs à plus forte énergie ($E_1 = 3.4 \text{ eV}$, $E_2 = 4.2 \text{ eV}$) qui influencent particulièrement son indice de réfraction complexe $\tilde{n} = n_1 - in_2$ [MATHIEU_98]. La figure III.7 montre les variations, en fonction de la longueur d'onde λ , de l'indice réel n_1 , de coefficient de réflexion R et de la profondeur de l'absorption δ_a du silicium cristallin. Pour des énergies $E_g < h\nu < E_1$, l'absorption du photon induit une transition de la bande de valence à la bande de conduction assistée par phonon et provoque la création d'une paire électron-trou (e-h) avec une efficacité croissante avec l'énergie du photon. Pour des énergies inférieures à E_g , les transitions bande à bande sont impossibles. Au-delà du gap direct ($h\nu > E_1$), la transition bande à bande sans intervention d'un phonon est possible. L'efficacité de création de paire électron-trou est excellente : la profondeur de pénétration de la lumière n'est que d'environ 8 nm . C'est donc pour des longueurs d'ondes inférieures à 360 nm que le couplage laser-silicium sera le plus efficace. On remarquera, également, sur la figure III.7 les variations importantes des propriétés optiques dues aux gaps directs, ainsi que l'importance du coefficient de réflexion due à la valeur élevée de l'indice du silicium.

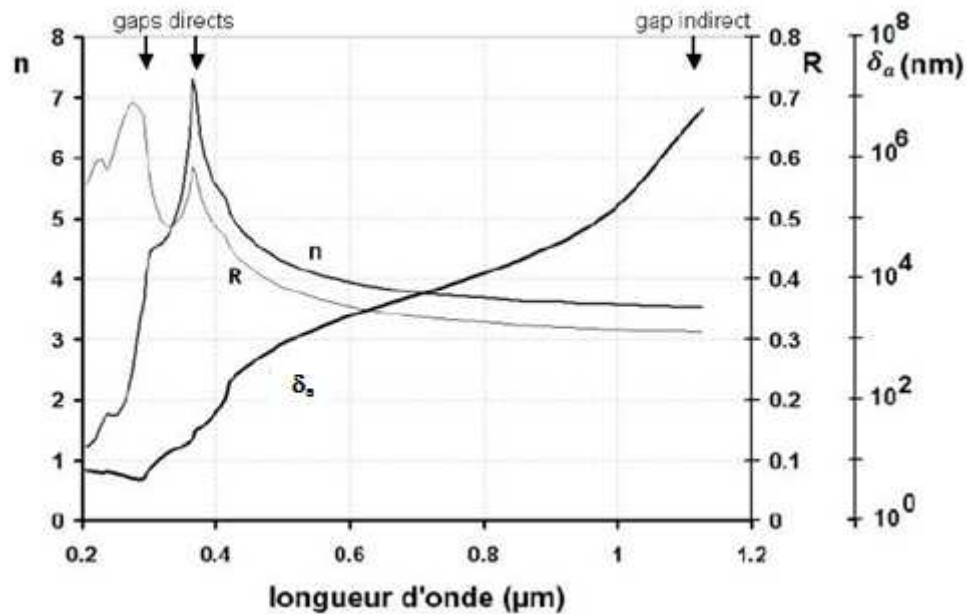


FIG.III.7. Indice de réfraction n (partie réelle), coefficient de réflexion R selon la normale, et profondeur d'absorption Z du silicium cristallin (100) en fonction de la longueur d'onde [PALIK_98]

Ces propriétés optiques sont valables pour du silicium cristallin parfait à température ambiante. Elles dépendent fortement de la température, de sa composition (alliage IV-IV, dopage, impuretés) et de sa cristallinité. La figure III.8 est une reconstruction d'une figure donnée par [PALIK_98]. Celle-ci montre l'écart existant entre les indices du silicium amorphe et ceux du silicium cristallin. Ce point est important lorsqu'il s'agit de traiter des matériaux partiellement ou totalement amorphisés, par exemple par implantation ionique.

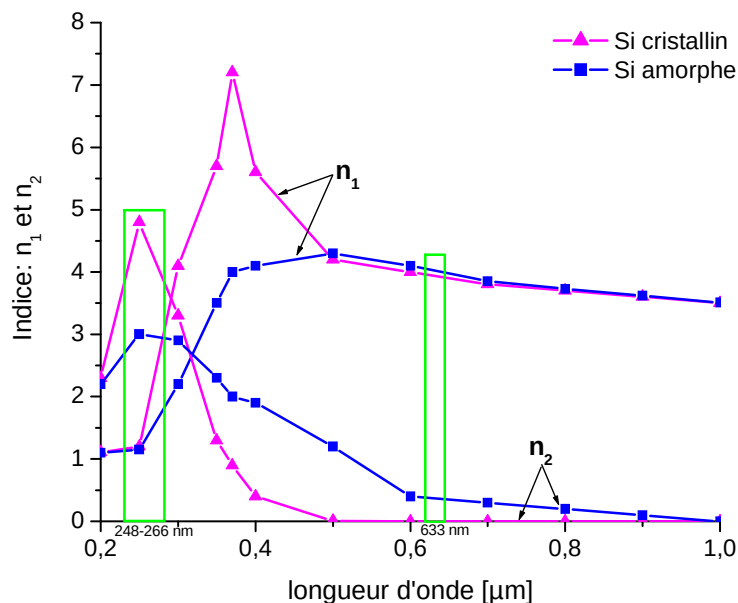


FIG. III.8. Comparaison des parties réelles (n_1) et imaginaires (n_2) de l'indice de réfraction du silicium cristallin et du silicium amorphe

La simulation de l'interaction laser-silicium fait intervenir de nombreux paramètres optiques et thermiques tels que le coefficient de réflexion (réflectivité) et la longueur d'absorption optique du silicium (R et δ_a), sa masse volumique ρ , sa chaleur spécifique C_p , sa conductivité thermique k , la température de fusion T_f , et la chaleur latente de fusion L_f . Lorsque l'irradiation laser induit un changement de phase, il faut prendre en compte les paramètres optiques et thermiques du silicium liquide. Les paramètres du silicium cristallin sont relativement bien connus à température ambiante. Cependant, dans nos expériences, les températures dépassent souvent 1500 K. Or, la plupart des paramètres dépendent fortement de la température, et cette dépendance est d'autant moins bien connue qu'on s'écarte de la température ambiante. De plus, nous avons parfois à traiter d'autres variétés de silicium. Celui-ci pourrait être plus au moins amorphe, notamment à la suite d'une implantation ionique, ou dopé. Là encore, la connaissance de ces paramètres et leurs variations en fonction de la température n'est pas parfaite.

Le tableau III.1 met en évidence les différents paramètres thermiques et optiques du silicium utilisés dans nos calculs. Une partie de ces paramètres a été résumé par de nombreux auteurs, notamment [FOGARASSY_89], [UNAMUNO_89] et [BAUERLE_00]. Habituellement, les paramètres donnés dans la littérature sont variables, cette divergence conduit à une différence des résultats obtenus. A titre d'exemple, la figure III.9.b illustre les variations de la conductivité thermique et la chaleur spécifique du

silicium cristallin en fonction de la température données par [MATSUNO_02] et la figure III.9.a celles utilisées dans nos simulations. On peut constater facilement certaines dissemblances concernant ces paramètres selon que l'on considère une référence ou une autre.

Paramètres	Silicium cristallin	Silicium amorphe	Silicium liquide
Masse volumique (Kg/m ³)	2320	2200	2520
Température de fusion T _f (K)	1690	1420	–
Chaleur latente de fusion L _f (J/g)	1797	1317	
Chaleur spécifique C _p (J/g.K)	$T < 300K:$ $0,18e^{4,5 \cdot 10^{-3} \cdot T}$ $T \geq 300:$ $0,694e^{2,375 \cdot 10^{-4} \cdot T}$	$0,184e^{0,45 \cdot 10^{-2} \cdot T}$ $- 0,79 \cdot 10^{-2}$ $+ 1,016 \cdot 10^{-4} \cdot T$	1.045
Conductivité thermique k (W/cm.K)	$T < 1200K:$ $1521T^{-1,226}$ $T \geq 1200K:$ $8,99T^{-0,502}$	0.018	$0.5 + 29,3 \cdot 10^{-5} (T - T_f)$
Réflectivité de la surface R (à 248 nm)	$0.66 + 1.8 \cdot 10^{-5} \cdot T$	0.55	0.685
Coefficient d'absorption α (cm ⁻¹) à 248 nm	$T < 1000K:$ $1.7 \cdot 10^6$ $T \geq 1000K:$ $1.8 \cdot 10^6$	$1.6 \cdot 10^6$	$1.56 \cdot 10^6$

Tab. III.1. Paramètres thermiques et optiques du silicium cristallin, amorphe et liquide utilisés dans nos simulations [BAUERLE_00, FOGARASSY_89, UNAMUNO_89]

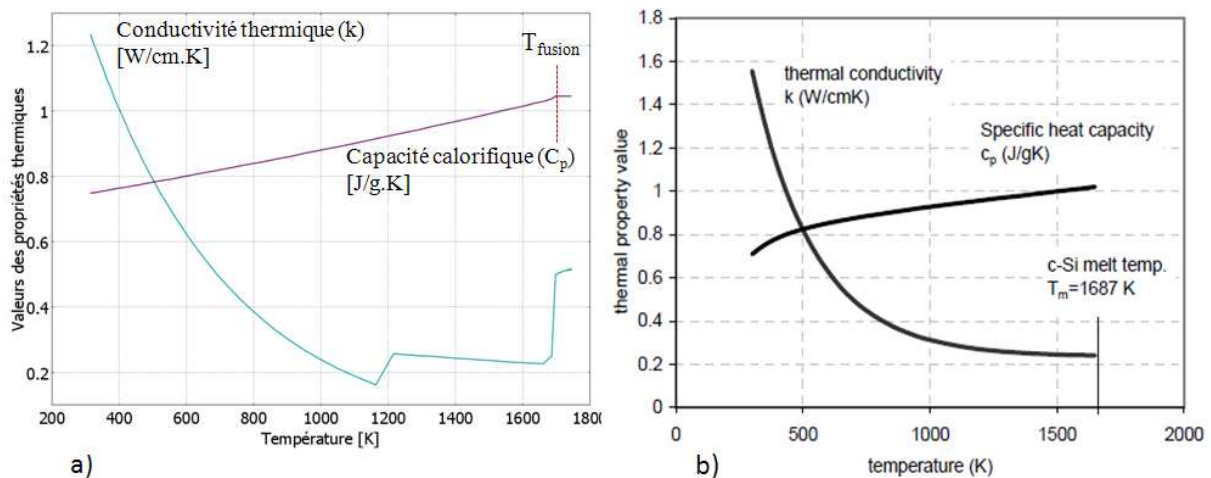


FIG. III.9. Evolution de la conductivité thermique et de la chaleur spécifique du silicium cristallin : (a) telles qu'elles sont introduites dans notre modèle et (b) telles qu'elles sont données dans la référence [MATSUNO_02]

III.2.3. Détermination de l'indice de réfraction

La relation liant l'indice de réfraction et les propriétés du milieu dans lequel se propage l'onde électromagnétique est décrite par les équations de Maxwell. Dans le cas d'un matériau non magnétique, isotrope, de constante diélectrique ε et de conductivité électrique σ , les équations de Maxwell peuvent s'écrire :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad \text{III.9} \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \quad \text{III.10}$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad \text{III.11} \quad \vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma \vec{E} \quad \text{III.12}$$

A partir de ce système d'équations, on obtient l'indice de réfraction en fonction de la constante diélectrique complexe :

$$\tilde{n}^2 = \tilde{\varepsilon} = \varepsilon_1 + i \cdot \varepsilon_2 \quad \text{III.13}$$

$$\text{Avec :} \quad \tilde{n} = n_1 + i \cdot n_2 \quad \text{III.14}$$

Soit

$$n_1^2 = \frac{\varepsilon_1 + \sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}}{2} \quad \text{III.15}$$

et

$$n_2^2 = \frac{-\varepsilon_1 + \sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}}{2} \quad \text{III.16}$$

L'indice complexe étant déterminé, il est ainsi possible de calculer le coefficient de réflexion R (ou réflectivité) et la longueur d'absorption δ_a pour un faisceau laser irradiant la surface en incidence normale. R correspond à la proportion réfléchie du faisceau. Comme on néglige la quantité du faisceau diffusée par la surface, la proportion du faisceau que la surface absorbe est définie par $A = 1 - R$. A est aussi appelé absorptivité. La longueur d'absorption δ_a traduit l'évolution de la propagation d'un rayonnement dans un milieu absorbant, l'intensité du champ électromagnétique diminue d'un facteur $\exp\left(\frac{2 \cdot \omega \cdot n_2 \cdot z}{c}\right)$ en fonction de la profondeur z .

coefficient de réflexion :

$$R = \left| \frac{\tilde{n} - 1}{\tilde{n} + 1} \right|^2 = \frac{(n_1 - 1)^2 + n_2^2}{(n_1 + 1)^2 + n_2^2} \quad \text{III.17}$$

longueur d'absorption :

$$\delta_a = \frac{c}{2 \cdot \omega \cdot n_2} = \frac{\lambda}{4 \cdot \pi \cdot n_2} \quad \text{III.18}$$

R : coefficient de réflexion ($0 < R < 1$)

c : célérité de la lumière dans le vide [$m \cdot s^{-1}$]

$\tilde{n}$: indice de réfraction complexe n_1 : partie réelle de l'indice de réfraction n_2 : partie imaginaire de l'indice de réfraction ω : pulsation du laser [rad. s^{-1}] λ : longueur d'onde du rayonnement [m]

III.3. Résultats des calculs

Les calculs ont été effectués en utilisant les paramètres du silicium amorphe et du silicium cristallin énoncés précédemment et pour les impulsions laser KrF ($\lambda = 248 \text{ nm}$, $\tau = 27 \text{ ns}$) et Nd:YAG ($\lambda = 266 \text{ nm}$, $\tau = 10 \text{ ns}$). Les pas de temps et d'espace ont été optimisés et sont identiques quelle que soit la fluence. Les résultats sont donnés sous forme de graphes qui présentent d'une part, l'évolution de la température de la surface en fonction du temps, et d'autre part la durée de fusion et l'évolution de l'épaisseur fondue en fonction de la fluence.

Les intervalles des fluences utilisées sont relativement restreints du fait qu'on s'intéresse à étudier la cinétique de fusion sans atteindre la température d'ébullition du Si. Les calculs auront pour but de déterminer le seuil de fusion, c'est-à-dire la fluence minimale nécessaire pour fondre la première couche superficielle du Si, et étudier l'évolution de l'épaisseur fondue en fonction de la fluence. Ainsi, déterminer l'influence de certains paramètres sur le procédé LTP, notamment la durée de l'impulsion laser (τ) et la longueur optique d'absorption (δ_a).

III.3.1. Effets des lasers KrF et Nd:YAG sur un substrat de c-Si préamorphisé (épaisseur de a-Si est égale à 20nm)

III.3.1.1. Évolution de la température de surface en fonction du temps

Afin de respecter les conditions expérimentales, nous avons considéré que la durée de l'impulsion était différente suivant le laser utilisé ainsi que le coefficient de réflexion R et la longueur d'absorption δ_a . Il faut noter que la différence de ces deux derniers paramètres pour les deux lasers ne semble pas être importante étant donné la différence de leurs longueurs d'onde est faible. De plus, la forme de l'impulsion considérée (gaussienne) est relativement proche de celle de l'impulsion réelle (FIG. III.10).

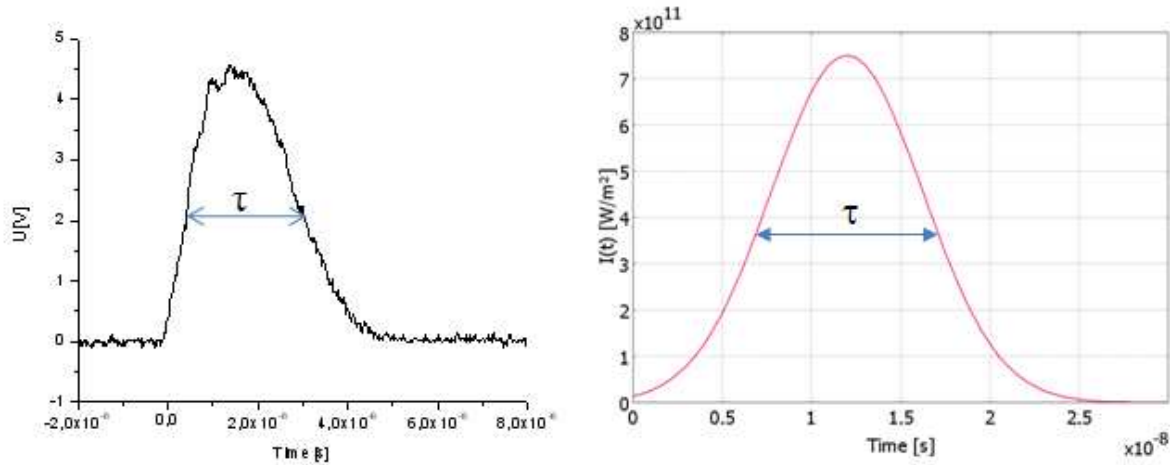


FIG. III.10. Formes temporelles de l'impulsion laser ; à gauche : la forme réelle (laser KrF), à droite : la forme employée dans nos simulations.

La couche préamorphisée par implantation ionique a été considérée totalement amorphe, ceci pour des raisons de disponibilité des paramètres thermo-physiques de ce matériau ($\rho, k, C_p \dots$), notamment en fonction de la température. Ainsi, dans nos simulations, nous exploiterons les données de la littérature concernant le silicium amorphe. Les calculs de la température de surface ont été effectués pour différentes fluences. Les figures III.11 et III.12 représentent l'évolution de cette température au cours du temps pour un substrat de silicium préamorphisé.

On remarquera les différences en échelles de temps et en densité d'énergie entre les deux graphes, ces écarts sont dus essentiellement à la différence entre les durées d'impulsion des deux lasers. En effet, le maximum de la température de surface est atteint, pour le laser KrF ($\tau = 27 \text{ ns}$), à une vingtaine de nanosecondes plus tard que pour le laser Nd:YAG ($\tau = 10 \text{ ns}$). En outre, l'écart entre les seuils de fusion correspondant à chaque laser est considérable. En effet, la fusion débute pour une fluence de 335 mJ/cm^2 (soit une densité de puissance d'environ 12.5 MW/cm^2) avec le laser KrF, tandis que pour le même substrat, la fusion est atteinte dès 195 mJ/cm^2 (soit une densité de puissance d'environ 19.5 MW/cm^2) avec une impulsion du laser Nd:YAG. L'énergie déposée par impulsion laser (qui correspond à l'aire sous la courbe de l'impulsion laser) est identique dans les deux cas. Néanmoins, cette énergie est déposée en un temps plus court dans le cas du laser Nd:YAG, cette forte vitesse (comparée à celle de KrF) limitera la diffusion de la chaleur dans le substrat. Ce qui n'est pas le cas du laser KrF: avec une impulsion de 27 ns, la chaleur aura suffisamment de temps pour diffuser. De plus, la longueur de diffusion thermique δ_{th} dépend, entre autres, de la racine carrée de τ , comme le montre l'expression suivante:

$$\delta_{th} = \sqrt{\frac{k \cdot \tau}{C_p \cdot \rho}} = \sqrt{D_{th} \cdot \tau} \quad III.19$$

D_{th} : Diffusivité thermique.

En prenant la diffusivité thermique du silicium cristallin à 1500 K ($D_{th} = 9.95 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$), on trouve :

- $\delta_{th} = 500 \text{ nm}$ pour $\tau = 27 \text{ ns}$ (cas du laser KrF)
- $\delta_{th} = 315 \text{ nm}$ pour $\tau = 10 \text{ ns}$ (cas du laser Nd:YAG)

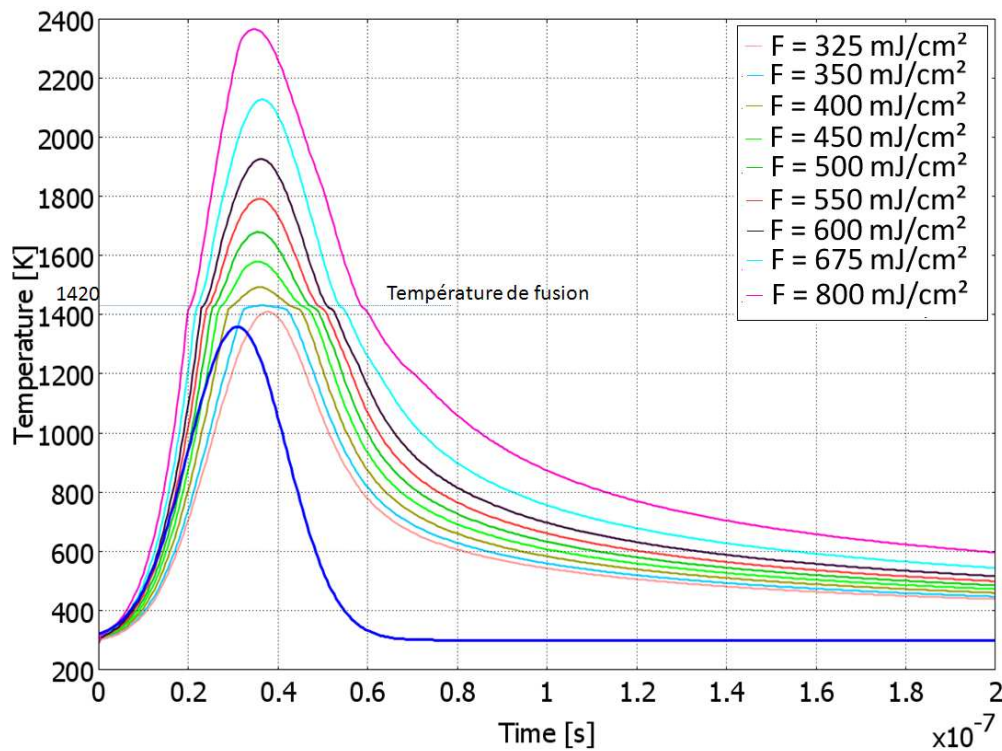


FIG.III.11. Evolution de la température de surface d'un substrat a-Si soumis à une irradiation par laser KrF ($\lambda = 248, \tau = 27 \text{ ns}$) pour des fluences croissantes (forme d'impulsion laser montrée en bas de la figure (en bleu))

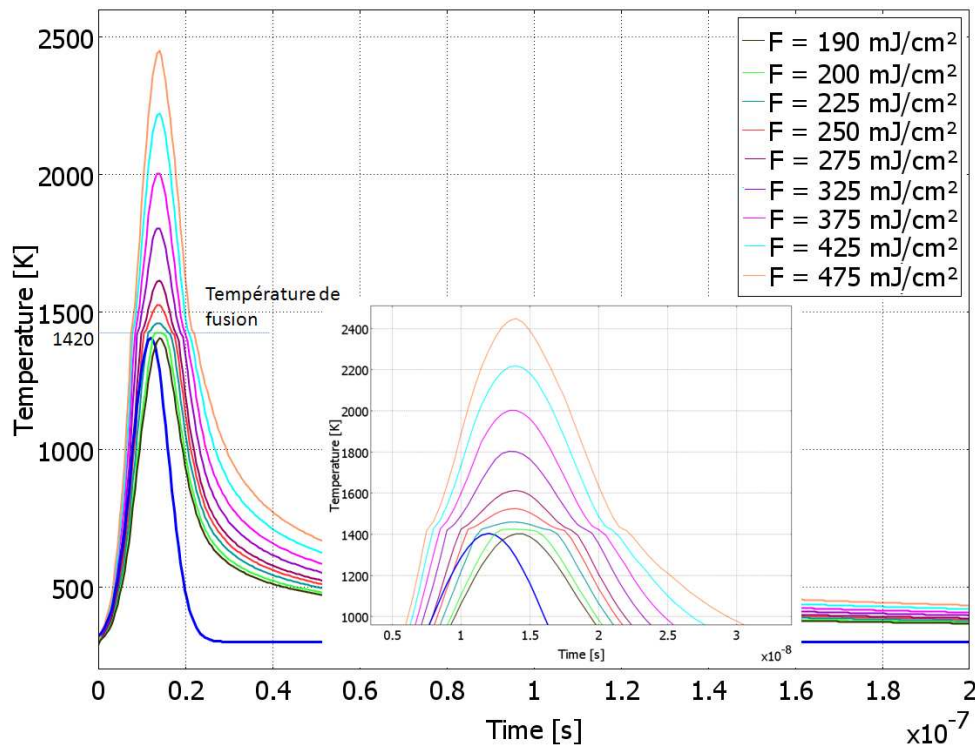


FIG.III.12. Evolution de la température de surface d'un substrat a-Si soumis à une irradiation par laser Nd:YAG ($\lambda = 266$, $\tau = 10$ ns) pour des fluences croissantes (forme d'impulsion laser montrée en bas de la figure (en bleu))

On remarquera que la longueur de diffusion thermique du laser KrF est 65 % supérieure à celle du laser Nd:YAG. En conséquence, la chaleur va être répartie sur une profondeur plus importante dans le cas du laser KrF. Ces dissemblances expliquent l'écart entre les seuils de fusion et celui entre les vitesses de montée en température et de refroidissement.

Toutefois, quel que soit le laser utilisé, nous constatons que le maximum de la température de surface est atteint après le maximum du pic de l'impulsion laser. Cela montre l'inertie de la diffusion de la chaleur dans le silicium.

La figure III.13 met en évidence l'évolution de la température maximale de la surface en fonction de l'épaisseur fondue pour les deux lasers. Ces courbes permettent de déterminer l'épaisseur fondue maximale que l'on peut atteindre avec chaque laser sans pour autant parvenir à la température d'ébullition de silicium amorphe (~ 2410 K) atteinte pour une fluence d'environ 500 mJ/cm² avec le Nd:YAG et 1000 mJ/cm² avec le KrF. L'élévation rapide de la température de surface limite l'épaisseur de la couche fondue, ce qui est le cas du faisceau laser Nd:YAG qui permet la fusion d'une couche d'épaisseur maximale de 120 nm avant l'ablation de la surface. Quant au faisceau laser KrF, celui-ci arrive à fondre une épaisseur environ trois fois supérieure à la première sans que le problème d'ablation de surface soit posé.

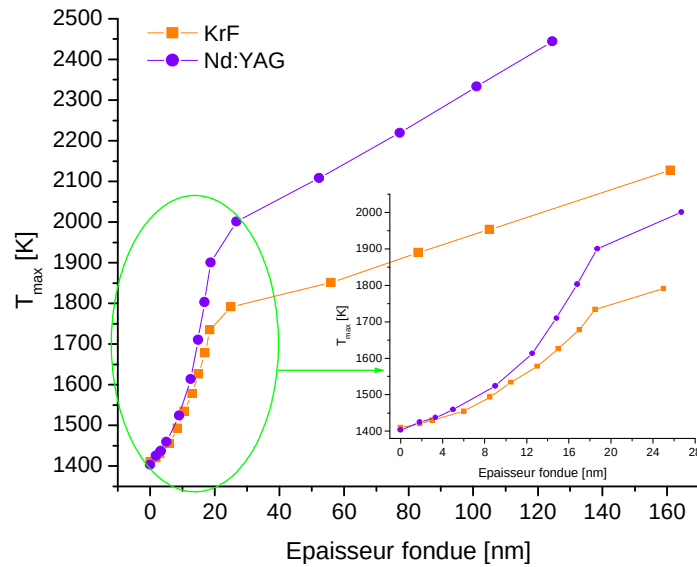


FIG. III.13. Evolution de la température maximale de surface en fonction de l'épaisseur fondue lors d'une impulsion laser KrF ($\lambda = 248, \tau = 27$ ns) et Nd:YAG ($\lambda = 266, \tau = 10$ ns)

Il faut noter que pour les fluences laser utilisées, la surface retrouve la température ambiante en des temps très courts, ne dépassant pas 1 μ s (FIG III.14). Mais en réalité, avec le vieillissement du gaz des lasers à excimère, une seconde "bosse" apparaît dans la forme temporelle de l'impulsion laser (FIG. III.15) qui joue un rôle très notable aux plus fortes énergies pour lesquelles elle contribue à allonger la durée de fusion et ralentir le processus de solidification. Cette "bosse" est d'autant plus prononcée que le gaz du laser est dégradé.

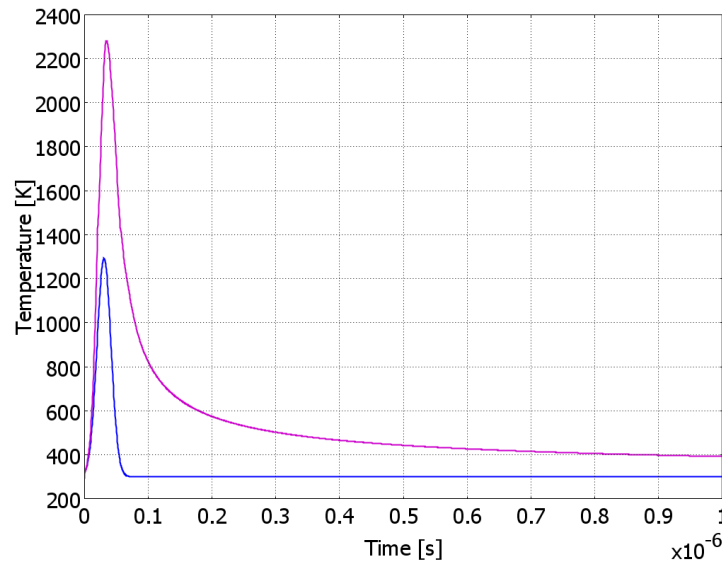


FIG. III.14. Evolution de la température de surface soumise à l'irradiation par laser KrF ($\lambda = 248$, $\tau = 27$ ns) pour une fluence $F = 750$ mJ/cm² (forme d'impulsion laser montrée en bas de la figure (en bleu))

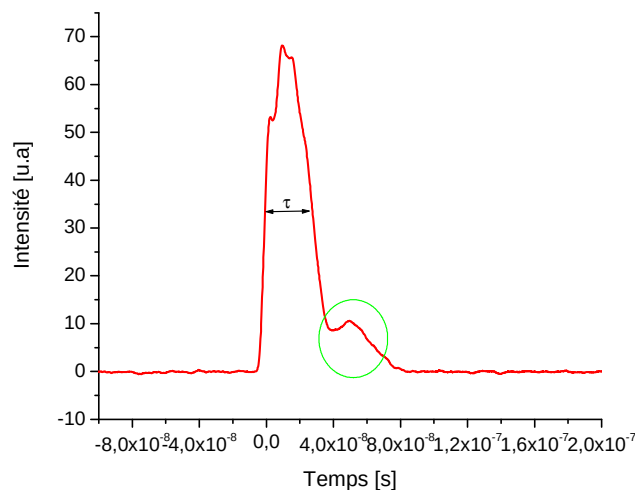


FIG. III.15. Forme de l'impulsion laser du laser KrF utilisé dans cette étude mettant en évidence une "bosse" due au vieillissement du gaz du laser

Suite à tout ce qui précède, le choix du laser avec une durée d'impulsion convenable à la formation de jonction ultra-mince s'avère indispensable dans l'optique où la variation de ce paramètre (durée d'impulsion) conduit à une variation notable de la cinétique de fusion/solidification. Cela est décrit par la figure III.16 qui synthétise les résultats des calculs de la durée de fusion en fonction de la fluence pour les deux lasers (KrF et Nd:YAG).

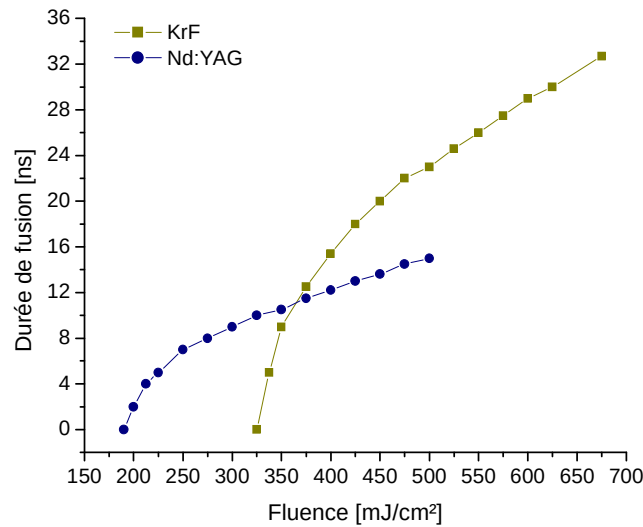


FIG. III.16. Evolution de la durée de fusion d'un substrat a-Si en fonction de la fluence lors d'une impulsion laser KrF ($\lambda = 248$, $\tau = 27$ ns) et Nd:YAG ($\lambda = 266$, $\tau = 10$ ns)

III.3.1.2. Évolution de l'épaisseur fondue en fonction de la fluence

La détermination de la température de substrat en fonction de la profondeur permet notamment de déterminer l'épaisseur fondue en fonction de la fluence (FIG.III.17). Du fait que l'on a deux matériaux avec des propriétés différentes, la température décroît différemment en fonction de la profondeur selon que l'on se trouve dans la partie supérieure (a-Si) ou inférieure (c-Si) du substrat. Nous soulignons l'extrême importance de l'étude de l'épaisseur fondue puisque cette dernière permet de déduire l'épaisseur de la couche recristallisée (quand le substrat est préamorphisé) qui traduit celle de la jonction formée.

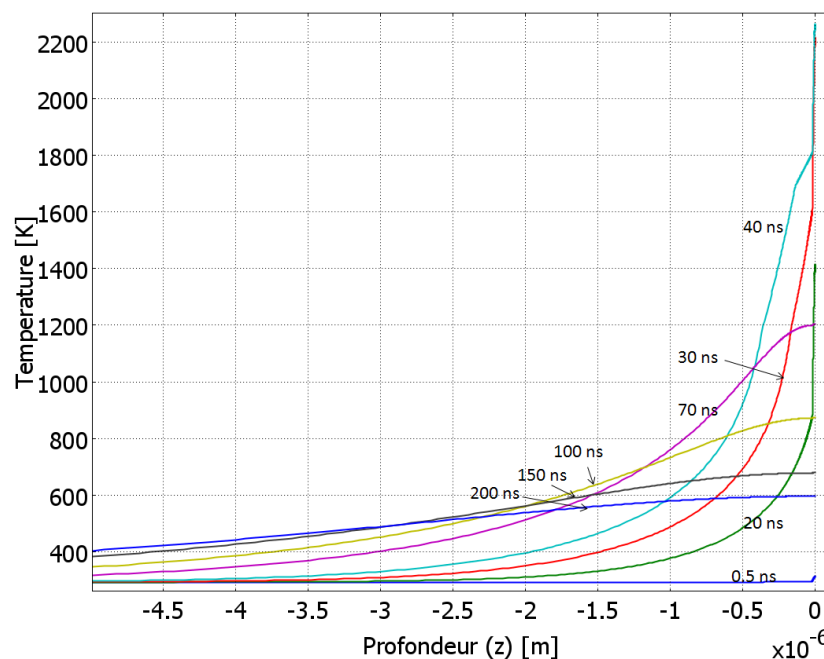


FIG. III.17. Evolution de la température en profondeur à différents instants lors d'un recuit par laser KrF ($\lambda = 248$, $\tau = 27$ ns, $F = 800$ mJ/cm²) d'un substrat a-Si

Les figures III.18 et III.19 mettent en évidence l'allure des courbes donnant l'épaisseur fondue en fonction de la fluence que nous avons obtenue avec les lasers KrF et Nd:YAG respectivement. D'une première vue, nous pouvons constater que les allures des deux courbes présentent deux régimes de fusion, que nous avons décrits dans le chapitre précédent, et se ressemblent fortement. Cependant, comme nous l'avons indiqué précédemment, le seuil de fusion est nettement différent entre les deux lasers pour les raisons qui ont été évoquées précédemment. En outre, la sensibilité de l'épaisseur fondue à la fluence « pente » pour les vingt premiers nanomètres (couche a-Si) semblent être également différentes dans les deux cas (en moyenne $pente \approx 100 \text{ nm.cm}^2.\text{J}^{-1}$ pour le laser KrF et $pente \approx 140 \text{ nm.cm}^2.\text{J}^{-1}$ pour le laser Nd:YAG). Ces pentes deviennent extrêmement importantes lorsque la fusion de la couche sous-jacente (c-Si) débute (en moyenne $pente \approx 930 \text{ nm.cm}^2.\text{J}^{-1}$ pour le laser KrF et $\sim 970 \text{ nm.cm}^2.\text{J}^{-1}$ pour le laser Nd:YAG). Ces dernières valeurs sont proches de celles obtenues avec le silicium cristallin "bulk", le tableau III.2 récapitule la sensibilité de l'épaisseur fondue à la fluence obtenues dans chaque cas de figure.

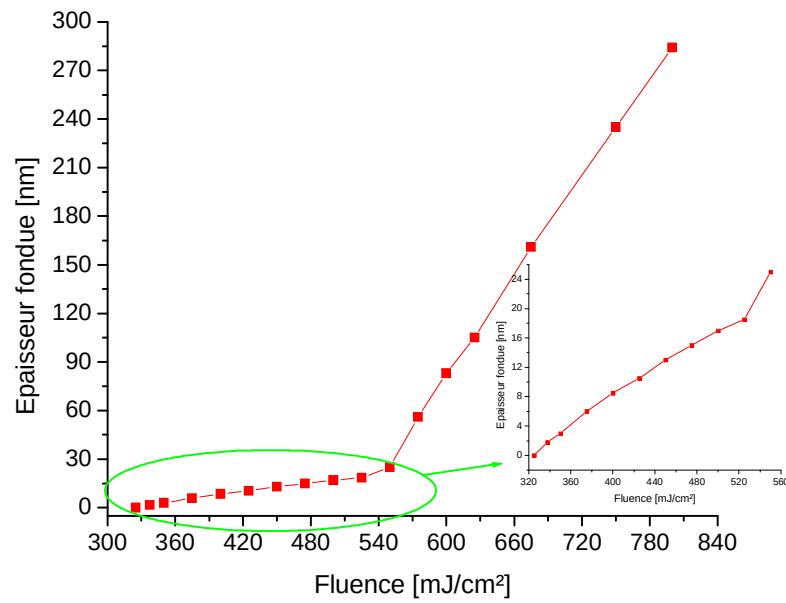


FIG. III.18. Evolution de l'épaisseur fondue en fonction de la fluence lors d'un recuit par laser KrF ($\lambda = 248$, $\tau = 27$ ns)

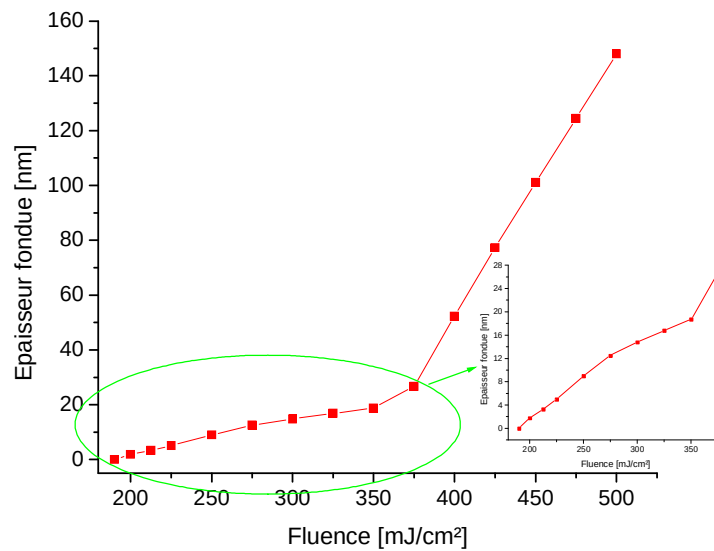


FIG. III.19. Evolution de l'épaisseur fondue en fonction de la fluence lors d'un recuit par laser Nd:YAG ($\lambda = 266$, $\tau = 10$ ns)

Matériau	Sensibilité de l'épaisseur fondue à la fluence [nm.cm ² .J ⁻¹]	
	Laser KrF	Laser Nd:YAG
a-Si	100	140
c-Si sous-jacent à a-Si	930	970
c-Si bulk	960	-

Tab. III.2. Variations de la sensibilité de l'épaisseur fondue à la fluence, obtenues par calcul, des matériaux a-Si et c-Si pour les lasers KrF ($\lambda = 248$, $\tau = 27$ ns) et Nd:YAG ($\lambda = 266$, $\tau = 10$ ns)

On notera que, pour déterminer la fluence F_i permettant de fondre une épaisseur e_i , on pourrait, selon ces résultats, appliquer la relation suivante:

$$F_i \approx \frac{e_i}{\text{pente}} + F_m \quad \text{III.20}$$

Avec, F_m : seuil de fusion (la fluence permettant la fusion de la première couche de silicium)

Par exemple, pour fondre une épaisseur de 10 nm de a-Si et en prenant en compte des seuils de fusion donnés précédemment, il faut une fluence d'environ 435 mJ/cm² avec le laser KrF et 265 mJ/cm² avec le laser Nd:YAG.

A noter également, qu'il y a une similitude entre la sensibilité de l'épaisseur fondue à la fluence (en nm.cm².J⁻¹) et les vitesses moyennes de fusion déterminées par le quotient de l'épaisseur fondue par la durée de fusion pour chaque fluence (FIG. III.20). Ainsi, on obtient, avec le laser KrF, une vitesse moyenne de 0.6 m.s⁻¹ pour la partie préamorphisée et 4 m.s⁻¹ pour la couche cristalline sous-jacente. Dans cet ordre, on obtient, avec le laser Nd:YAG, les valeurs de 1.1 m.s⁻¹ et 5.0 m.s⁻¹.

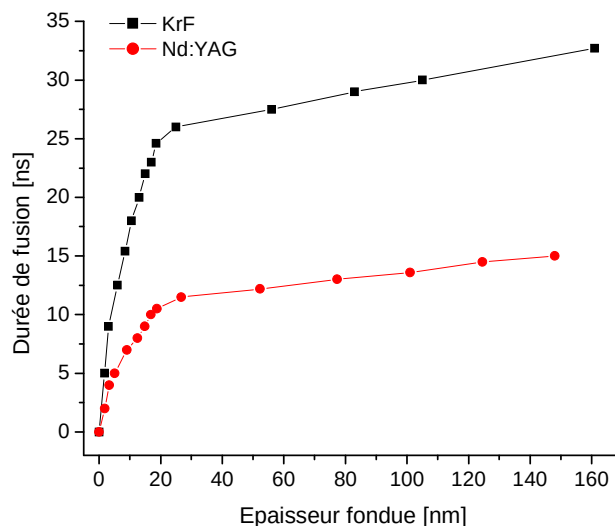


FIG. III.20. Evolution de la durée de fusion en fonction de l'épaisseur fondue pour les lasers KrF ($\lambda = 248$, $\tau = 27$ ns) et Nd:YAG ($\lambda = 266$, $\tau = 10$ ns)

Les intervalles des fluences permettant la recristallisation d'une couche d'épaisseur inférieure à 20 nm sont très restreints ([330 ; 530] mJ/cm² pour KrF et [200 ; 360] mJ/cm² pour Nd:YAG). Il convient donc de disposer d'un réglage très fin de la fluence laser, ainsi que d'une grande stabilité tir à tir.

La comparaison des deux lasers KrF et Nd:YAG révèle une différence prononcée concernant la cinétique de fusion/solidification lors d'un traitement laser. Etant donné que les longueurs d'onde des deux lasers ne sont pas très différentes (248 nm pour l'un et 266 nm pour l'autre), la comparaison entre ces lasers pourrait traduire une comparaison entre deux durées d'impulsion différentes. Par conséquent, cette étude ne permet pas de déterminer l'effet d'autres paramètres sur la cinétique de fusion/solidification, notamment celui de la longueur d'absorption optique δ_a et celui de la réflectivité R .

Ainsi, dans la partie suivante nous allons étudier l'effet de la longueur d'absorption optique δ_a sur la cinétique de fusion/solidification et particulièrement sur le seuil de fusion.

III.3.2. Effet de la longueur d'absorption optique δ_a

De manière à évaluer la contribution de la longueur d'absorption optique δ_a sur le seuil de fusion ainsi que sur la vitesse de fusion par rapport à la fluence, nous avons imaginé deux lasers avec des caractéristiques similaires excepté les longueurs d'absorption optique δ_a que nous avons prises différentes. Dans cette étude, nous avons

considéré comme premier exemple de laser celui de KrF ($\delta_a = 8$ nm) étudié précédemment et le second, un laser similaire mais avec $\delta_a = 16$ nm.

Les figures III.11 et III.21 montrent que lorsque δ_a augmente, l'allure du profil de la température de surface reste similaire. De plus, les pentes de fusion de la couche préamorphisée (a-Si d'épaisseur de 20 nm) sont relativement semblables pour les deux cas (en moyenne $\text{pente} \approx 100 \text{ nm.cm}^2.\text{J}^{-1}$ pour $\delta_a = 8$ nm et $\text{pente} \approx 120 \text{ nm.cm}^2.\text{J}^{-1}$ pour $\delta_a = 16$ nm). En revanche, la longueur d'absorption optique influe notablement le seuil de fusion comme le montre la figure III.22. En effet, une augmentation de 100% de δ_a génère une augmentation d'environ 30% du seuil de fusion. (de 335 mJ/cm^2 à 435 mJ/cm^2). En effet, l'accroissement de δ_a conduit à une absorption de la chaleur plus en profondeur que l'en est pour $\delta_a = 8$ nm, c'est-à-dire une diffusion de la chaleur plus importante. Par conséquent, pour atteindre la température de fusion en surface, il faut un apport d'énergie plus important dans le cas de $\delta_a = 16$ nm.

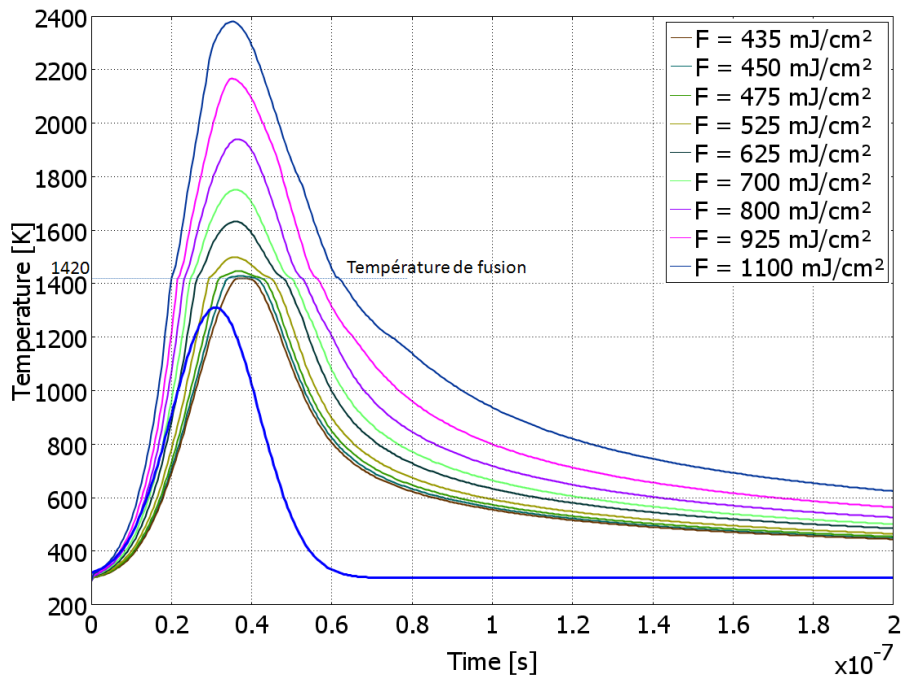


FIG.III.21. Evolution de la température de surface soumise à une irradiation laser, avec des caractéristiques similaire à celles du laser KrF ($\lambda = 248$, $\tau = 27$ ns) mais avec $\delta_a = 16$ nm, pour des fluences croissantes (forme d'impulsion laser montrée en bas de la figure (en bleu))

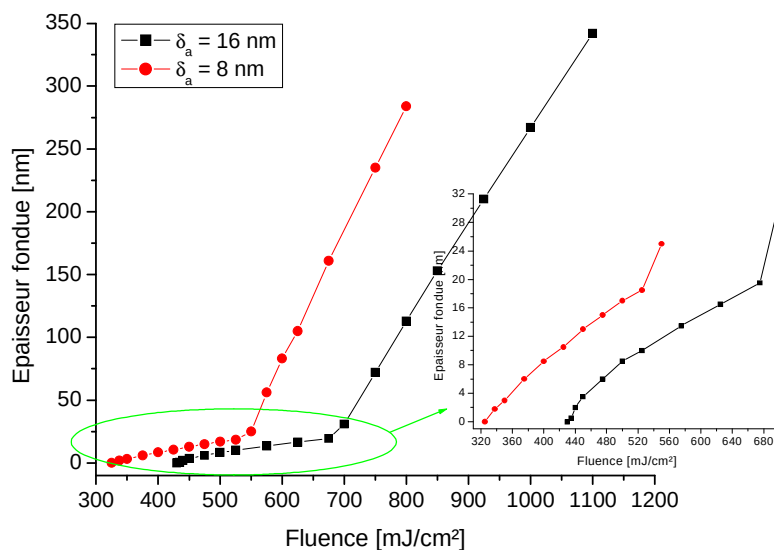


FIG.III.22. Evolution de l'épaisseur fondue en fonction de la fluence lors d'un recuit par laser KrF ($\lambda = 248$, $\tau = 27$ ns) pour deux longueurs d'absorptions ; $\delta_a = 8$ nm et $\delta_a = 16$ nm

La figure III.23 met en évidence le rapport existant entre la longueur d'absorption optique $\delta_a = 1/\alpha$ et la longueur d'onde dans le cas du silicium cristallin. On peut noter que le coefficient d'absorption augmente avec la diminution de la longueur d'onde du laser, autrement dit, la profondeur d'absorption du faisceau décroît avec la diminution de la longueur d'onde. Cette variation est graduelle près de $1.13 \mu\text{m}$ ($hw = 1.1$ eV) mais rude quand la longueur d'onde est proche de $0.36 \mu\text{m}$ ($hw = 3.4$ eV). L'explication est qu'il existe deux types différents de transition inter-bande dans des matériaux comme le silicium. Le premier type est dit: gaps directs à plus forte énergie ($E_1 = 3.4$ eV, $E_2 = 4.2$ eV) et le deuxième: gap indirect ($E_g = 1.12$ eV) [MARTIN VON ALLMEN_87]. Ainsi, pour les procédés LTP, il est judicieux de favoriser les faibles longueurs d'onde ($\alpha \approx 10^6 \text{ cm}^{-1}$ pour $\lambda < 300 \text{ nm}$), c'est à dire les faibles longueurs d'absorption ($\delta_a \approx 10 \text{ nm}$), afin de répondre aux exigences de fabrication de jonctions ultra-minces.

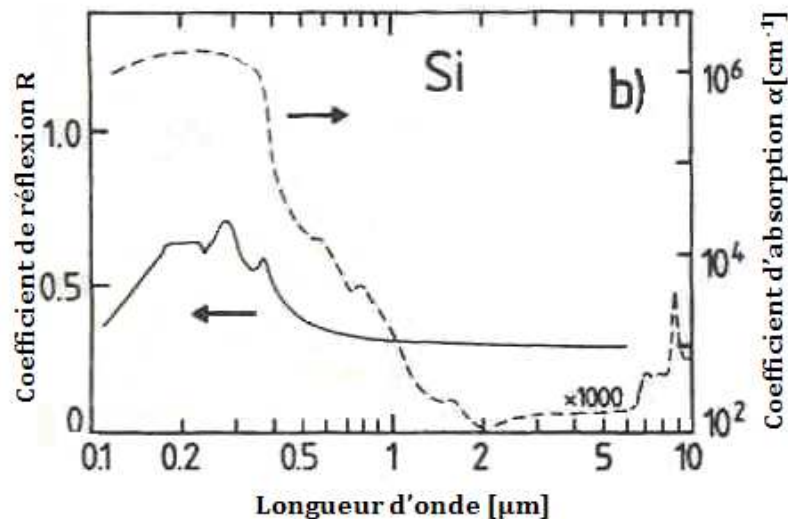


FIG. III.23. Evolution du coefficient d'absorption α (trait en pointillés) et le coefficient de réflexion R du silicium cristallin (trait en continu) en fonction de la longueur d'onde [BAUERLE_96, MARTIN VON ALLMEN_87]

Dans l'objectif de réduire le seuil de fusion, il convient de faire le choix d'un laser d'une longueur d'onde permettant une absorption optique maximale (i.e. profondeur de pénétration minimale). C'est ce que l'on peut déduire de la figure III.22 qui représente les résultats des calculs de la profondeur fondue en fonction de la fluence pour deux δ_a différentes ($\delta_a = 8 \text{ nm}$ et $\delta_a = 16 \text{ nm}$). Etant donné que δ_a croît fortement pour les longueurs d'onde supérieures à 350 nm (FIG. III.23), il est, donc, judicieux de favoriser les faibles longueurs d'ondes.

Comme nous l'avons indiqué, la profondeur d'absorption optique influe considérablement le seuil de fusion, mais son influence sur la dynamique de fusion est limitée. Ce point peut être vérifié en comparant l'évolution de la durée de fusion en fonction de la profondeur fondue obtenu pour $\delta_a = 8 \text{ nm}$ et $\delta_a = 16 \text{ nm}$ (FIG. III.24), puisque l'on obtient deux courbes parfaitement parallèles.

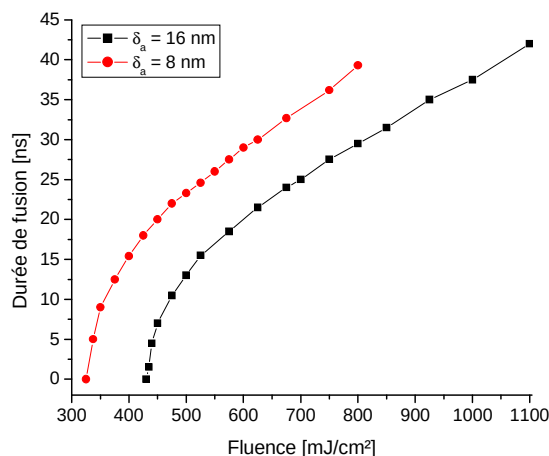


FIG. III.24. Evolution de la durée de fusion en fonction de la fluence lors d'un recuit par laser KrF ($\lambda = 248$, $\tau = 27$ ns) pour deux longueurs d'absorptions différentes; $\delta_a = 8$ nm et $\delta_a = 16$ nm

En plus des avantages énoncés de la préamorphisation (§ I.2.1), comme par exemple la réduction de l'effet de canalisation, cette technique permet une fusion de la couche superficielle avec des sensibilités à la fluence relativement faibles (Tab. III.2) permettant un bon contrôle du procédé LTP.

En outre, le seuil de fusion de a-Si est très faible devant celui du silicium cristallin. Ceci est dû en fait à deux facteurs principaux : l'écart entre leurs températures de fusion et entre leurs propriétés thermo-optiques, notamment leurs conductivités thermiques qui sont notablement différentes. Dans le cas d'un substrat a-Si, ce n'est plus seulement la fluence qui contrôle la recristallisation, mais c'est aussi l'implantation ionique et la préamorphisation induite. Grâce à la technique de préamorphisation, on peut obtenir des épaisseurs fondues précises et ajustables pouvant être inférieures à une dizaine de nanomètres.

III.3.3. Cas du silicium cristallin "bulk" (c-Si)

La figure III.25 décrit la température de surface en fonction du temps lors d'un procédé LTP sur un substrat c-Si avec le laser KrF ($\lambda = 248$, $\tau = 27$ ns). On remarquera un changement de pente des signaux, indiquant la transition solide/liquide et liquide/solide, à une température plus élevée (1690 K) comparée à celle obtenue dans le cas de a-Si (1420 K). Ces valeurs correspondent aux températures de fusion de chaque matériau. La figure III.26 compare l'évolution de l'épaisseur fondue en fonction de la fluence pour les substrats c-Si et a-Si lors d'un recuit laser KrF. On remarquera une différence prononcée entre les seuils de fusion des deux matériaux. En effet, pour le

silicium cristallin, la fusion débute à partir d'une fluence de 670 mJ/cm^2 , tandis que le a-Si a un seuil de fusion de 335 mJ/cm^2 . Cet écart s'explique par celui de la température de fusion de c-Si et de a-Si, en plus des notables différences entre les caractéristiques de ces deux matériaux notamment les propriétés thermo-optiques. Pour les mêmes raisons, la sensibilité de l'épaisseur fondue à la fluence pour le c-Si, qui est relativement constante quelle que soit la profondeur fondue, est largement supérieure à celle de a-Si (Tab. III.2).

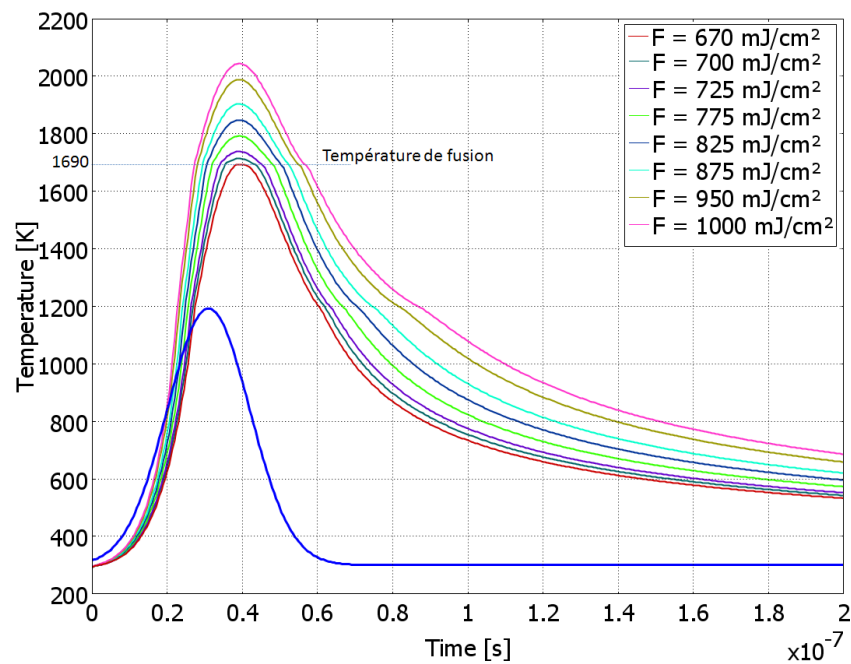


FIG. III.25. Evolution de la température de surface de silicium cristallin (c-Si "bulk") soumise à l'irradiation par laser KrF ($\lambda = 248, \tau = 27 \text{ ns}$) pour des fluences croissantes (forme d'impulsion laser montrée en bas de la figure (en bleu))

Dans le cas de c-Si, le contrôle de la cinétique de fusion devient plus délicat, puisqu'une faible variation de la fluence conduit à une variation assez importante de l'épaisseur fondue. La stabilité du laser de tir à tir devient, ainsi, indispensable.

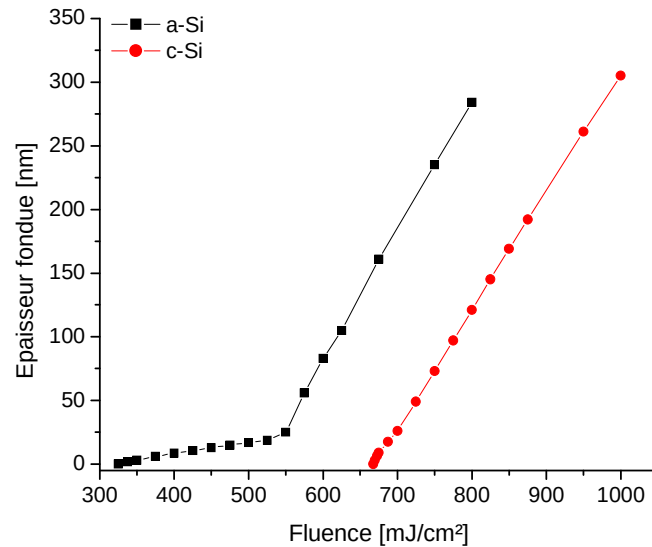
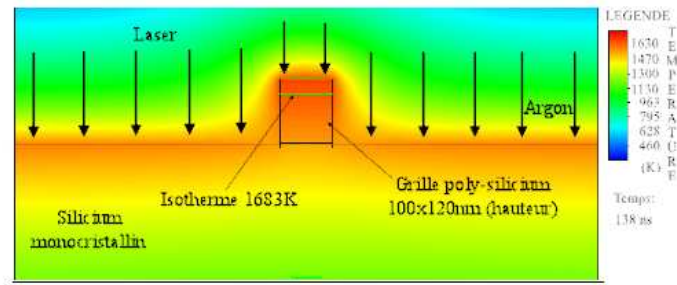


FIG. III.26. Evolution de l'épaisseur fondue de silicium cristallin (c-Si "bulk") en fonction de la fluence lors d'un recuit par laser KrF ($\lambda = 248$, $\tau = 27$ ns)

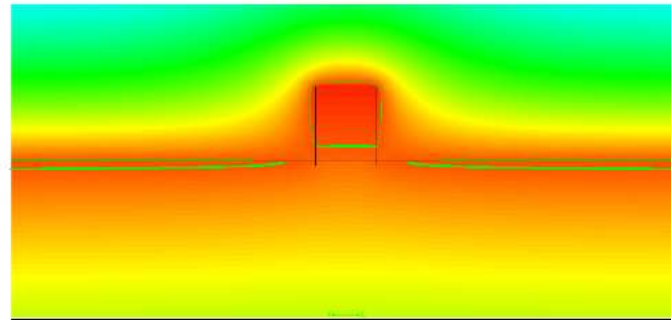
III.3.4. Modélisation de structure de type transistors

M. Hernandez a démontré dans sa thèse qu'un problème majeur empêchait la réalisation des jonctions ultra-minces des zones source et drain du transistor MOS, il s'agit de l'effet de confinement de la chaleur dans la grille du transistor. Les figures III.27. a, b, c, montrent les cartographies de température simulées avec une structure MOSFET. Cette structure comporte une grille de polysilicium (polycristallin) (hauteur = 120 nm, largeur = 100 nm) et un oxyde de grille d'épaisseur 2 nm, sur un substrat de silicium monocristallin. Les cartes de température sont tracées pour différents instants suivant le début d'une impulsion laser ($\lambda = 308$ nm, $\tau = 170$ ns) avec une fluence de 2000 mJ/cm²: $t = 124$ ns, 138 ns, 144 ns et 148 ns.

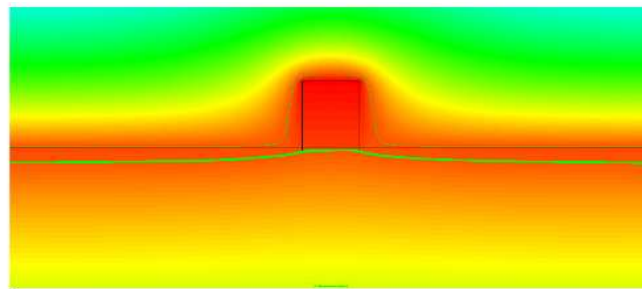
Le recuit laser ne doit pas modifier la forme géométrique de la grille lors du traitement. En travaillant en régime de fusion, la grille pourrait fondre avant le substrat comme le montre la figure III.27. Cependant, plusieurs alternatives permettant d'éviter ce problème existent. L'une des solutions consiste à préamorphiser les zones des source et drain. La préamorphisation permet de diminuer le seuil de fusion par rapport au silicium cristallin d'environ 320 K. Ceci devrait donc permettre de fondre les zones à traiter à des températures inférieures à la température de fusion de la grille et ainsi, éviter toute dégradation du transistor.



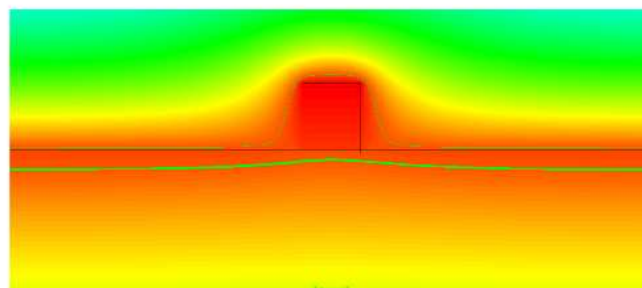
(a) $t=124$ ns



(b) $t=138$ ns



(c) $t=144$ ns



(d) $t=148$ ns

FIG.III.27. Evolution de la température dans une structure de type MOSFET à différents instants durant une irradiation avec le laser SOPRA à une énergie de 2000 mJ/cm^2 . Les lignes vertes représentent l'isotherme à 1683 K : elles matérialisent l'interface liquide/solide [HERNANDEZ_05]

III.3.5. Différences possibles entre les résultats expérimentaux et ceux de la simulation numérique

Les résultats expérimentaux seront présentés ultérieurement, cependant, nous pouvons dès à présent signaler que l'énergie seuil de fusion obtenue par calcul dans le cas d'un substrat préamorphisé est plus faible que celle obtenue expérimentalement. Une discussion à partir de certaines hypothèses posées pour établir ce modèle peut expliquer en partie ces différences. La dépendance en température de certains paramètres comme la réflectivité et la conductivité thermique de silicium amorphe pourrait également contribuer à ces divergences.

a). Homogénéité du faisceau

Si spatialement l'énergie d'un faisceau laser n'est pas homogène, certaines zones de la surface absorberont une part plus importante d'énergie. Cela peut engendrer une fusion locale. Ainsi, l'énergie seuil de fusion serait alors plus faible que celle obtenue par le calcul. Cependant, les faisceaux de nos lasers sont homogénéisés grâce à un système optique d'homogénéisation adapté à chaque longueur d'onde. Ce type de problème n'est donc pas posé dans notre cas.

b). Degré d'amorphisation de la couche superficielle

Il n'est pas commode de définir un seuil d'amorphisation d'un matériau lors d'une implantation ionique. Dans la littérature, ce seuil peut varier de 5 à 50% par rapport à la densité atomique du silicium [HOBLER_03]. Le degré d'amorphisation d'un matériau lors d'une implantation ionique dépend de plusieurs paramètres dont: la masse des ions incidents, leur énergie, la dose implantée, la nature et la température du substrat.

En conséquence, il est difficilement imaginable de pouvoir déterminer le degré d'amorphisation d'un échantillon après une implantation ionique. Ainsi, les propriétés thermo-physiques de nos échantillons préamorphisés s'avèrent indéterminables avec précision notamment sur une épaisseur de quelques nanomètres. En ce qui concerne nos calculs, nous avons considéré que ces échantillons préamorphisés étaient totalement amorphes. Ceci nous a permis d'exploiter les données de la littérature concernant le silicium amorphe ($k = 1.8 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ [UNAMUNO_89]).

La figure III.28 compare la conductivité thermique du silicium amorphe et celle du silicium cristallin. On remarquera une divergence considérable de ce paramètre pour les deux matériaux notamment à la température ambiante. La préamorphisation par implantation ionique ne conduit pas, forcément, à une amorphisation totale du silicium.

Ainsi, on pourrait expliquer, en partie, les disproportions constatées entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus par calculs dans le cas de a-Si, en particulier les différences entre les seuils de fusion.

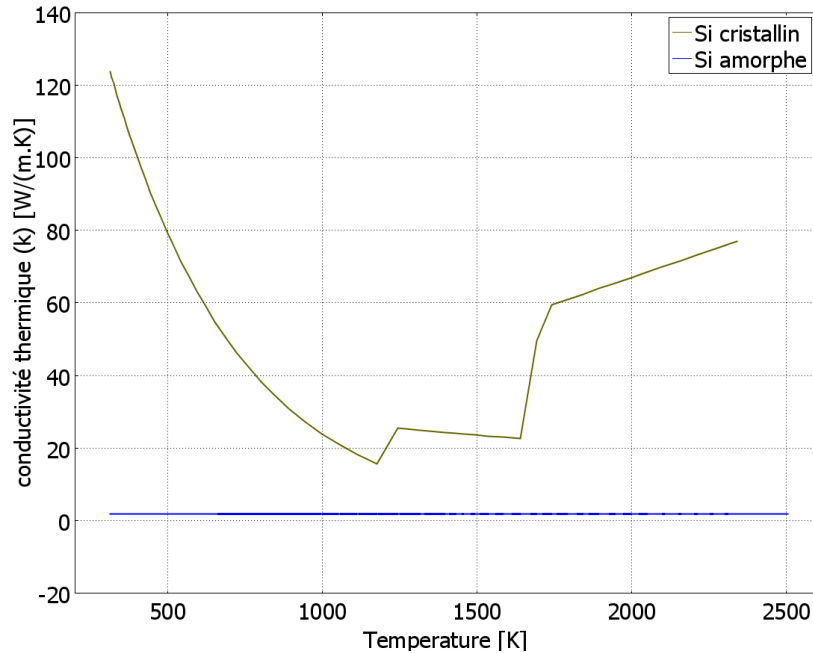


FIG. III.28. Evolution de la conductivité thermique de silicium cristallin et de silicium amorphe telles qu'elles sont introduites dans notre modèle

Afin de vérifier cette hypothèse et évaluer l'incidence que peuvent avoir les variations des paramètres thermophysiques, en particulier la conductivité thermique et la chaleur spécifique sur les résultats de nos calculs, une étude de sensibilité des résultats du modèle vis-à-vis de ces paramètres a été effectuée. Pour ce faire, nous avons considéré une conductivité thermique de a-Si égale à la moyenne de celle de silicium amorphe et de silicium cristallin ($k_m = \frac{k_{Si\text{amorphe}} + k_{Si\text{cristallin}}}{2}$). Nous avons fait de même pour la chaleur spécifique ($C_{pm} = \frac{C_{p-Si\text{amorphe}} + C_{p-Si\text{cristallin}}}{2}$) (FIG. III.29). Les résultats obtenus sont donnés par les courbes des figures III.30 et III.31.

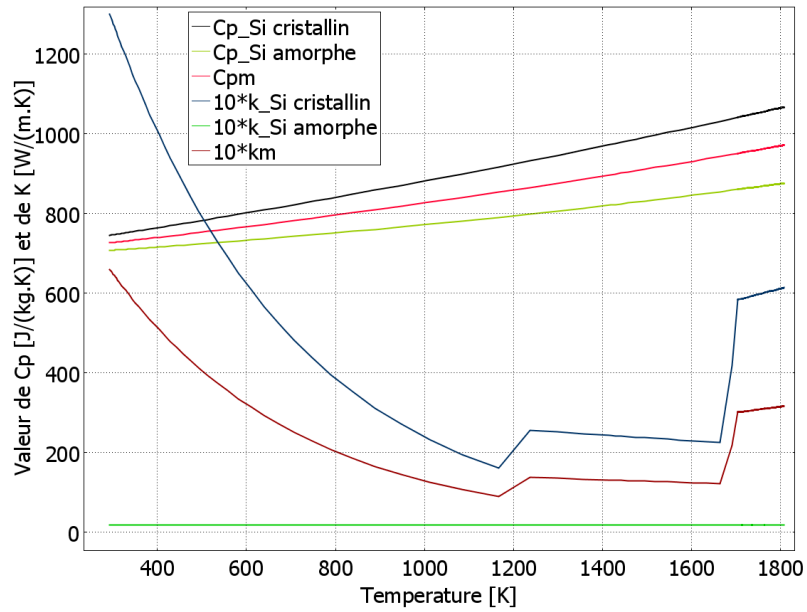


FIG. III.29. Evolution des conductivités thermiques et les chaleurs spécifiques en fonction du temps telles que considérées dans le modèle pour déterminer leur effet sur la cinétique de fusion

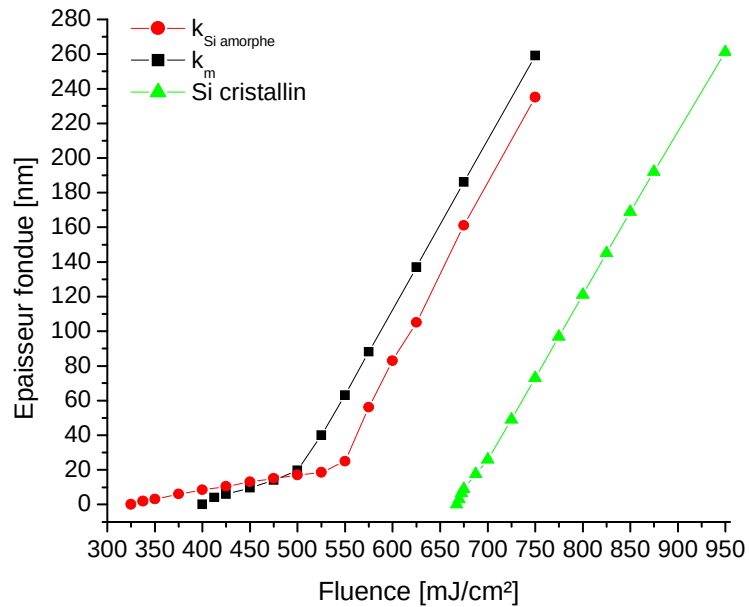


FIG. III.30. Influence de la conductivité thermique sur l'épaisseur fondue en fonction de la fluence pour un échantillon préamorphisé lors d'un recuit par laser KrF ($\lambda = 248$, $\tau = 27$ ns), et comparaison avec le profil de l'épaisseur fondue du silicium cristallin traité par le même laser

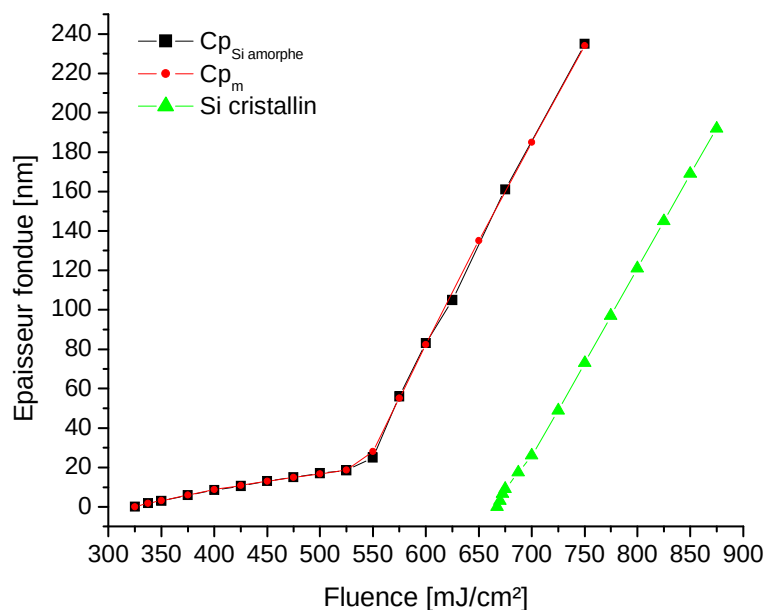


FIG. III.31. Influence de la chaleur spécifique sur l'épaisseur fondue en fonction de la fluence pour un échantillon préamorphisé lors d'un recuit par laser KrF ($\lambda = 248$, $\tau = 27$ ns), et comparaison avec le profil de l'épaisseur fondue du silicium cristallin traité par le même laser

Nous pouvons constater qu'en prenant une conductivité thermique égale à la moyenne de celle du silicium amorphe et du silicium cristallin, le seuil de fusion a été augmenté de 20% (335 à 400 mJ/cm²) mais sans conséquence sur la cinétique de fusion. Ceci met en évidence l'extrême importance de ce paramètre quant au processus de fusion/solidification. Cependant, la variation de la chaleur spécifique n'a visiblement pas d'incidence sur le seuil de fusion ni sur la cinétique de fusion elle-même.

c). Réflectivité

Dans nos simulations, nous avons supposé que la réflectivité du silicium amorphe était constante pour la phase solide et pour la phase liquide, ce qui n'est pas nécessairement juste puisque ce paramètre dépend fortement de la température. De plus, les valeurs de la réflectivité données dans la littérature (utilisées dans notre modèle) sont mesurées ou calculées pour un angle d'incidence de 0° (incidence normale). En réalité, notre laser sonde est incliné d'un angle de 60° par rapport à la normale à la surface. En outre, nous avons considéré que la surface des échantillons était idéale, sans défauts ni impuretés. Cependant, une surface réelle comporte une certaine rugosité et des impuretés qui contribuent à l'augmentation de l'absorption du faisceau laser.

Pour évaluer l'incidence que peut générer les défauts ou impuretés de la surface, nous avons considéré qu'ils engendraient une absorption supplémentaire tant que la surface du matériau est en phase solide (nous supposons qu'en phase liquide les défauts n'ont plus d'incidence sur la quantité d'énergie absorbée). La proportion du faisceau absorbée par la surface de silicium est définie par $A(\text{Si}) = 1 - R$, avec R la réflectivité de la surface. Dans le calcul, pour une température inférieure à celle de fusion, nous additionnons à la proportion absorbée, 10% de cette quantité qui est susceptible d'être absorbée par les défauts du substrat. Ainsi, la nouvelle absorptivité de silicium est donnée par $A = A(\text{Si}) + 10\%$. Les figures III.32 montre les résultats obtenus concernant la température de surface et l'épaisseur fondue avec un rayonnement de caractéristiques identiques à celles du laser KrF et à celle du laser Nd:YAG. Les fluences utilisées sont très proches des seuils de fusion obtenus pour chaque laser. On remarquera que pour une absorptivité additionnelle de 10%, l'épaisseur fondue augmente de quelques nanomètres dans les deux cas. Nous pouvons penser que cet accroissement est très léger, mais quand il s'agit de la formation des jonctions ultra-minces (de 10 à 20 nm), cette différence devient discutable.

En vu de ce dernier résultat, le seuil de fusion obtenu expérimentalement devrait être plus faible que celui trouvé par calcul. Malgré cela, ce dernier reste plus faible étant donnée l'importance de l'effet de la conductivité thermique sur le seuil de fusion.

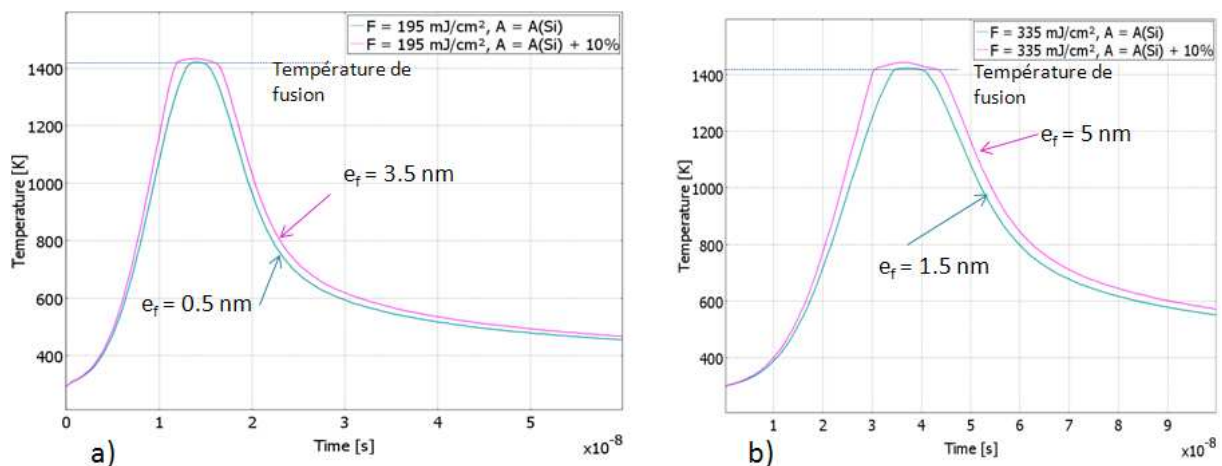


FIG.III.32. Effet de l'absorptivité sur la température de surface et l'épaisseur fondue lors d'un traitement laser; a) KrF ($F = 335 \text{ mJ/cm}^2$), b) Nd:YAG ($F = 195 \text{ mJ/cm}^2$) dans deux cas : En prenant l'absorptivité égale à celle du silicium amorphe et une absorptivité supérieure de 10% à celle-ci

III.4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons modélisé le processus thermique de recuit par laser du silicium cristallin (c-Si) et du silicium cristallin préamorphisé par implantation ionique (a-Si). Nous avons utilisé le logiciel COMSOL Multiphysics basé sur la méthode des éléments finis. Dans notre modèle, la couche préamorphisée d'une épaisseur de 20 nm est considérée totalement amorphe. La sensibilité du procédé thermique aux différents paramètres laser et aux propriétés thermiques et optiques du silicium, en particulier du a-Si, a été étudiée pour les deux impulsions laser utilisées : KrF ($\lambda = 248$, $\tau = 27$ ns) et Nd:YAG ($\lambda = 266$, $\tau = 10$ ns). Ces calculs seront comparés aux résultats expérimentaux obtenus au cours des expériences LTP présentées dans le chapitre IV.

La simulation numérique nous a permis d'optimiser les conditions de LTP pour un meilleur contrôle de la dynamique de fusion. Malgré certaines disproportions avec les résultats expérimentaux concernant, notamment le seuil de fusion, la simulation représente néanmoins un moyen judicieux pour établir un plan d'expérience, ainsi définir les paramètres de travail adaptés à chaque type de traitement de surface souhaité. Grâce à la simulation numérique, on a pu également souligner l'importance de la stabilité du laser tir à tir pour le bon contrôle du procédé LTP, notamment lorsqu'il s'agit de traiter des couches de quelques nanomètres. Ceci s'ajoute au bon choix du laser, c'est-à-dire, avec une longueur d'onde et une durée d'impulsion adaptées. Ces calculs pourront être particulièrement utiles lors de l'extrapolation des profondeurs fondues pendant les expériences LTP et éviteront de recourir systématiquement à des caractérisations longues et coûteuses de type SIMS ou TEM.

Référence :

BAUERLE_96: D. Bäuerle, Laser processing and chemistry, Springer, 1996

FOGARASSY_89: E.Fogarassy, C.Fuchs, S. De Unamuno, and P. Siffert. Excimer laser induced melting of heavily doped silicon: a contribution to the optimization of the laser doping process. App. Surf. Science, 43 :316, 1989

HERNANDEZ_05: M. Hernandez, Procédé laser de réalisation de jonctions ultra-minces pour la microélectronique silicium: étude expérimentale, modélisation et test de faisabilité, Thèse de doctorat, Université Paris-sud 11, 2005

HOBLE_03: G. Hobler and G. Otto. Status and open problems in modeling of as-implanted damage in silicon. Mat. Sci. Semicond. Proc., 6 : 1, 2003

MATSUNO_02: A. Matsuno, K. Kagawa, Y. Niwatsukino, T. Nire, K. Shibahara, Pulse duration effects on laser anneal shallow junction, in Proc. ECS-ISTC, Vol. 2002-17, pp. 148-156, 2002

MOON_02: S. Moon, M. Hatano, M. Lee, C.P. Grigoropoulos, Thermal conductivity of amorphous silicon thin films, International Journal of Heat and Mass Transfer 45 (2002) 2439-2447

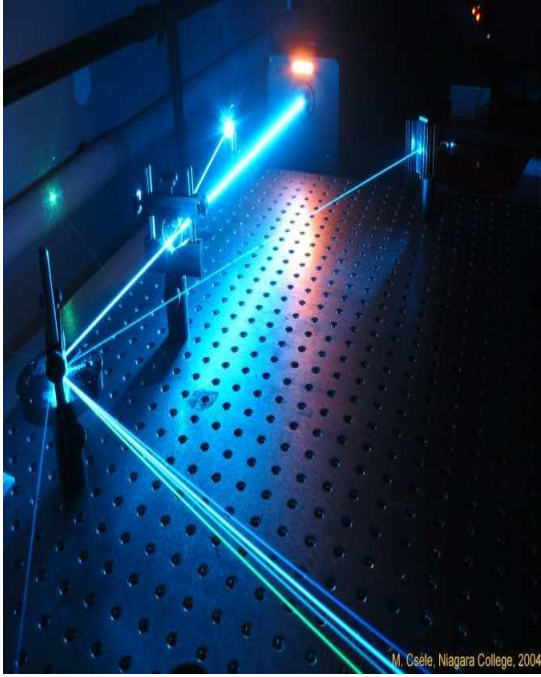
PALIK_98: Palik. Handbook of Optical, Constants and Solids, Volume 4, Academic Press, 1998

UNAMUNO_89: S. De Unamuno and E. Fogarassy, A thermal description of the melting of c- and a-silicon under pulsed excimer lasers, App. Surf. Science 36, 1989

MARTAN_08: J. Martan, N. Semmar, and O. Cibulka. Precise nanosecond time resolved infrared radiometry measurements of laser induced silicon phase change and melting front propagation. Journal of Applied Physics 103, 2008

MARTIN VON ALLMEN_87: Martin von Allmen. Laser-Beam interactions with materials, Springer Series in Materials Science 2 (1987), p. 13.

SOVEJA_07: A-F. Soveja, Modélisation du processus de texturation par faisceau laser: approche expérimentale et numérique, Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, 2007



Chapitre IV : Étude structurale et cinétique des jonctions

IV.1. Introduction

Malgré les problèmes d'homogénéité de faisceau laser souvent difficiles à surmonter, le recuit laser reste le candidat le plus favori pour concurrencer le recuit « flash ». On distingue deux procédés LTP (Laser Thermal Processing) ; un recuit avec fusion superficielle du matériau permettant l'épitaxie en phase liquide du silicium cristallin sous-jacent pendant la solidification. Ceci permet d'améliorer considérablement l'activation électrique des dopants et limiter la formation des défauts cristallins. Le deuxième recuit permet une activation des dopants sans la fusion du matériau recuit est dit « sub-melt ». La difficulté du contrôle local de la température de surface lors d'un recuit laser et la détermination de l'épaisseur de la jonction formée faisaient de cette technique une des plus difficiles à intégrer dans une chaîne de

production. Afin de contrôler au mieux les caractéristiques des jonctions formées lors du procédé LTP, deux méthodes de caractérisation in situ ont été explorées durant une grande partie de ce travail de thèse. Il s'agit de la technique de Réflectivité Résolue en Temps (RRT) couplée, dans l'objectif de calibrer cette dernière, à la pyrométrie infrarouge rapide (PIR). La RRT s'est avérée une technique très précieuse pour contrôler et comprendre les mécanismes mis en jeu lors des recuits et dopage par laser. Elle est non-destructive ce qui permet de moyenniser les acquisitions sur plusieurs analyses. La surface et la profondeur sondées sont extrêmement faibles ce qui rend cette technique particulièrement attractive pour l'analyse de couches minces destinées à l'industrie de la microélectronique.

Au cours de ce chapitre, nous allons présenter les résultats obtenus au cours de ce travail. Nous allons également mettre l'accent sur les autres techniques d'analyse ex situ utilisées lors de ces travaux pour calibrer expérimentalement la méthode RRT. Deux types d'échantillons ont été étudiés lors de cette thèse, il s'agit du silicium cristallin (100) (c-Si) dopé au bore par immersion plasma (PULSION®) avec une dose de 6.10^{15} at/cm² à 1kV. Le deuxième type d'échantillons concerne le silicium traité de la même manière que le premier type avec une préamorphisation par l'implantation ionique en germanium (PAI) à 10 keV conduisant à une profondeur amorphe d'environ 20 nm (a-Si).

IV.2. Choix du laser pompe

Le procédé LTP dépend au premier ordre de la densité d'énergie laser (fluence). Il existe un seuil en énergie (seuil de fusion) et les fluences recherchées, pour la réalisation de jonctions d'épaisseurs de l'ordre de la dizaine de nanomètres, sont très voisines de ce seuil. Pour la formation des jonctions ultraminces, la fenêtre d'utilisation de ce procédé risque d'être très étroite en termes de fluence, et nécessite donc un contrôle précis des paramètres. La détermination de la valeur exacte de seuil de fusion est donc cruciale. La mesure précise de l'énergie incidente sur l'échantillon ainsi que la détermination de la taille de l'impact formé sur le substrat sont particulièrement délicates.

Dans le cadre d'optimisation des conditions de travail, il n'est pas commode de trouver un compromis entre les paramètres permettant la fabrication des jonctions avec des épaisseurs très faibles (jonctions ultra-minces) et ceux permettant d'avoir des jonctions avec des faibles résistances carrées ($< 500 \Omega$). En effet, dans le cadre de nos études expérimentales qui concernent le procédé LTP, le nombre de tirs laser a été limité à une quinzaine de tirs. Il a été démontré qu'un nombre de tirs important minimise la valeur de la résistance carrée de la jonction ainsi formée et limite le courant de fuite en corrigeant les défauts présents dans le substrat [LARMANDE_10].

Les lasers à excimère nanosecondes sont ceux généralement utilisés dans le cas des procédés LTP, ceci pour des raisons évoquées dans le paragraphe II.2 de ce manuscrit. Néanmoins, certains parmi eux permettent d'avoir des jonctions plus ou moins abruptes. La figure IV.1 met en évidence le profil du bore après recuit avec trois lasers à excimère différents. On remarquera que le laser ArF permet d'avoir un profil de concentration en dopants plus abrupt que les deux autres lasers. Ceci explique le choix de ce laser pour le prototype Pulsion® dans le cadre du projet ALDIP bien que nous avons utilisé un laser KrF durant cette thèse.

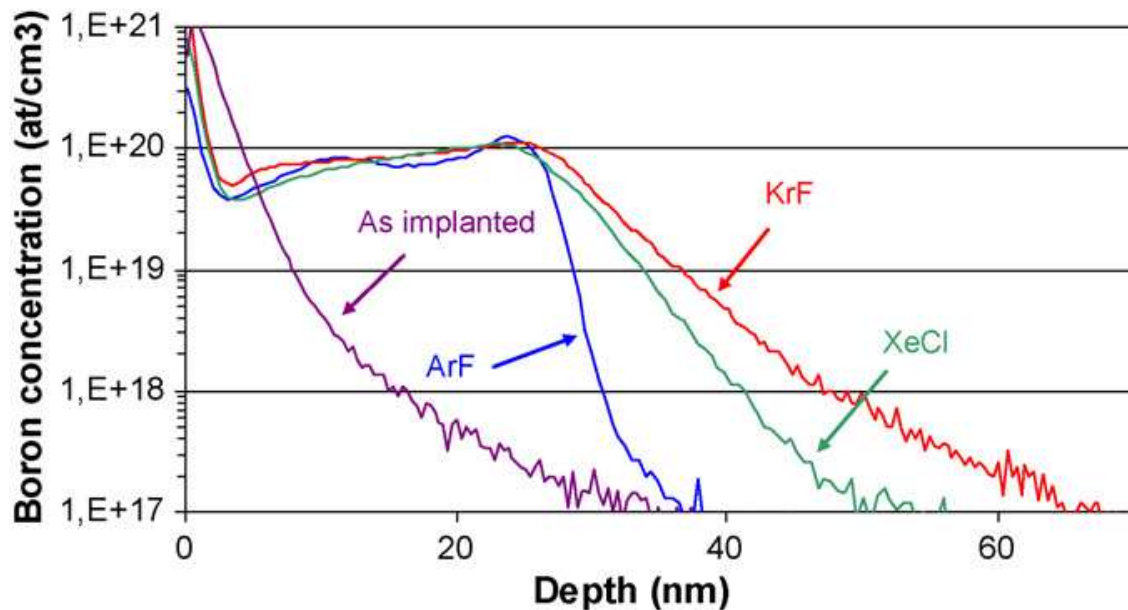


FIG. IV.1. Profils SIMS sur des échantillons implantés au bore par PULSION® (immersion plasma) à 1kV et activés avec trois lasers à excimère différents [Vervisch_08]

IV.3. Caractérisation in situ par Réflectivité Résolue en Temps (RRT)

IV.3.1. Principe

Cette méthode est également connue sous l'appellation "Thermoréfectance pompe-sonde". Dans son principe, il s'agit de créer une perturbation thermique dans le matériau par absorption d'une impulsion laser appelée "Pompe". Une partie de l'énergie lumineuse est absorbée et transmise au réseau cristallin par interaction électron-phonon. L'autre partie de la perturbation est réfléchiée vers la surface. La portion réfléchiée est généralement détectée par un photo-tube permettant à la fois de déclencher l'acquisition de l'oscilloscope pour les mesures RRT et PIR (trigger) et de tracer la forme temporelle de l'impulsion laser. Le chauffage conduit à une modification de l'indice de réfraction du matériau et donc une variation de sa réflectivité. Ces variations sont mesurées par un second faisceau laser non perturbateur appelée "Sonde", incliné d'un angle de 60° par rapport à la normale à la surface [PERNOT_10], qui va scruter la partie irradiée de la surface. Le signal réfléchi par la surface est détecté par une photodiode rapide (temps de réponse inférieure à 1ns) et enregistré à l'aide d'un oscilloscope numérique avec une bande passante de 100 MHz et l'impédance

d'entrée est réglée sur 50Ω . La figure IV.2 schématise le principe de caractérisation in situ par RRT. Parmi les avantages de cette méthode, on note sa simplicité de mise en œuvre et le fait qu'elle est non-destructive.

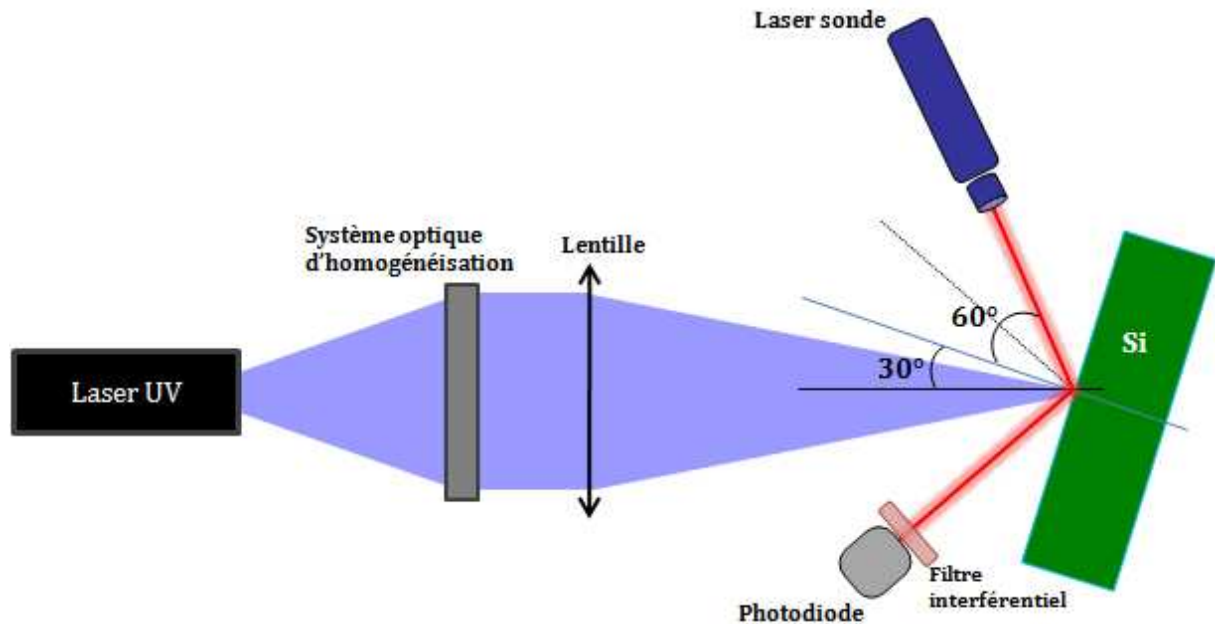


FIG. IV.2. Schéma illustrant le principe de la Réflectivité Résolue en Temps (RRT)

IV.3.2. Cas du silicium cristallin : c-Si

Dans le cas de la majorité des métaux, la réflectivité a tendance à diminuer en fonction de la température, ceci est dû principalement à l'augmentation des interactions électron-phonon. En revanche, dans le cas des semiconducteurs, notamment le silicium, la réflectivité augmente linéairement (équation IV.1) [BAUERLE_96] en fonction de la température lorsque celle-ci est inférieure à 1000K. Ainsi, l'équation IV.2 donne cette réflectivité pour la longueur d'onde du laser utilisé (633 nm). Un changement significatif de la réflectivité est dû à la variation de la densité d'électrons libres induit par l'activation thermique des électrons.

$$R(\lambda, T) \approx R(\lambda, 300K) + 5.10^{-5}.T \quad IV.1$$

$$R(633 \text{ nm}, T) \approx 0.35 + 5.10^{-5}.T \quad IV.2$$

La figure IV.3 illustre un exemple typique de suivi in situ et en temps réel par RRT lors d'un procédé LTP avec le laser KrF ($\lambda = 248$, $\tau = 27$ ns) sur un échantillon de c-Si(100) dopé au bore. Elle présente les variations (ΔR) de la réflectivité du silicium par rapport à celle du silicium solide (35%). Les fluences de recuit sont croissantes allant de 530 mJ/cm² à 1750 mJ/cm². Cette gamme d'énergie comporte deux régimes typiques de LTP; un régime dit "Sub-melt" ou sans fusion superficielle de la surface (530 et 630 mJ/cm²) et un régime de fusion (700-1750 mJ/cm²). La forme de l'impulsion laser, relativement gaussienne, est montrée en bas de la figure. L'échantillon est sondé avec un laser He-Ne (633 nm). La réflectivité du silicium en phase solide varie très peu. En effet, d'après l'équation IV.2, les variations de la réflectivité ne dépassent pas 10% pour la longueur d'onde 633 nm et 6% pour 326 nm. Cependant, la transition de la phase solide en phase liquide est accompagnée d'un accroissement brusque de la réflectivité (FIG. IV.4), ce qui nous permet, par ailleurs, de déterminer avec une bonne précision le seuil de fusion. En effet, pour une fluence en dessous du seuil de fusion, la variation de réflectivité n'est due qu'à la variation de la température de surface (courbes noir et rouge). Dès que le seuil de fusion est dépassé (courbe verte), nous observons une augmentation importante de la réflectivité due à la présence d'une phase liquide de silicium.

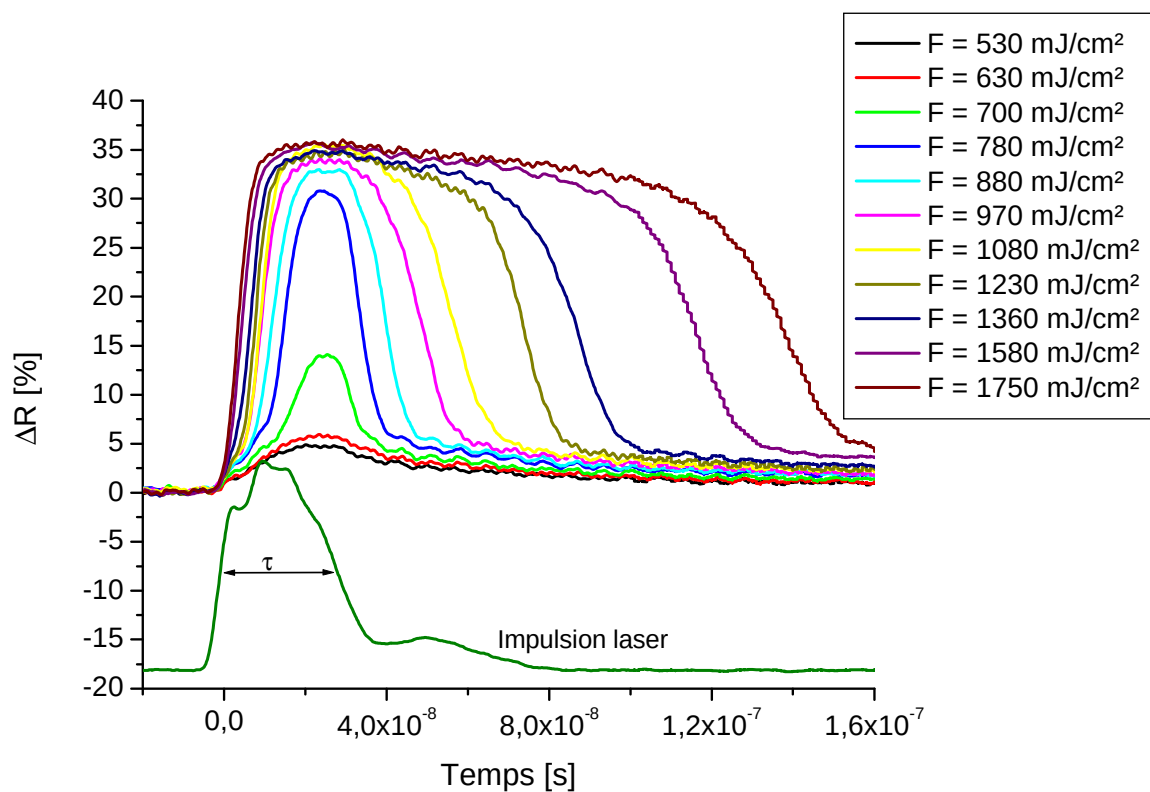


FIG. IV.3. Variations du signal RRT d'un échantillon c-Si lors d'un traitement laser KrF pour des fluences croissantes, la surface du substrat est sondée, in situ, par un laser He-Ne (633 nm)

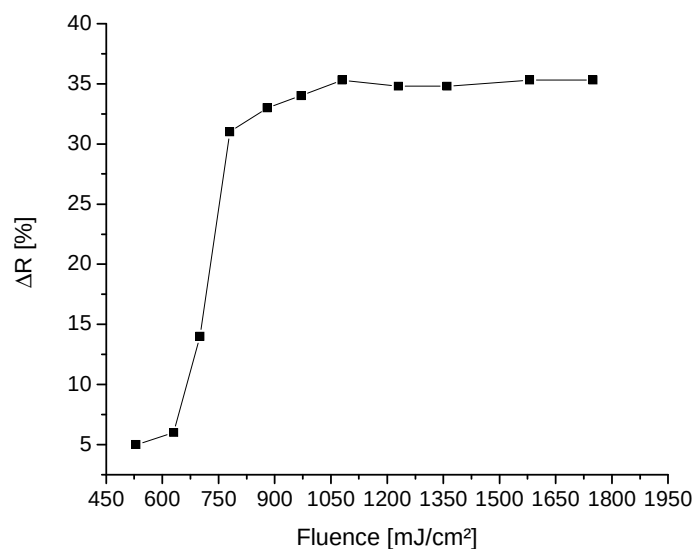


FIG. IV.4. Variations de l'amplitude du signal RRT en fonction de la fluence pour un échantillon c-Si déterminées à partir de la figure IV.3

La figure IV.5 schématise les variations des signaux RRT en fonction de l'épaisseur fondue. Nous précisons que ces épaisseurs ne sont pas à l'échelle.

Il faut noter que la précision du seuil de fusion dépend de plusieurs paramètres, notamment d'un réglage très fin en variation de l'énergie, une bonne stabilité du laser tir à tir mais également de la durée d'interaction laser. En effet, comme nous le montre les résultats de simulation (chapitre III), la sensibilité de l'épaisseur fondue à la fluence augmente lorsque la durée d'impulsion laser diminue.

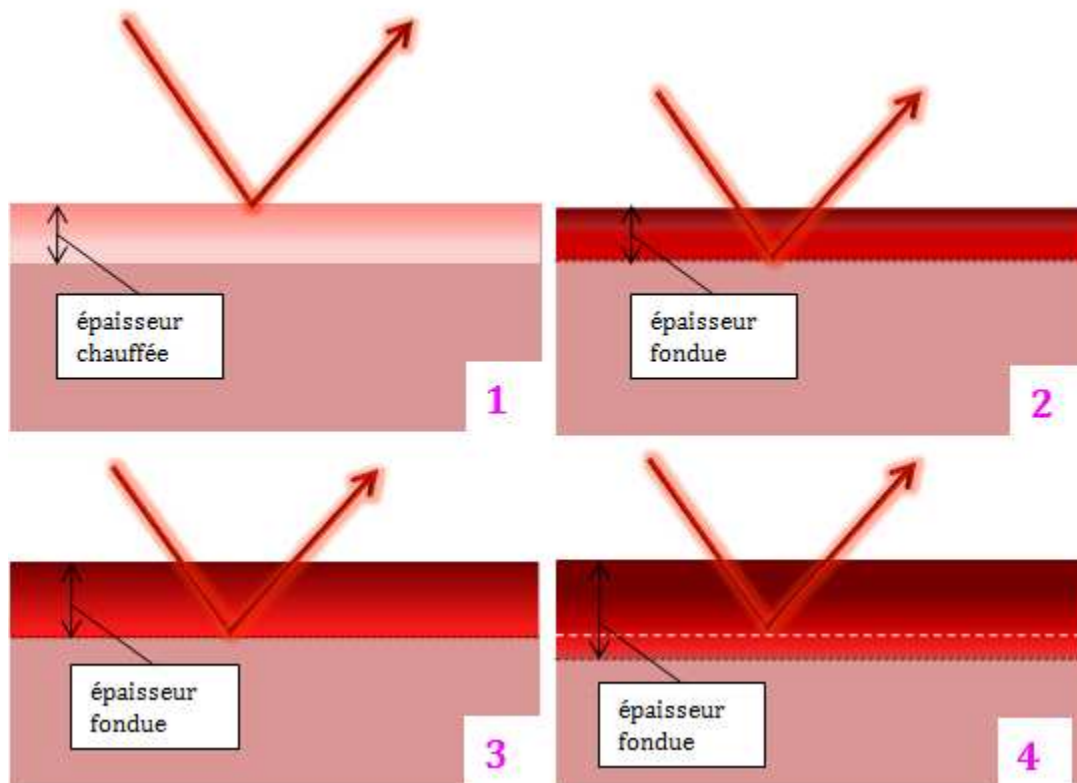
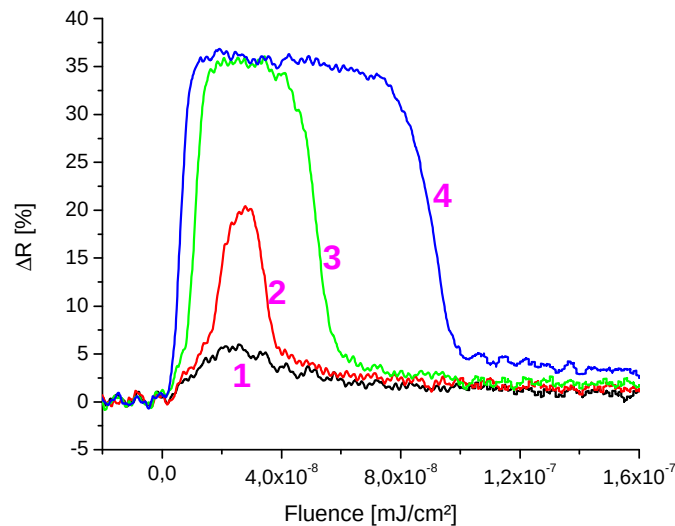


FIG. IV.5. Schéma montrant les variations des signaux de RRT en fonction de l'épaisseur fondue

Chacune de ces courbes de RRT décrit une épaisseur fondue qu'on validera ensuite avec les analyses TOF-SIMS dans le cas de a-Si. On remarquera qu'à partir d'une certaine fluence (ici 1000 mJ/cm^2), l'intensité de la RRT a tendance à atteindre un maximum et se stabiliser. Dès lors, l'épaisseur fondue sera décrite par la durée de fusion qui correspond à la largeur du plateau de chaque signal. En outre, pour les fluences 1580 et 1750 mJ/cm^2 , après relaxation, l'intensité des signaux RRT ne retrouve pas sa valeur initiale (proche de zéro). Ceci peut être expliqué par un changement irréversible de l'état de la surface, notamment par la dégradation de celle-ci (FIG. IV.6) et/ou l'apparition des joints de grain dues au traitement laser ou encore une modification de la stœchiométrie du matériau.

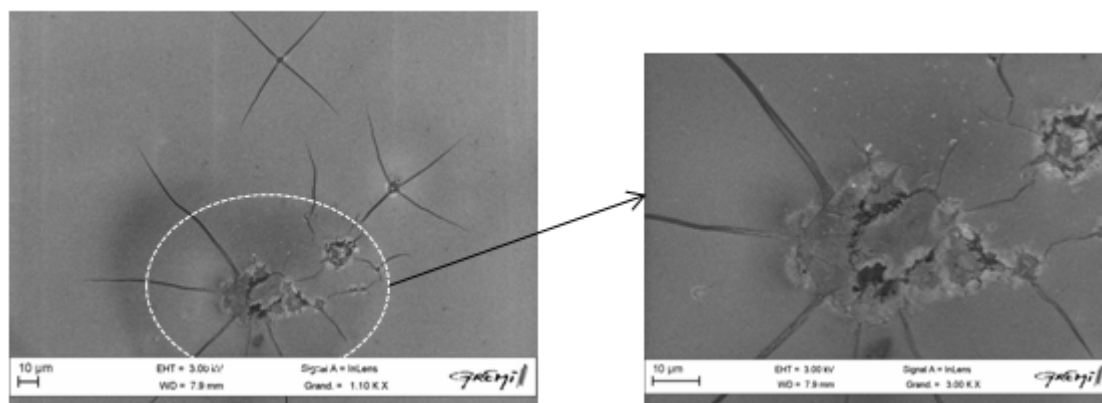


FIG. IV.6. Image MEB montrant l'état de surface après un traitement laser (KrF) à haute énergie (à partir de 1300 mJ/cm^2) après 15 tirs laser

La figure IV.7 met en évidence les quatre premiers signaux de RRT extraits de la figure IV.3, on remarquera que le comportement des profils des deux premiers signaux est différent de celui des deux derniers. En effet, nous pouvons constater que pour les fluences 700 et 780 mJ/cm^2 , avant d'atteindre leur maximum, les profils des signaux RRT changent de pente en début de l'interaction. Elles diminuent légèrement pendant un temps très bref. Cette variation de pente est due à la fusion de la première couche de silicium; c'est le passage de la phase solide à la phase liquide. Lorsque la température de fusion est atteinte, la transition de phase solide/liquide se fait par un apport d'énergie caractéristique à la chaleur latente de fusion. Celle-ci aura pour effet de ralentir la montée en température, qui conduira à une modification du profil des signaux. Ce phénomène est visible lorsque les énergies sont proches du seuil de fusion. Ceci dit, pour des fluences trop importantes, cette transition est suffisamment brève pour être inaperçue.

Ce signal de réflectivité, mesuré systématiquement à chaque tir laser, est la référence absolue, en ce qui concerne le seuil de fusion, et est utilisé pour suivre et évaluer les caractéristiques du procédé LTP.

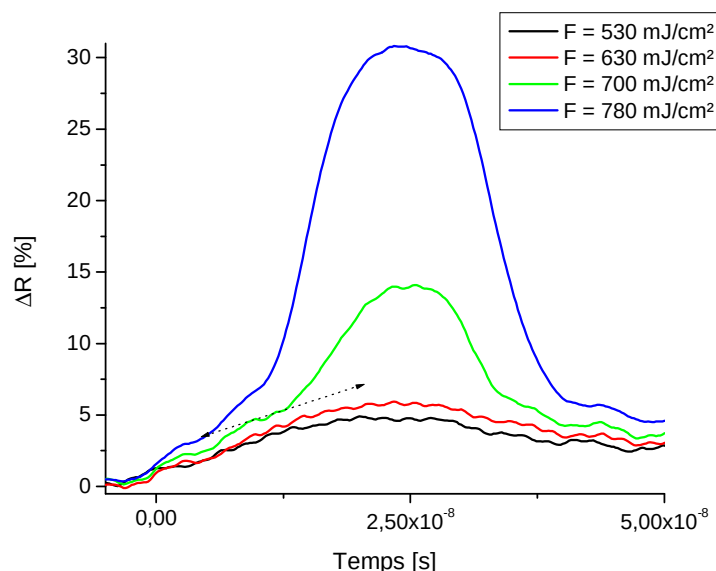


FIG. IV.7. Signaux de la RRT en fonction de la fluence pour un échantillon c-Si issu de la figure IV.3 montrant le changement de pente du profil dû à l'initiation de la fusion

IV.3.3. Cas du silicium préamorphisé par implantation ionique en germanium (PAI) : a-Si

IV.3.3.1. Recristallisation explosive : mécanismes

M. Hernandez explique dans sa thèse les mécanismes induits par une impulsion laser à faible durée d'interaction (de l'ordre de 30 ns, valeur typique de notre laser KrF) dans le cas d'une couche de silicium préamorphisée. La figure IV.8 illustre le processus selon lequel, à basse énergie, l'impulsion laser va induire la fusion d'une couche de silicium amorphe appelée fusion primaire (PM) qui va se propager sur une faible épaisseur (<10 nm). Ensuite, cette couche va se solidifier en polysilicium à gros grain (LG-Si). Par ailleurs, lors de la resolidification, la chaleur latente libérée par ce changement de phase va conduire à l'apparition d'une fine couche de silicium liquide (l-Si) qui va se propager dans le restant de la couche amorphe. Il s'agit de fusion secondaire (SM). Cette couche va se resolidifier très rapidement en polysilicium à petits grains (fG-Si). Cette réaction va

s'auto-entretenir (d'où le terme de recristallisation « explosive ») jusqu'à ce que la chaleur latente ne soit plus suffisante pour poursuivre cette évolution ou jusqu'à atteindre l'interface amorphe/cristal.

La figure IV.9 schématise ces mécanismes à plus forte énergie, en effet, le mécanisme initial est semblable mais avec élargissement de la couche fondue.

Ces mécanismes peuvent évoluer très différemment avec la durée de l'impulsion laser [HERNANDEZ_05].

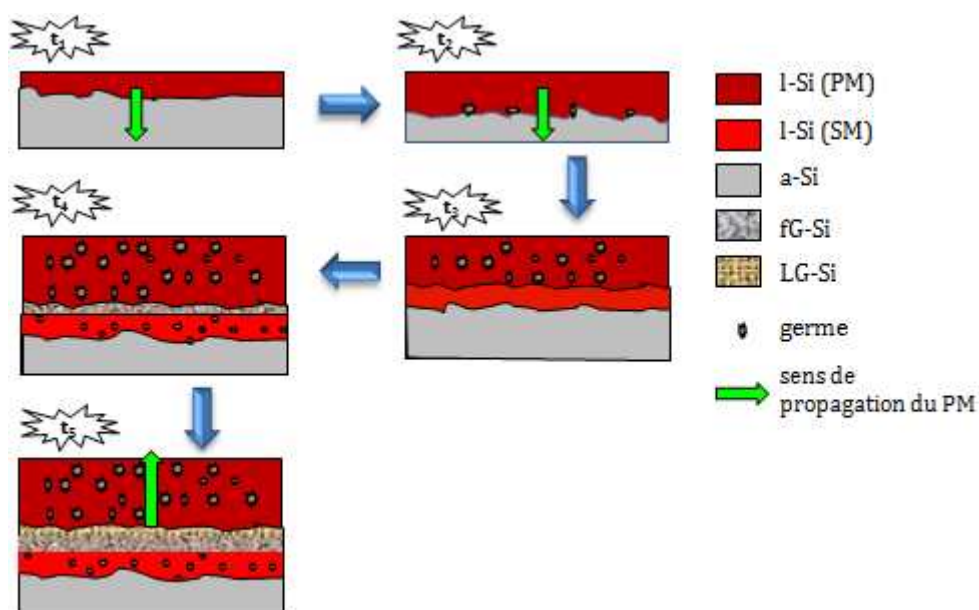


FIG. IV.8. Initiation du processus de recristallisation explosive [TSAO_87, HERNANDEZ_05]

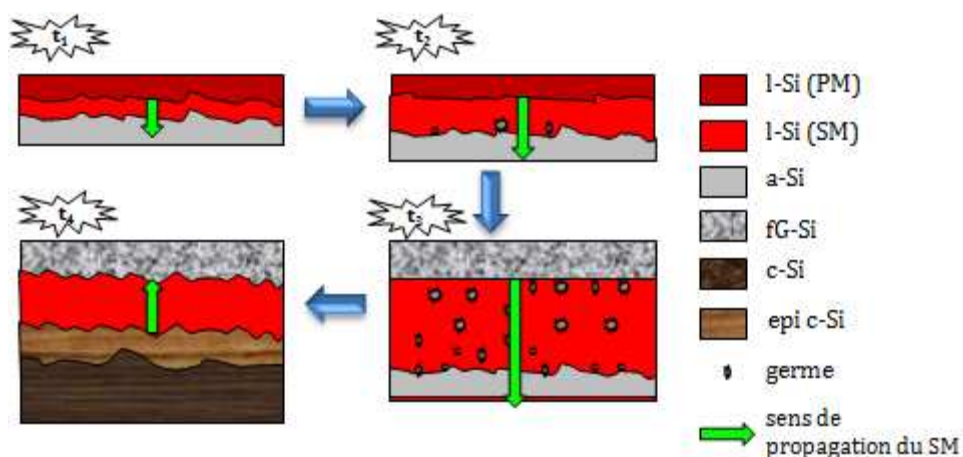


FIG. IV.9. Propagation du processus de recristallisation explosive [TSAO_87, HERNANDEZ_05]

IV.3.3.2. Signaux de RRT

La figure IV.10 montre les variations des signaux RRT en fonction du temps à des fluences croissantes (360-1490 mJ/cm²) induites par un traitement thermique, par le laser KrF, de l'échantillon a-Si dopé au bore. La forme d'impulsion laser est montrée en bas de la figure. Pour des fluences juste en dessous du seuil de fusion, les variations de la RRT ne sont dues qu'à la variation de la température de surface (360-600 mJ/cm²). Dès que le seuil de fusion est dépassé (650 mJ/cm²), on observe une augmentation importante de la RRT due à la fusion superficielle de silicium; c'est le même phénomène observé dans le cas de c-Si. On peut distinguer l'influence de la PAI induite sur les signaux RRT qui se manifeste par la présence d'une asymétrie à basses fluences (510 mJ/cm² et 600 mJ/cm²). En utilisant un laser avec une durée d'impulsion supérieure à une centaine de nanosecondes et un échantillon a-Si avec une épaisseur de la couche amorphe d'environ une centaine de nanomètres, cette asymétrie se traduit par l'apparition d'une première "bosse" sur les spectres RRT (FIG. IV.11). Ce phénomène décrit l'évolution du premier front de fusion. La hauteur de cette bosse représente la profondeur atteinte par ce front primaire dans la couche amorphe. Dans le cas de notre laser ($\tau = 27$ ns), on n'observe pas cette première bosse, ceci s'explique par le fait que le front primaire se propage très rapidement dans la couche amorphe, puisque l'énergie est déposée pendant un temps très faible.

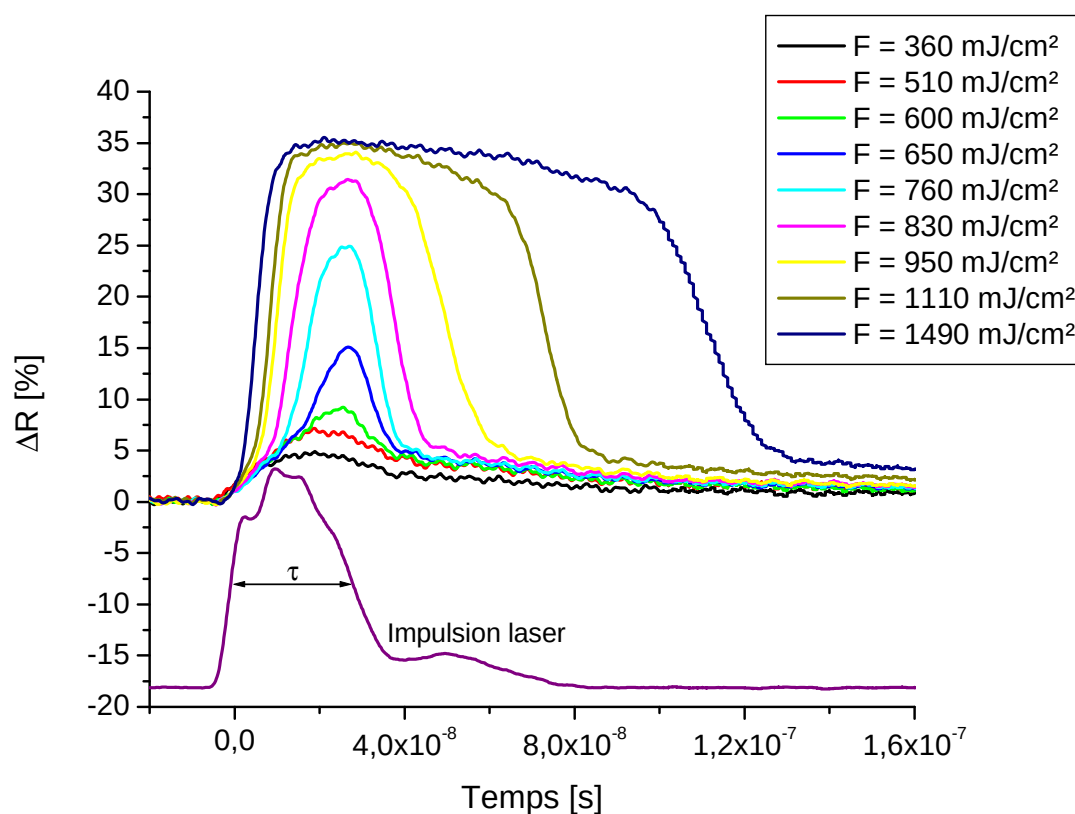


FIG.IV.10. Variations de Réflectivité Résolue en Temps (RRT) d'un échantillon a-Si lors d'un traitement laser KrF pour des fluences croissantes, la surface du substrat est sondée, in situ, par un laser He-Ne (633 nm)

La figure IV.12 montre les variations de la RRT pour les échantillons c-Si et a-Si dans le cas d'un recuit avec le laser KrF. Pour une barre d'erreur inférieure à 1%, cette figure met en évidence une différence de la RRT à l'état solide (350-600 mJ/cm²) d'environ 29%. Cet écart est dû à la différence entre la réflectivité du silicium amorphe (44-48%) et celle du silicium cristallin (35%) à l'état solide pour la longueur d'onde du laser sonde utilisé (633 nm). Dès que la fusion est initiée, l'intensité des spectres a tendance à être la même pour les deux matériaux.

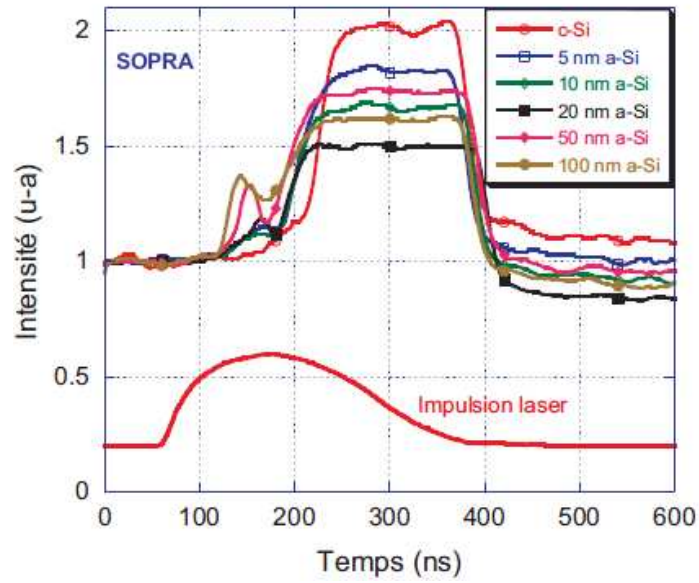


FIG. IV.11. Suivi in situ, de la RRT de Si (100) induite par un tir laser (308 nm, 200 ns) à une fluence de 2500 mJ/cm² pour différentes épaisseurs de couches amorphes (laser SOPRA) [HERNANDEZ_05]

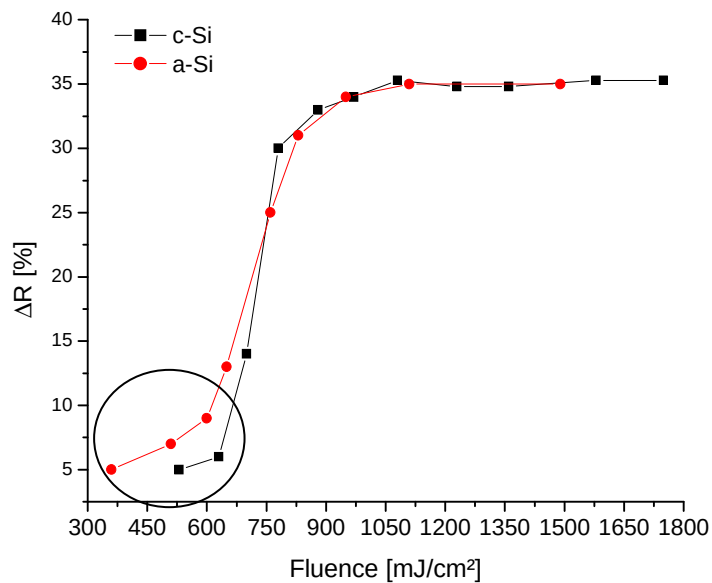


FIG. IV.12. Les variations de la RRT en fonction de la fluence, déduites des figures IV.3 et IV.10, des échantillons c-Si et a-Si traités avec le laser KrF

IV.3.4. Étude de la cinétique de fusion par RRT

IV.3.4.1. Détermination du seuil de fusion

La détermination précise du seuil de fusion de c-Si et de a-Si est l'un des challenges de cette étude. C'est une donnée cruciale car l'objectif est de réaliser des jonctions d'épaisseur déterminées par la profondeur de fusion, de l'ordre de 10 nm, ce qui exige un traitement avec des fluences voisines du seuil de fusion.

Nous avons pu constater, grâce aux signaux RRT, que le seuil de fusion de c-Si est compris entre 630 mJ/cm² et 700 mJ/cm² et celui de a-Si entre 600 mJ/cm² et 650 mJ/cm². Nous rappelons que le seuil de fusion de c-Si obtenu par la simulation numérique est de 670 mJ/cm² ce qui est en adéquation avec l'expérience. Cependant, les résultats obtenus à ce sujet concernant le a-Si sont relativement divergents (335 mJ/cm² par calcul). Ces écarts ont été discutés dans le paragraphe III.3.5 de ce manuscrit.

La figure IV.13 présente la durée de fusion, déduite des mesures RRT, en fonction de la fluence pour c-Si lors d'un procédé LTP par le laser KrF. On remarquera que la fluence est proportionnelle à la durée de fusion avec un coefficient de détermination $R^2 = 0.996$. Par extrapolation, nous déterminons avec une bonne précision le seuil de fusion. Ainsi, on obtient une valeur proche de 640 mJ/cm², ce qui est en accord avec les valeurs obtenues précédemment.

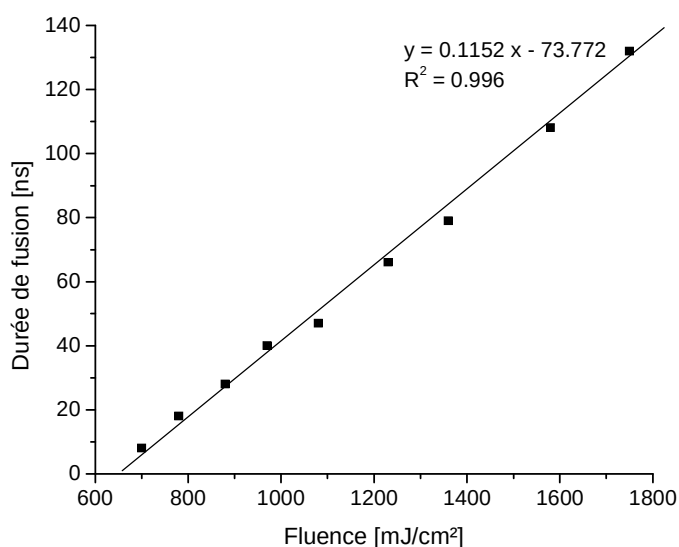


FIG. IV.13. Evolution de la durée de fusion en fonction de la fluence pour c-Si traité par le laser KrF

IV.3.4.2. Effet de la longueur d'onde du laser sonde sur la caractérisation par RRT : comparaison entre les lasers rouge (He-Ne, $\lambda = 633 \text{ nm}$), bleu (Ar, $\lambda = 473 \text{ nm}$) et ultraviolet (He-Cd, $\lambda = 326 \text{ nm}$)

Afin d'étudier l'effet de la longueur d'onde du laser sonde sur les spectres RRT, nous avons disposé de trois lasers avec des longueurs d'onde différentes (326 nm, 473 nm et 633 nm). La profondeur de pénétration d'une onde électromagnétique dans un matériau dépend de sa longueur d'onde. La figure IV.14 présente la longueur d'absorption optique et la réflectivité de c-Si, pour trois longueurs d'onde différentes ; 326 nm, 473 nm et 633 nm. On remarquera une forte dépendance de la réflectivité et de la longueur d'absorption optique à la longueur d'onde à l'état solide. Néanmoins, cette dépendance devient relative en phase liquide ce qui s'explique par le faible écart entre les réflectivités des trois longueurs d'onde.

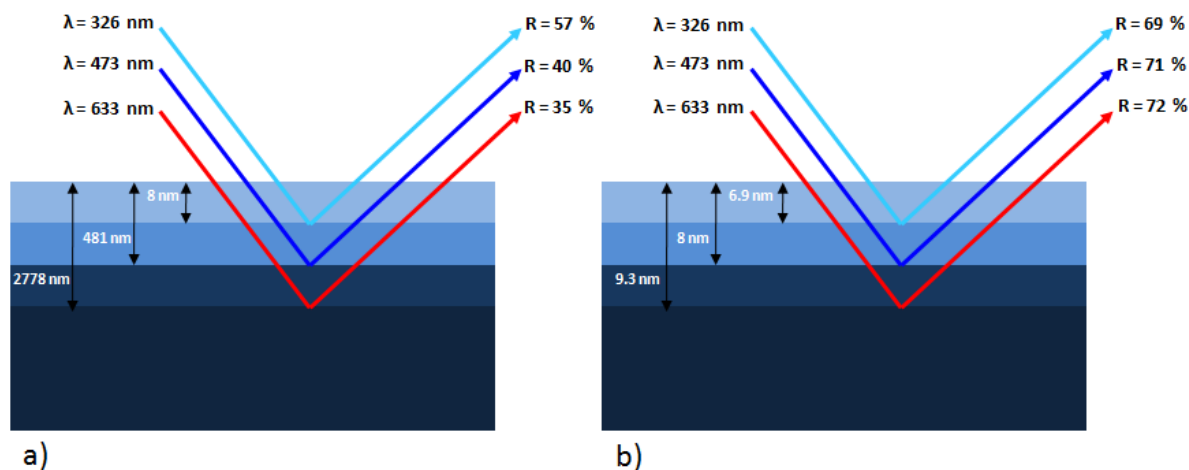


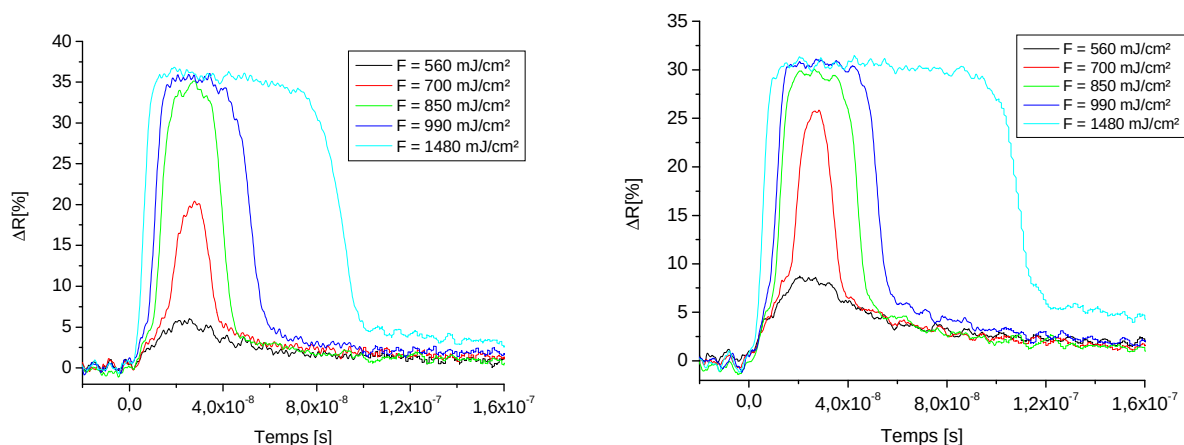
FIG. IV.14. La longueur d'absorption optique δ_a et la réflectivité de c-Si correspondant aux différents lasers sonde utilisés ; a) en phase solide, b) en phase liquide (données de [BAUERLE_96])

Les figures IV.15.a, IV.15.b et IV.16 mettent en évidence les variations de la RRT d'un échantillon c-Si lors d'un procédé LTP dans le cas des lasers sonde hélium-néon, argon et ultraviolet respectivement. La comparaison de ces figures permet de dire que :

- La sensibilité des variations de la RRT est d'autant plus importante que la longueur d'onde du laser sonde est faible. En effet, pour une fluence proche du seuil de fusion ($700 \text{ mJ}/\text{cm}^2$), l'intensité de la RRT représente 55% de l'intensité maximale dans le cas du laser He-Ne, 80% pour l'argon et 90% pour l'He-Cd. Par conséquent, nous atteignons le maximum du signal et la formation d'un plateau très rapidement avec les courtes longueurs d'onde. Ainsi, l'épaisseur fondue sera représentée par la durée de fusion. Ces divergences s'expliquent par les

différences existantes entre les longueurs d'absorption de chaque longueur d'onde (FIG. IV.14). En effet, le maximum de la RRT est atteint pour la fusion d'une couche de 9.3 nm dans le cas du laser rouge. En revanche, pour le laser He-Cd ce maximum est atteint pour une fusion de 6.9 nm. La différence entre ces deux valeurs peut paraître faible mais elle représente 35% d'écart.

- Le seuil de fusion est déterminé avec plus de précision avec le laser He-Cd.



a) b)
FIG. IV.15. Variations des signaux RRT d'un échantillon c-Si lors d'un traitement laser KrF pour les mêmes fluences croissantes, la surface du substrat est sondée; a) par un laser He-Ne (633 nm), b) par un laser argon (473 nm)

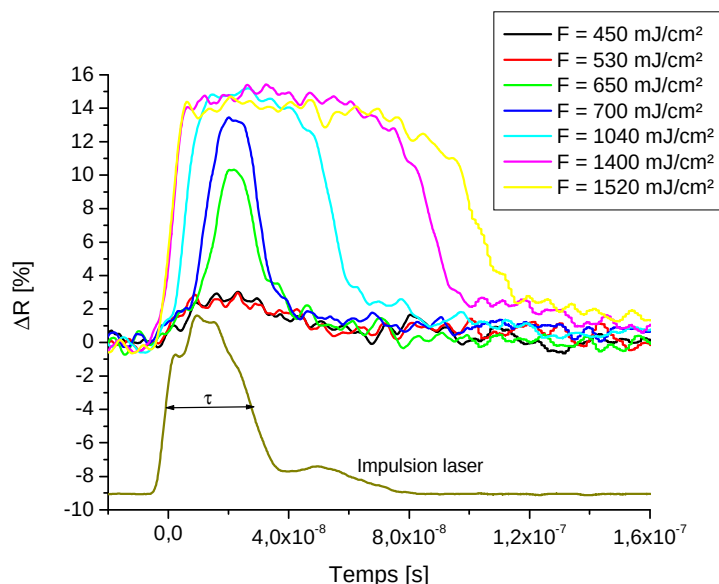


FIG. IV.16. Variations de Réflectivité Résolue en Temps (RRT) d'un échantillon c-Si lors d'un traitement laser KrF, la surface du substrat est sondée par un laser UV (He-Cd, 326 nm) en utilisant un filtre interférentiel d'une bande passante de 10 nm centré en 326 nm

La figure IV.16 nous permet de confirmer la valeur du seuil de fusion de c-Si (640 mJ/cm^2) déterminé dans le paragraphe IV.3.4.1 par extrapolation de la durée de fusion. La figure IV.17 résume les différences qu'il peut y avoir entre les trois lasers. On peut constater que quel que soit le laser sonde utilisé, on obtient les mêmes résultats concernant la durée de fusion en fonction de la fluence, c'est-à-dire concernant la cinétique de fusion/solidification. On remarquera, également, que cette durée de fusion est relativement proportionnelle à la fluence. Quel que soit le laser employé, la RRT augmente brusquement lorsque la fusion du silicium est initiée. Dès lors, la RRT augmente très rapidement pour atteindre son maximum, ceci est d'autant plus vrai que la longueur d'onde diminue. Nous retrouvons l'écart existant entre la réflectivité à l'état solide et à l'état liquide pour les trois lasers qui sont donnés dans la figure IV.14.

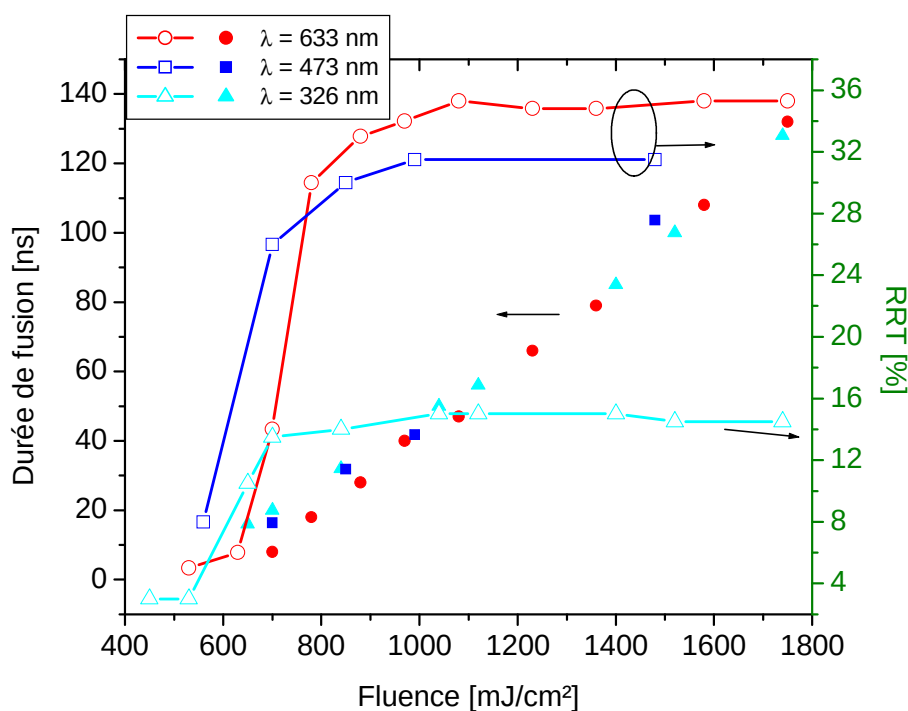


FIG. IV.17. Durée de fusion déduite des spectres RRT et variations de celle-ci en fonction de la fluence pour trois lasers sondes différents ; He-Ne (rouge), Ar (bleu) et He-Cd (ultraviolet)

IV.3.4. Procédé LTP avec le laser Nd:YAG

Pour des raisons de limitation en énergie pour la longueur d'onde 266 nm de notre laser Nd:YAG, nous avons été contraint d'utiliser la longueur d'onde 355 nm donnant une énergie allant jusqu'à 100 mJ par une impulsion laser. La forte instabilité de ce laser limite le choix de la fluence de travail. Des problèmes concernant l'homogénéité du faisceau font apparaître des points chauds qui conduisent à une ablation à faible énergie du substrat, qui a comme conséquence une dégradation de la surface (FIG. IV.18). A plus forte énergie (600 mJ/cm^2), l'état de surface conduit à une diminution de la RRT en fonction du nombre de tirs et de la fluence. Là encore, on est limité en terme du choix des fluences. Dans ces conditions, nous avons pu obtenir les spectres de la figure IV.19. La courte durée d'impulsion ($\sim 15 \text{ ns}$) ne conduit pas à la formation de plateau en RRT à fortes énergies contrairement au laser KrF.

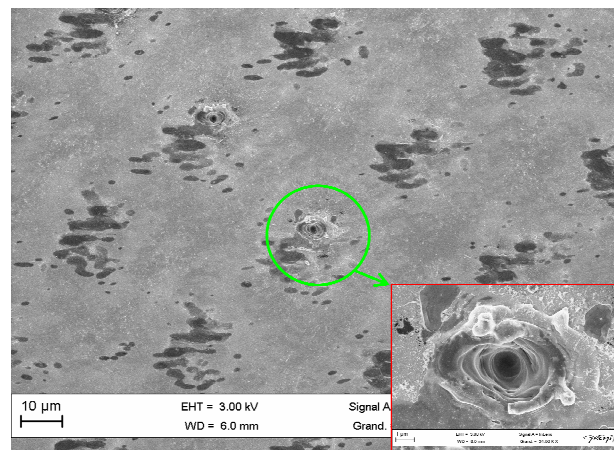


FIG. IV.18. Image MEB montrant l'état de surface d'un échantillon c-Si après un traitement laser Nd:YAG (266 nm) à 600 mJ/cm² (taille d'impact ~2*2mm)

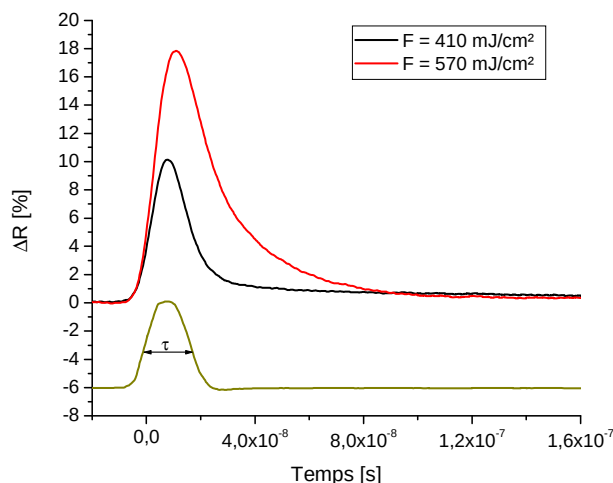


FIG. IV.19. Variations de Réflectivité Résolue en Temps (RRT) d'un échantillon c-Si lors d'un traitement laser Nd:YAG, la surface du substrat est sondée par un laser rouge (633 nm)

IV.3.5. Effet du procédé LTP sur la résistance carrée de la jonction formée

La diminution de la résistance carrée ou la résistivité surfacique de la jonction formée est la préoccupation de tous les micro-électroniciens. En effet, ce paramètre, qui décrit l'activité électrique des dopants après un recuit thermique, a fait l'objet de plusieurs études ([LENOBLE_01], [TIMANS_04], [KEARLES_02], [KERRIEN_03], [VERVISCH_08]). La résistance carrée dépend de nombreux paramètres et a tendance à diminuer lorsque la majorité des défauts notamment ceux créés par implantation ionique sont réparés. La figure IV.20 décrit les variations de la résistance carrée en fonction de la fluence. On remarquera que en régime sub-melt, la résistance diminue progressivement, mais elle reste très élevée ($1500 \Omega/\square$). Cependant, au moment où le seuil de fusion est atteint, elle décroît brutalement, pour frôler une centaine de $\Omega/\square$ et continue à décroître avec l'augmentation de la fluence pour atteindre son minimum quand tous les défauts seront réparés. Ces faibles valeurs témoignent de la très bonne activation de la couche dopée. En effet, en régime de fusion tous les atomes sont redistribués dans la zone fondue et sont en grande partie actifs. En régime sub-melt il n'y a pas d'épitaxie, c'est un régime totalement différent et en accord avec les recuits classiques d'activation (RTA, Flash, ...). Pour activer un dopant, il faut fournir suffisamment d'énergie aux atomes pour que les défauts puissent être réparés et redistribuer les dopants en sites substitutionnels.

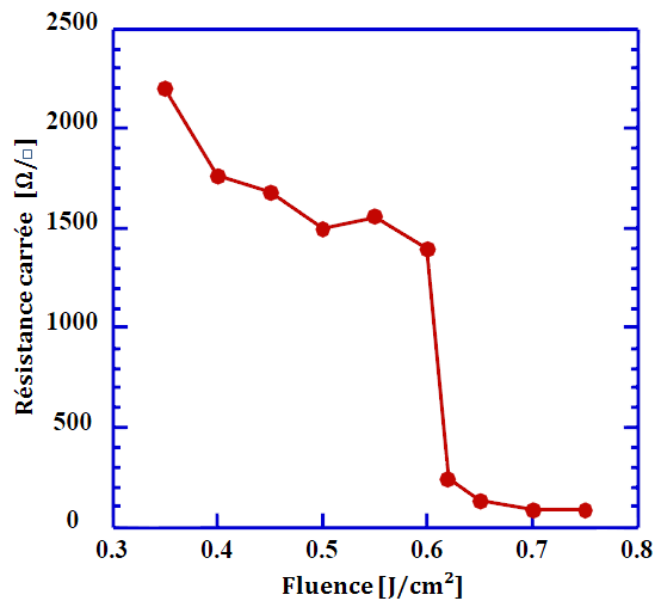


FIG. IV.20. Variations de la résistance carrée en fonction de la fluence pour un échantillon dopé au bore (1.10^{15} at/cm² à 5KeV) irradié avec un laser XeCl (308 nm, 15 ns) [KEARLES_02]

Afin d'optimiser la résistance carrée, il convient de :

- augmenter la dose des dopants lors de l'implantation ionique : ceci permet d'augmenter le nombre de dopants actifs après le recuit thermique ;
- augmenter le nombre de tirs laser et/ou l'énergie de recuit laser pour permettre de réparer le maximum de défauts. Pour cela, il faut fondre une épaisseur supérieure à la profondeur caractéristique d'implantation ionique afin de réparer les défauts de fin de parcours. Cependant, l'augmentation de la fluence va conduire à un accroissement de l'épaisseur de la jonction. Il faut donc trouver un compromis, selon les besoins, entre la fluence et le nombre de tirs afin d'optimiser les caractéristiques de la jonction (épaisseur, résistance carrée, ...).

IV.3.6. Effet du procédé LTP sur la rugosité de surface

Lors de nos études expérimentales concernant le procédé LTP, nous avons été confrontés à un problème d'inhomogénéité avec le laser Nd:YAG. Cette contrainte persiste malgré l'utilisation d'un homogénéiseur adapté à la longueur d'onde employée. En effet, la bonne cohérence spatiale de ce laser fait que l'homogénéisation de son faisceau devient très délicate. Deux systèmes optiques d'homogénéisation différents ont été testés afin d'optimiser l'homogénéité de la surface traitée. Il s'agit d'un

homogénéiseur à simple matrice de micro-lentilles dont le principe est développé dans le paragraphe II.3 de ce manuscrit, et un homogénéiseur basé sur les éléments d'optique diffractive (DOE) (pour Diffractive Optic Element). La figure IV.21 montre des images MEB réalisées pour des échantillons traités à l'aide des deux homogénéiseurs. On remarquera que l'homogénéité du faisceau est relativement meilleure dans le cas de DOE et que les points chauds dus aux interférences (speckles) sont relativement aléatoires. En revanche, avec l'homogénéiseur à micro-lentilles, on obtient des points chauds correspondant à la focalisation de la lumière issue de chaque micro-lentille. Ainsi, on retrouve l'image de la matrice des micro-lentilles constituant l'homogénéiseur de faisceau sur la surface de l'échantillon.

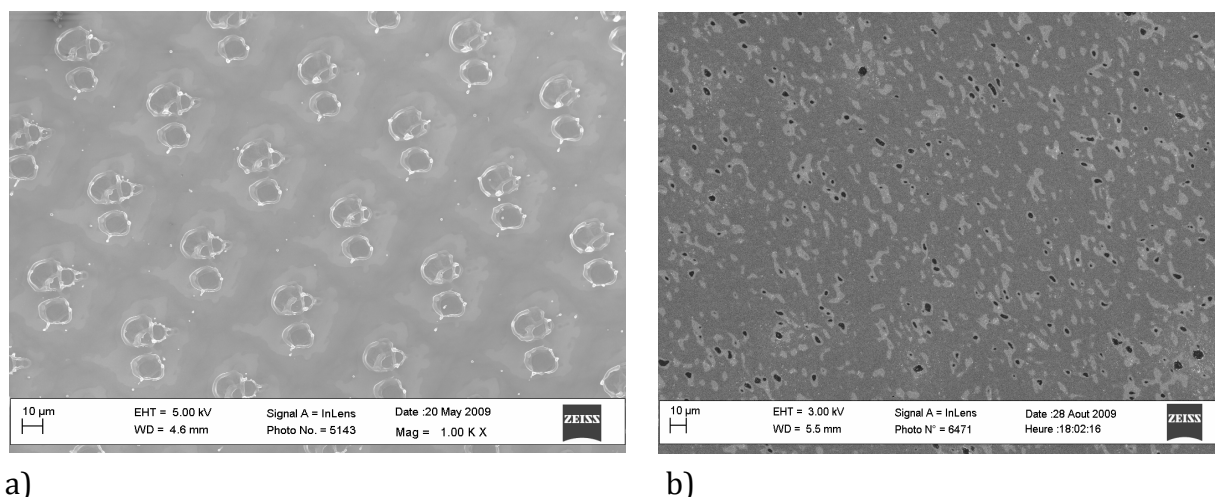


FIG. IV.21. Images MEB mettant en évidence l'inhomogénéité du faisceau laser Nd :YAG : a) en utilisant un homogénéiseur à matrice de micro-lentilles, b) en utilisant un homogénéiseur DOE, pour la longueur d'onde 355 nm

Dans le cas du laser KrF, la rugosité RMS (Root Mean Square), mesurée par un profilomètre sur une distance de 400µm, ne semble pas être affectée par le traitement thermique. Toutefois, à fortes énergies des « craquelures » apparaissent sur la zone traitée de l'échantillon. La figure IV.22 donne la rugosité RMS en fonction de la fluence sur un substrat a-Si comparée à celle de l'échantillon non traité. Sur chaque échantillon, nous avons relevé la rugosité RMS sur l'impact laser et à l'extérieure de l'impact. Sur l'image MEB en haut de la figure IV.22, on voit les « craquelures » contribuant à augmenter la rugosité RMS de la surface traitée pour la fluence 1500 mJ/cm².

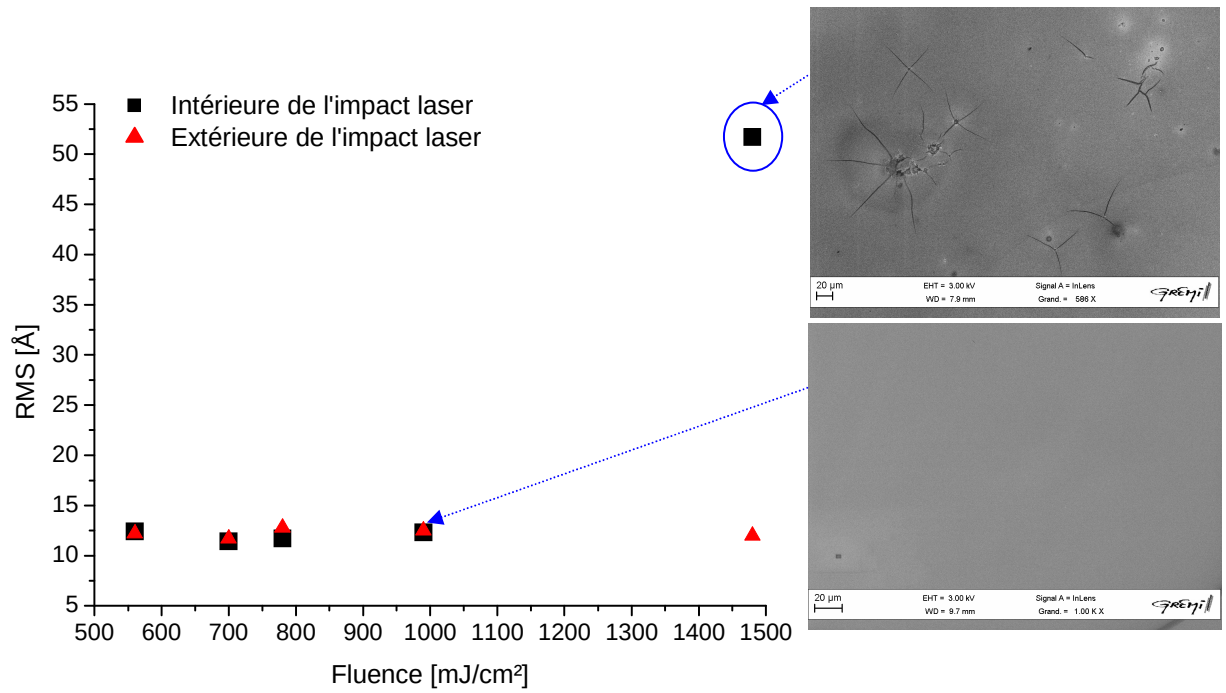


FIG. IV.22. Evolution de la rugosité RMS en fonction de la fluence sur un substrat de silicium préamorphisé (a-Si) et recuit par le laser KrF, cette rugosité est comparée à celle du silicium non traité. La figure présente également les images MEB associées aux fluences 1490 mJ/cm² (image de haut) et 990 mJ/cm² (image de bas)

IV.4. Effet du recuit laser sur la répartition des dopants : Activation du bore

IV.4.1. Longueur de diffusion des dopants

La redistribution des dopants est décrite par l'équation de diffusion de Fick dans le liquide. Cette équation est donnée, à une dimension, par:

$$\frac{\partial C(x, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D_l \frac{\partial C(x, t)}{\partial x} \right) \quad \text{IV. 3}$$

où $C(x, t)$ est la concentration en dopants en un point x à l'instant t , et D_l est le coefficient de diffusion des dopants dans le liquide.

Dans le cas du bore, les valeurs de coefficient de diffusion, généralement, retenue dans la littérature [HERNANDEZ_05] sont :

$$D_l = 2,4 \cdot \frac{10^{-8} m^2}{s} \quad IV.4$$

dans le silicium liquide, et

$$D_s = \frac{10^{-16} m^2}{s} \quad IV.5$$

dans le silicium solide à 1300K.

La longueur de diffusion des dopants dans le silicium pendant une durée τ peut être donnée par la formule suivante :

$$\delta_s \approx \sqrt{D_s \cdot \tau} \quad IV.6$$

dans le silicium solide, et

$$\delta_l \approx \sqrt{D_l \cdot \tau} \quad IV.7$$

dans le silicium liquide.

En phase solide, pour une durée de pulse de 30 ns (durée de pulse du laser KrF), la longueur de diffusion du bore dans le silicium est :

$$\delta_s \approx 2 \cdot 10^{-12} m = 2 \cdot 10^{-3} nm \quad IV.8$$

En phase liquide, pour la même durée de pulse, cette longueur devient :

$$\delta_l \approx 3 \cdot 10^{-8} m = 30 nm \quad IV.9$$

Nous pouvons constater que la diffusion en phase solide (sub-melt) est négligeable à l'échelle de temps de l'impulsion laser. Cependant, au-delà du seuil de fusion, la diffusion des dopants s'avère suffisante pour assurer la formation des jonctions ultra-minces.

IV.4.2. Notion de mobilité et de solubilité limite

La mobilité du bore dépend, essentiellement, de la concentration de dopants actifs, mais elle est susceptible d'être dégradée en présence de fortes concentrations de

précipités, notamment, dans le cas des jonctions ultra-minces. La formule empirique suivante permet de connaître la mobilité des trous en fonction du niveau de dopage N [LALLEMENT_05]:

$$\mu = \mu_{min} + \frac{\mu_{max} - \mu_{min}}{1 + \left(\frac{N}{N_r}\right)^\alpha} \quad IV. 10$$

Pour le bore :

$$\begin{aligned} \mu_{min} &= 44.9 \frac{cm^2}{Vs} \\ \mu_{max} &= 470.5 \text{ cm}^2/Vs \\ N_r &= 2,23.10^{17} \text{ cm}^{-3} \\ \alpha &= 0.719 \end{aligned}$$

Par exemple, pour un taux de dopage de 10^{21} at/cm^3 (un taux proche de celui de nos échantillons), la mobilité des trous est :

$$\mu \approx 45.9 \text{ cm}^2.V^{-1}s^{-1} \quad IV. 11$$

Ceci implique qu'à ce taux de dopage, la mobilité des trous est proche de la mobilité minimale. Afin d'augmenter cette mobilité, il est indispensable de diminuer le taux de dopage.

La solubilité limite (en at/cm^3) est définie comme la concentration maximale de dopant au-delà de laquelle des phénomènes de précipitation surviennent. C'est à la fin des années 70 qu'Armigliato et al. [ARMGLIATO_77] ont étudié en détail la solubilité limite du bore dans le silicium. Ils ont permis d'établir les seuils de concentrations à partir desquelles le bore précipite et ont été les premiers à proposer une loi décrivant la variation de la solubilité limite solide du bore dans le silicium de 900°C à 1325°C . En dessous de 800°C , une régression linéaire des points expérimentaux a permis d'établir une autre loi. Une compilation des différents résultats publiés dans la littérature est montrée sur la Figure IV.23 [COWERN_90]. On note qu'entre 800°C et 950°C les valeurs de solubilité limite évoluent entre les deux régressions linéaires et il a été montré que pour ces températures, les seuils de concentration augmentaient avec les temps de recuit [COWERN_90, SEVERAC_09].

La valeur de la solubilité limite est à la fois fonction du dopant et de la température. On utilise le plus souvent une loi d'Arrhenius, dont les coefficients ont été déterminés par Armigliato, pour quantifier cette concentration limite. Ainsi, la formule de la solubilité S du bore est donnée par:

$$S = A \cdot \exp\left(\frac{-E}{kT}\right) \quad \text{IV.12}$$

$$A = 9,25 \cdot 10^{22} \text{ at/cm}^2$$

$$E = 0.73 \text{ eV}$$

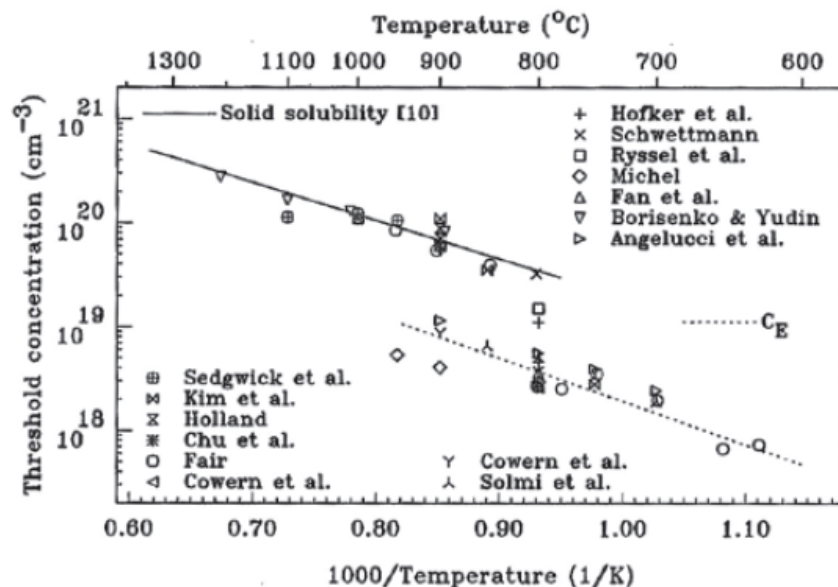


FIG. IV.23. Compilation des différentes valeurs de solubilité limite du bore dans le silicium et des niveaux d'activation en fonction des températures de recuit [COWERN_90]

IV.4.3. Épaisseur de la jonction en fonction de la fluence et l'activation du bore

Dans le cadre de la détermination de l'épaisseur de la jonction formée en fonction de la fluence, par TOF-SIMS, nous nous sommes intéressés au cas de a-Si. La figure IV.24 présente les résultats expérimentaux déduits des profils TOF-SIMS (Voir annexe 1) comparés à ceux de la simulation numérique. On remarquera la coexistence de deux régimes linéaires correspondant, d'une part à la fusion de la couche superficielle préamorphisée par implantation ionique et, d'autre part à un régime qui décrit la dynamique de fusion du silicium cristallin sous-jacent. Résultats expérimentaux et simulation se comportent de façon très semblable vis-à-vis de la fluence laser. Néanmoins, la simulation sous-estime le seuil de fusion, ce décalage est attribué

principalement aux paramètres thermiques et optiques pris en compte dans les simulations. En effet, on peut supposer que des dopages supérieures à 10^{20} at/cm³ puissent avoir une influence notable sur ces paramètres. Par ailleurs, comme nous l'avons déjà indiqué dans le chapitre III, la préamorphisation par implantation ionique ne conduit pas forcément à une couche de silicium totalement amorphe. Comme nous l'avons vu dans le même chapitre, et plus précisément dans les tests de sensibilité du modèle à ces paramètres, en prenant la moyenne de la conductivité thermique de c-Si et a-Si, le seuil de fusion augmente de 20% d'après nos simulations. Toutefois, une méconnaissance des paramètres physiques de a-Si ne suffit pas pour expliquer ce décalage. Cet écart peut provenir, éventuellement, en partie des fluctuations laser de tir à tir. Cependant dans le cadre de ce travail, cet écart n'est pas critique puisque nous disposons des mesures de la RRT qui permettent de déterminer sans ambiguïté le seuil de fusion ainsi que la durée de fusion.

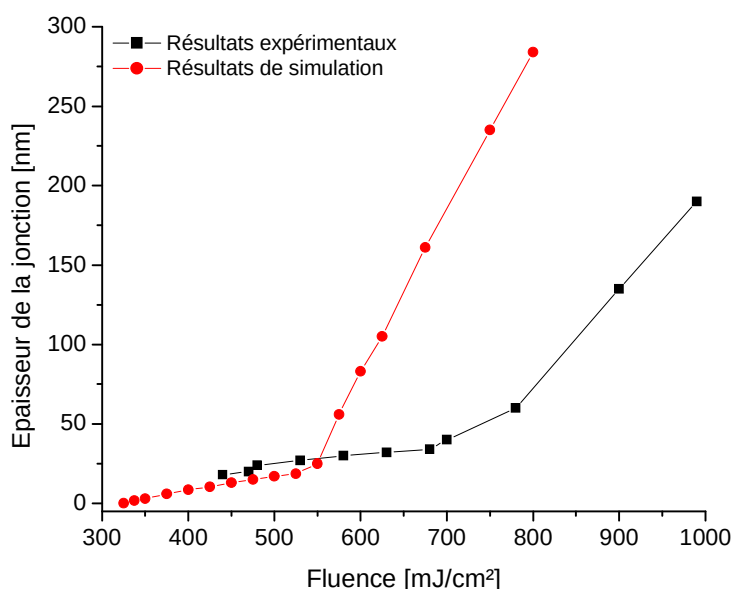


FIG. IV.24. Evolution des épaisseurs des jonctions, déduites par TOF-SIMS, en fonction de la fluence pour un échantillon a-Si lors d'un procédé LTP par laser KrF avec une quinzaine de tirs laser. Comparaison avec les résultats de la simulation.

La figure IV.25 présente l'épaisseur de la jonction formée lors d'un procédé LTP en fonction de la fluence pour 4 tirs et 16 tirs laser. Comme nous l'avons indiqué dans le paragraphe IV.3.4.2, le nombre de tirs laser a pour effet de diffuser les dopants en profondeur. Ainsi, pour former des jonctions d'épaisseurs d'environ 10 nm, il convient de limiter le nombre de tirs à quelques unités (<5 tirs).

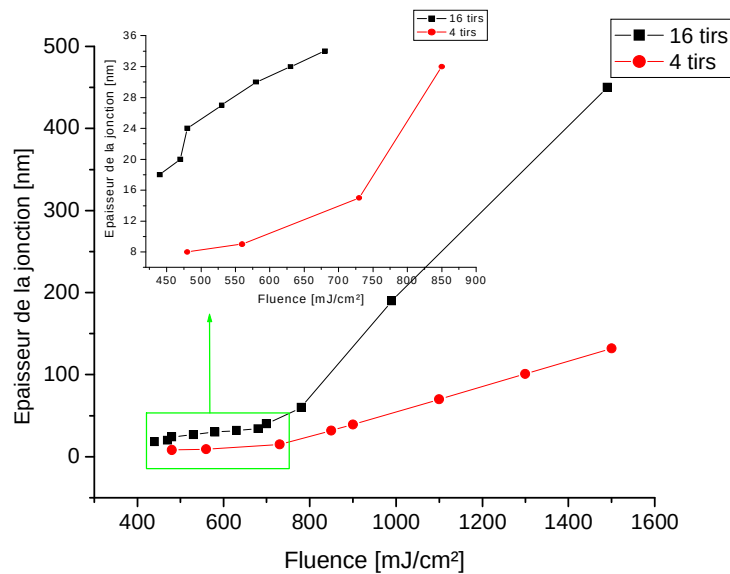


FIG. IV.25. Epaisseur de la jonction formée, déduites par TOF-SIMS, en fonction de la fluence pour 4 et 16 tirs laser pour un échantillon a-Si lors d'un procédé LTP par laser KrF

IV.5. Validation et calibration de la méthode RRT

Afin d'être intégrée sur le cluster de PULSION®, la méthode RRT doit être calibrée dans le sens où pour chaque intensité de signal et/ou durée de fusion doit correspondre une épaisseur de jonction. En effet, l'interprétation précise des spectres de RRT lèvera ce qui a toujours présenté un verrou technologique quant à l'intégration de cette méthode dans le milieu industriel. Ainsi, l'objectif de cette partie est de rendre cette technique de caractérisation in situ intégrable dans le milieu industriel. En effet, des tests de faisabilités avec déplacement d'échantillon ont été effectués. Ceci a révélé une stabilité très importante des spectres RRT lors du procédé LTP.

IV.5.1. Caractérisation in situ par Pyrométrie Infrarouge Rapide (PIR)

IV.6.1.1. Principe

Dans son principe, la Pyrométrie Infrarouge Rapide (PIR) consiste à mesurer les radiations thermiques infrarouges émises par l'échantillon lors du procédé LTP [MARTAN_08]. La figure IV.26 schématise le principe de PIR; les rayonnements thermiques infrarouges émis par l'échantillon sont redirigés et focalisés sur la partie sensible du détecteur IR (HgCdTe) d'une surface de $6,25 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$. Celui-ci est refroidi à l'azote liquide et possède une bande spectrale comprise entre 1 et 12 μm avec une sensibilité maximale à 9,46 μm (FIG. IV.27).

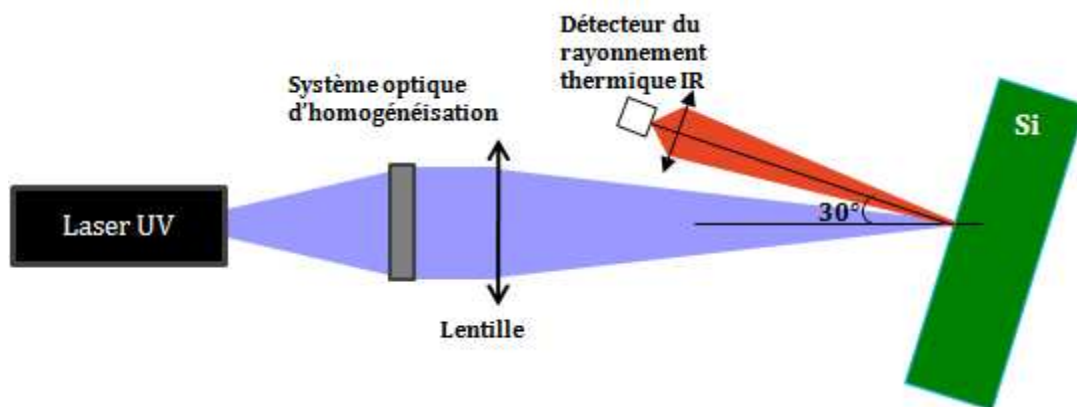


FIG. IV.26. Schéma illustrant le principe de la Pyrométrie Infrarouge Rapide (PIR)

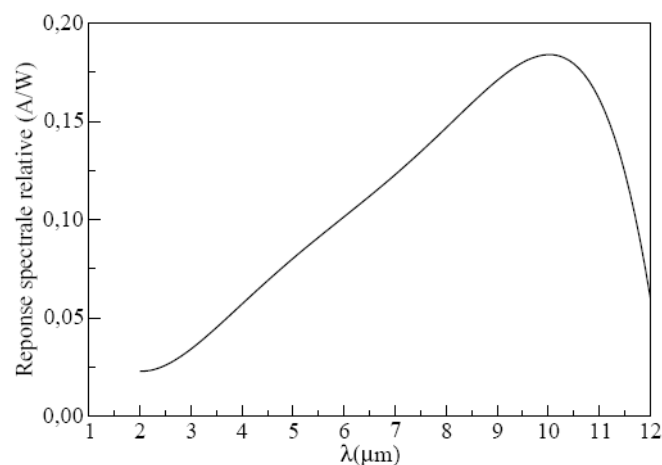


FIG. IV.27. Courbe de réponse spectrale du détecteur IR (HgCdTe)

IV.5.1.2. Spectres obtenus avec la méthode PIR

La figure IV.28 donne un exemple typique de suivi in situ et en temps réel, de la Pyrométrie Infrarouge Rapide (PIR), lors d'un procédé LTP avec le laser KrF ($\lambda = 248, \tau = 27 \text{ ns}$) sur un échantillon de silicium cristallin Si(100) dopé au bore, les fluences de recuit variant de 400 mJ/cm^2 à 1260 mJ/cm^2 . On peut distinguer les deux régimes caractéristiques à LTP ; le régime "Sub-melt" représenté par les signaux correspondant aux fluences 400 et 610 mJ/cm^2 et le régime de fusion atteint pour des fluences supérieures à 610 mJ/cm^2 . On remarquera une augmentation de l'émissivité en fonction de la fluence en régime sub-melt. Ceci s'explique par l'élévation de la température lors du traitement laser. La transition solide/liquide est accompagnée par un accroissement rude du signal IR. Ceci est dû à l'apparition d'une couche liquide très fine (quelques nanomètres). En effet, le silicium liquide a une émissivité faible, mais la couche fondue n'est pas assez épaisse pour arrêter les radiations issues du silicium solide sous-jacent. Ainsi, l'émissivité mesurée lors de la transition solide/liquide correspond à la somme de celles de la couche liquide formée et du silicium solide sous-jacent [MARTAN_08].

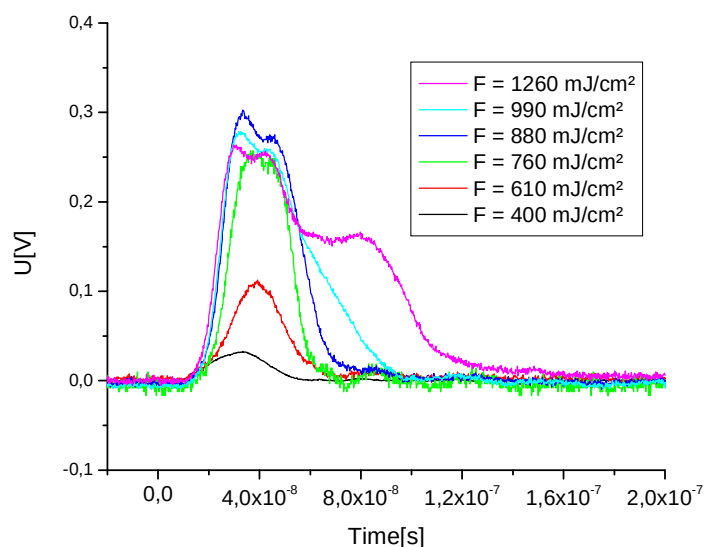


FIG. IV.28. Spectres de Pyrométrie Infrarouge Rapide (PIR) d'un échantillon c-Si lors d'un traitement laser KrF pour des fluences croissantes.

En régime de fusion et pour les fortes énergies, l'intensité des pics a tendance à diminuer progressivement avec l'augmentation de la fluence. Ce comportement est dû à la différence des propriétés optiques du silicium en phase solide et liquide. En effet,

l'épaisseur de la couche liquide formée croît en fonction de la fluence, quand elle est assez grande (~ 10 nm), les radiations thermiques seront émises seulement par la couche liquide. Le silicium a une émissivité plus faible en phase liquide (< 0.1) qu'en phase solide (0.5-0.7), et il se comporte comme un milieu semi-transparent en phase solide (son épaisseur d'absorption optique $\delta_a \approx 20 - 50 \mu m$). Cependant, en phase liquide il est quasiment opaque ($\delta_a \approx 10 - 20$ nm). On pourrait ainsi expliquer cette dégradation de l'intensité des signaux lorsque l'on augmente la fluence malgré l'accroissement de la température de surface.

En régime de fusion, la cinétique de fusion/solidification est contrôlée par la durée de fusion représentée par la largeur des signaux IR. En effet, l'élargissement d'un signal IR indique l'existence d'une couche fondue significative (masse) qui demande un certain temps pour le processus de solidification. La masse fondue augmente avec la fluence, ainsi le temps de solidification augmente bien que la durée d'impulsion reste constante. En fin du plateau, nous constatons une légère augmentation du signal, ceci ne correspond pas à une augmentation de la température mais à celle de l'émissivité. En effet, dans la phase finale de resolidification, l'épaisseur de la couche liquide redevient très fine. Ainsi, le détecteur mesurera l'émissivité de la couche liquide mais aussi celle du silicium solide sous-jacent.

IV.5.2. Effet de nombre de tirs laser sur les signaux RRT et PIR

Les figures IV.29.a et IV.29.b synthétisent les résultats obtenus dans le cadre d'une étude de sensibilité de la RRT et de la PIR au nombre de tirs laser. On remarquera une bonne stabilité et une reproductibilité de ces spectres pour un nombre de tirs inférieur à vingt. Au delà de ce nombre, l'état de surface change d'aspect. On pourrait traduire cela par une dégradation de surface et/ou l'appariation des joints de grain. Par conséquence, la durée de fusion a tendance à augmenter, l'écart relevé avec les deux techniques est de 15%. De plus, on peut constater un accroissement significatif de la profondeur de la jonction formée en fonction du nombre de tirs laser (FIG. IV.30). En effet, celle-ci augmente d'environ 65% (de 25 nm à 42 nm) entre 4 tirs et 16 tirs. Le nombre de tirs devient ainsi l'un des paramètres à prendre en compte dans la réalisation des jonctions ultra-minces. Il faut noter que la PIR a été une méthode incontournable pour valider la RRT.

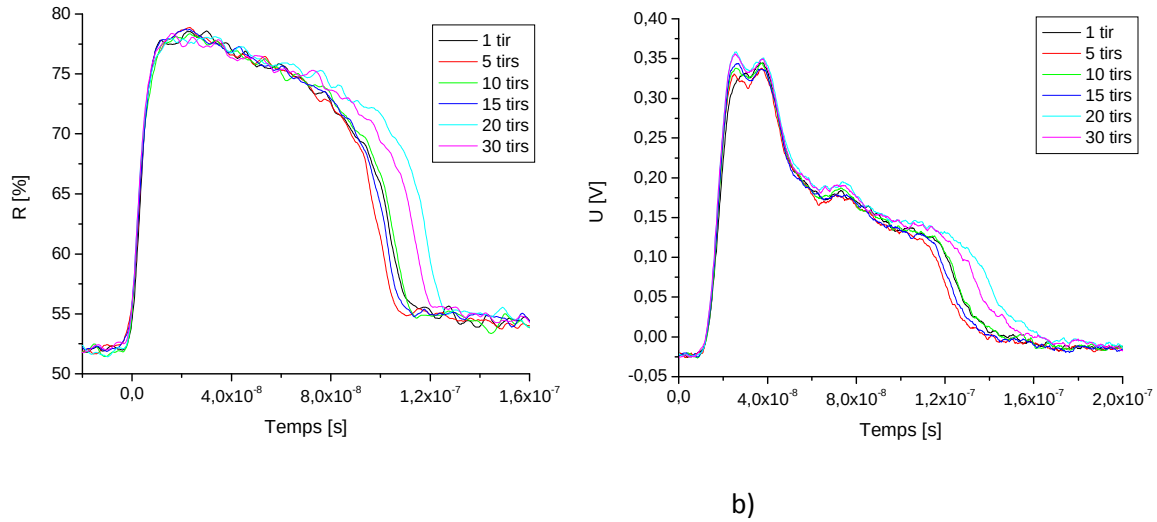


FIG. IV.29. Effet de nombre de tirs avec le laser KrF sur les profils de la RRT (a) et la PIR (b) pour un échantillon a-Si à une fluence de 1480 mJ/cm²

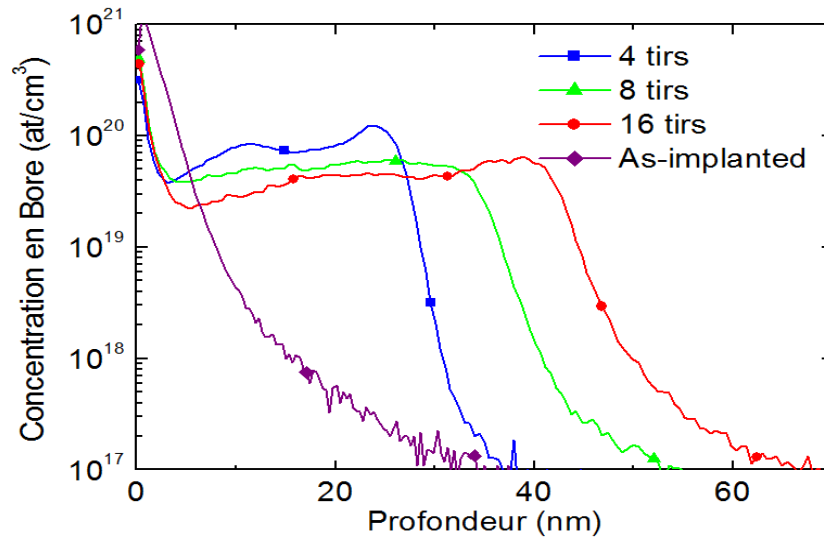


FIG. IV.30. Effet du nombre de tirs laser sur la profondeur de la jonction formée [LARMANDE_10]

IV.5.3. Relation RRT-épaisseur de jonction

La figure IV.31 met en évidence la formation des jonctions d'épaisseur d'une vingtaine de nanomètres en régime sub-melt. Nous rappelons que le nombre de tirs effectués dans le cas de ces échantillons est d'environ une quinzaine de tirs. Comme nous l'avons évoqué précédemment, l'augmentation du nombre de tirs contribue considérablement à l'accroissement de l'épaisseur de la jonction formée en diffusant les dopants en profondeur. De plus, les fluctuations du laser de tir à tir pourraient induire

un ou plusieurs impacts avec des fluences supérieures à celle choisie, et ainsi expliquer en partie cette activation précoce des dopants.

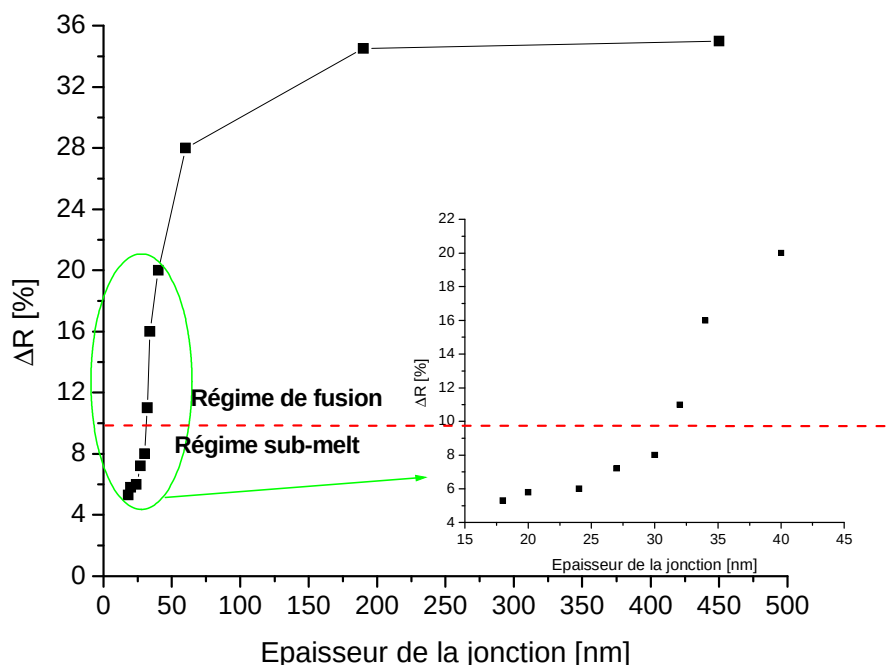


FIG. IV.31 Variations de la RRT pour la longueur d'onde 633 nm en fonction de l'épaisseur de la jonction formée (déduites par TOF-SIMS) lors du procédé LTP avec le laser KrF sur un échantillon a-Si pour une quinzaine de tirs

Les fortes variations de RRT en fonction de la fluence avant d'atteindre son maximum ne permettent pas un suivi commode de la cinétique de fusion. Il convient donc de présenter l'épaisseur de la jonction en fonction de la durée de fusion, on obtient ainsi la figure IV.32. D'autant plus, comme nous l'avons déjà vu, la durée de fusion ne dépend pas du laser sonde utilisé ce qui n'est pas le cas de l'intensité de la RRT.

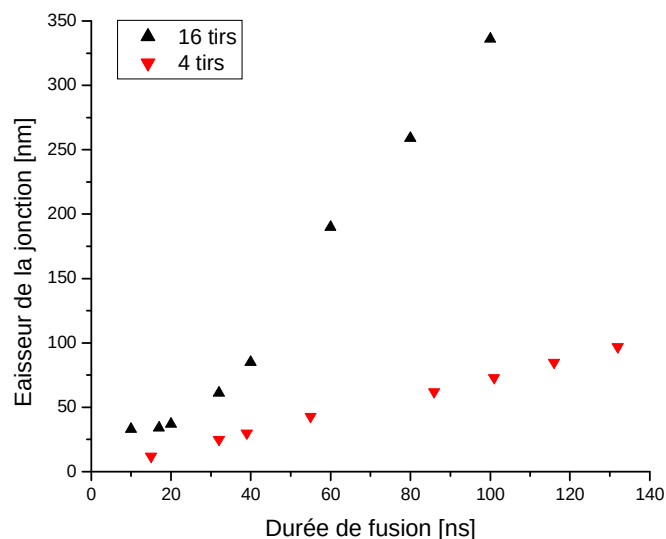


FIG. IV.32. Variations de l'épaisseur fondue en fonction de la durée de fusion pour un échantillon a-Si traité par le laser KrF avec une quinzaine de tirs laser. Les épaisseurs fondues sont déduites des profils TOF-SIMS et la durée de fusion des variations de la RRT

IV.6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons rassemblé les résultats expérimentaux obtenus et comparé certains d'entre eux, notamment l'épaisseur fondue en fonction de la fluence et les seuils de fusion, avec ceux de la simulation numérique. Les deux résultats sont en bonne corrélation, ceci est d'autant plus vrai que le nombre de tirs laser est faible, ce qui est complètement logique puisque toutes nos simulations ont été faites pour un seul tir. Un nombre de tirs supérieur à une quinzaine donne une résistance par carré optimale. Cependant, l'épaisseur de la jonction minimale obtenue est de $18 \text{ nm} \pm 1 \text{ nm}$ avec ce nombre de tirs, avec la même fluence, nous avons obtenu une jonction de $8 \text{ nm} \pm 1 \text{ nm}$ avec 4 tirs laser. Nous avons effectué des mesures de RRT sur des échantillons c-Si et a-Si qui ont mis en évidence l'existence d'une asymétrie dans les signaux RRT à faible fluence caractérisant la couche du silicium préamorphisée. A forte durée d'impulsion (100 ns) et pour une épaisseur de la couche importante ($> 50 \text{ nm}$), cette asymétrie se traduit par l'apparition d'une première "bosse" sur les spectres RRT. L'intensité de ces derniers dépend de la fluence laser tant que l'épaisseur de la couche liquide formée est inférieure à la profondeur d'absorption optique du laser sonde. Cette profondeur dépend de la longueur d'onde, ainsi nous avons effectué des mesures avec trois lasers

sonde de longueurs d'onde différentes allant du visible à l'ultraviolet (633 nm, 473 nm, 326 nm). Bien que l'intensité des signaux RRT ainsi obtenue demeure différente pour chaque laser, les seuils de fusion ainsi que la durée de fusion relevée dans les trois cas sont en bonne similitude. Malgré les difficultés d'homogénéité de faisceau rencontrées dans le cas du laser Nd:YAG, celui-ci nous a permis de simuler le procédé LTP en combinaison avec la méthode RRT en mode de déplacement d'échantillon. Par ailleurs, la faible durée de fusion de ce laser se manifeste par l'absence du plateau quelle que soit la fluence utilisée.

Bien que la méthode PIR permette d'étudier la cinétique de fusion/solidification notamment dans le cas du silicium, celle-ci a été employée, dans notre étude, dans un objectif précis consistant à valider la méthode RRT.

Dans la dernière partie de ce chapitre, nous avons présenté les résultats de calibration qui ont été faits grâce aux analyses TOF-SIMS en les combinant aux signaux RRT dans le cas du laser He-Ne (633 nm). Les fortes variations de RRT pour les fluences supérieures au seuil de fusion conduisent à une complication de la mise en œuvre de cette méthode dans le milieu industriel. Ainsi, nous avons présenté les variations de l'épaisseur de la jonction formée en fonction de la durée de fusion, d'autant plus que le type de laser sonde utilisé n'a pas une véritable influence sur la durée de fusion

Référence :

ARMGLIATO_77: Armgliato, A., et al., Electrochem. Soc. Proc, 1977. 77-2: p. 638

BAUERLE_96: D. Bäuerle, Laser processing and chemistry, Springer, 1996

BONEBERG_00: J. Boneberg, J. Bischof, P. Leiderer. Nanosecond time-resolved reflectivity determination of the melting of metals upon pulsed laser annealing. Optics Communications 174 (2000) 145-149

BONSE_04: J. Bonse, S. M. Wiggins, and J. Solis, Dynamics of femtosecond laser-induced melting and amorphization of indium phosphide, Journal of Applied Physics, 2004, Vol. 96, Number 4

CORNI_02: F. Corni, R. Tonini, A. Pontiroli, G. Pavia, G. Queirolo, R. Zonca. In-situ time-resolved reflectivity: a technique useful to investigate solid-state transformations. Materials Science and Engineering B91-92 (2002) 96-99

COWERN_90: Cowern, N.E.B., K.T.F. Janssen, and H.F.F. Jos, Transient diffusion of ion-implanted B in Si: Dose, time, and matrix dependence of atomic and electrical profiles. J. Appl. Phys., 1990. 68(12): p. 6191-6198

DRAGNEA_99: Dragnea, B. & Bourguignon, B. Photoinduced effects in UV laser melting of Si in uhv. Physical Review Letters 82, 3085_3088 (1999). 75, 77

FOGARASSY_01: E. Fogarassy, S. de Unamuno, B. Prévot, T. Harrer, S. Maresch, Experimental and numerical analysis of surface melt dynamics in 200 ns-excimer laser crystallization of a-Si films on glass, Thin Solid Films 383 (2001) 48-52

HERNANDEZ_05: M. Hernandez, Procédé laser de réalisation de jonctions ultra-minces pour la microélectronique silicium: étude expérimentale, modélisation et test de faisabilité, Thèse de doctorat, Université Paris-sud 11, 2005

KEARLES_02: SUSAN K. EARLES. NONMELT LASER ANNEALING OF BORON IMPLANTED SILICON. Thèse de doctorat, University of Florida, 2002

KERRIEN_03: G.Kerrien, M. Hernandez, C. Laviron, T. Sarnet, D. Débarre, T. Noguchi, D. Zahorski, J. Venturini, M.N. Semeria, J. Boulmer. Optical characterization of laser processed ultra-shallow junctions. App. Surf. Sci. 208-209 (2003) 277-284.

LALLEMENT_05: F. Lallement, ETUDE, DEVELOPPEMENT ET CARACTERISATION DE PROCEDES DE DOPAGE PAR PLASMA APPLIQUES AUX TECHNOLOGIES ELECTRONIQUES AVANCEES, Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse, 2005

LARMANDE_10: Y. Larmande, Réalisation de jonctions ultra-minces par recuit laser : Application aux détecteurs UV, Thèse de doctorat, Université de la méditerranée Aix-Marseille II, 2010

LENOBLE_01: D. Lenoble, A. Halimaoui, O. Kermarrec, Y. Campidelli, D. Bensahel, J. Bonnouvrier, O. Menut, E. Robilliart, E. Perrin, F. Arnaud, F. Boeuf, T. Skotnicki, A. Grouillet, and G. Bignell. Integration of ultra-shallow junction in sub-0.1 μm CMOS transistors: What kind of process for a "safe" advanced technology? International Workshop on junction Technology, page 36, 2001

MARTAN_08: J. Martan, N. Semmar, and O. Cibulka. Precise nanosecond time resolved infrared radiometry measurements of laser induced silicon phase change and melting front propagation. Journal of Applied Physics 103, 2008

SEVERAC_09: F. Severac. Jonctions ultra-minces p+/n pour MOS "ultimes": étude de l'impact des défauts cristallins sur la mobilité et l'activation du bore. Thèse de doctorat, Université Paul SABATIER - Toulouse III, 2009

TIMANS_04: P.J. Timans, W. Lerch, S. Paul, J. Niess, T. Huelsmann, and P. Schmid. Usj formation: Annealing beyond 90 nm. Solid State Technology, 2004

TSAO_87: J. Y. Tsao and P. S. Peercy. Phys. Rev. Lett., 58(26) : 2782, 1987

VERVISCH_08: V. Vervisch, Y. Larmande, P. Delaporte, T. Sarnet, M. Sentis, H. Etienne, F. Torregrosa, F. Cristiano, P. F. Fazzini. Laser activation of Ultra Shallow Junctions (USJ) doped by Plasma Immersion Ion Implantation (PIII). Applied Sciences surface, 2008

Conclusion générale

La réalisation des jonctions ultra-minces et fortement dopées est un enjeu majeur pour la continuité de la loi de Moore qui s'est jusqu'ici révélée étonnamment exacte. Elle pourrait en principe le rester jusque vers 2015 avant qu'on ne soit réellement confronté aux effets quantiques. Bien que les techniques utilisées jusqu'à présent permettent d'obtenir des jonctions très fines, elles laissent des défauts non réparés qui induisent de forts courants de fuite, c'est le cas par exemple de la technique de recristallisation en phase solide (SPER). Par ailleurs, ces techniques atteignent leurs limites et ne répondront bientôt plus aux exigences de l'ITRS.

Le recuit laser est un outil permettant de réaliser des jonctions ultra-minces avec du silicium cristallin ou préamorphisé par implantation ionique en germanium, sans ou avec fusion superficielle du substrat. Dans le cas du silicium, le recuit laser est contrôlé par la fluence mais également par la profondeur d'absorption de l'onde électromagnétique, c'est-à-dire la longueur d'onde du laser employé, la durée de l'impulsion laser et les propriétés thermophysique (conductivité thermique (forte influence), chaleur spécifique (faible influence)) selon que l'on traite le silicium cristallin ou préamorphisé, et enfin la température de fusion. Le contrôle in situ du processus de recuit s'avère indispensable pour l'industrialisation de ce procédé qui jusque là a fait l'objet de plusieurs études de recherche. Ainsi, l'objectif de ce travail est de mettre en place une méthode de contrôle, in situ, de ce procédé photonique et la rendre accessible par le milieu industriel. Il s'agit de la méthode RRT (Réflectivité Résolue en Temps).

La première partie de ce travail se porte sur la modélisation du processus thermique de recuit par laser des échantillons de silicium cristallin (c-Si) dopés au bore et d'autres préamorphisés au germanium (a-Si) puis dopés au bore. Les simulations ont été faites en utilisant le logiciel COMSOL Multiphysics basé sur la méthode des éléments finis, et consistant à résoudre l'équation de la chaleur avec un terme source volumique relatif à l'absorption du faisceau laser. Ce travail nous a, ainsi, permis de disposer d'un outil d'évaluation du procédé laser indispensable. En effet, le modèle établi nous a permis de comprendre les phénomènes physiques mis en jeu lors du procédé LTP et de définir les conditions de travail expérimentales, particulièrement la fenêtre en fluence permettant la réalisation des jonctions ultra-minces, le seuil de fusion et l'épaisseur fondue en fonction de la fluence, et ce pour les deux matériaux utilisés. La sensibilité du

procédé thermique aux différents paramètres laser et aux propriétés thermiques et optiques du silicium, en particulier du a-Si, a été étudiée pour les deux impulsions laser utilisées ; KrF ($\lambda = 248$, $\tau = 27$ ns) et Nd:YAG ($\lambda = 266$, $\tau = 10$ ns). Ces calculs ont été comparés aux résultats expérimentaux obtenus au cours des procédés LTP. Malgré quelques disproportions avec les résultats expérimentaux concernant notamment le seuil de fusion, qui s'explique par le degré d'amorphisation de nos échantillons a-Si, la simulation représente néanmoins un moyen judicieux pour établir un plan d'expérience, et définir les paramètres de travail adaptés à chaque type de traitement de surface souhaité. Grâce à la simulation numérique, on a pu également souligner l'importance de la stabilité du laser tir à tir pour le bon contrôle du procédé LTP, notamment lorsqu'il s'agit de traiter des couches de quelques nanomètres. Ceci s'ajoute au bon choix du laser, c'est-à-dire, avec une longueur d'onde et une durée d'impulsion adaptées.

Après une étude théorique de l'interaction laser matière, nous avons entamé un travail expérimental qui a consisté, dans un premier temps, à optimiser le dispositif de recuit utilisant le laser Nd:YAG en y adaptant le système de thermoréfectance et d'homogénéisation du faisceau. Bien que nous ayons rencontré des difficultés concernant l'homogénéité du laser Nd:YAG dues à la bonne cohérence de son faisceau, ce dispositif nous a permis néanmoins de mettre en évidence la faisabilité de la RRT avec déplacement d'échantillon qui est indispensable pour son industrialisation.

Les expériences de recuit laser sur les dispositifs expérimentaux des lasers Nd:YAG et KrF et les nombreuses caractérisations réalisées ont permis de quantifier les effets de la durée de l'impulsion laser et ont défini les différentes fenêtres de procédé explorables selon les besoins. Chacune des jonctions réalisées a été caractérisée in situ par la méthode RRT et PIR, et souvent par des analyses physico-chimiques telles que le MEB, TOF-SIMS et profilométrie pour notamment visualiser l'état de surface et vérifier l'homogénéité de l'impact après recuit laser. L'étude structurale par TOF-SIMS calibrée ensuite par profilométrie nous a révélé l'existence d'un mode d'activation en régime sub-melt. Ce mode d'activation est une solution pour obtenir des jonctions activées par recuit laser bien plus rapide que les recuits classiques actuellement utilisés, mais sur des substrats n'ayant pas subi de préamorphisation. Dans le cas contraire, une fusion du matériau s'avère indispensable pour réparer les défauts engendrés par implantation ionique.

Les premiers résultats obtenus par RRT avec le laser sonde He-Ne (633 nm) ont été encourageants, nous avons ensuite pensé à explorer d'autres longueurs d'onde afin de déterminer l'effet de celle-ci sur les signaux de RRT et d'évaluer la reproductibilité de cette méthode quant à la durée de fusion mesurée. Pour ce faire, nous avons effectué des mesures de RRT avec le laser à Ar (473 nm), et récemment nous nous sommes procuré

un laser UV (326) que nous avons exploité à son tour. Les résultats obtenus avec les trois lasers ont été comparés et nous avons tiré profit de cette comparaison.

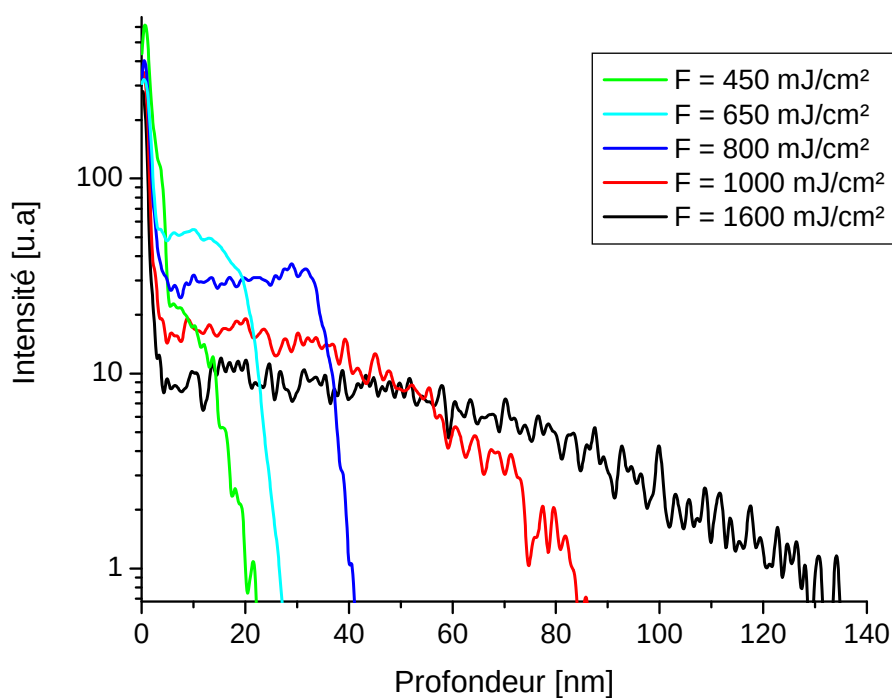
Afin de contrôler, in situ, le procédé LTP et l'épaisseur de la jonction ainsi formée, nous avons démontré que la méthode RRT demeure incontournable par son efficacité, sa simplicité de mise en œuvre, et son bas coût. Cependant, une calibration de cette technique s'avérerait indispensable afin de corrélérer les spectres RRT aux épaisseurs de jonction formée. Dans cette optique, des analyses par TOF-SIMS ont été effectués sur des échantillons a-Si traités avec environ 15 tirs laser et d'autres avec 4 tirs.

Pour la réalisation d'une jonction ultra-mince dont la résistance carrée est minimale, il faut que la dose d'implantation soit la plus importante possible sans pour autant dépasser la solubilité limite. Nous estimons également que la fusion du matériau demeure indispensable notamment dans le cas du a-Si, ainsi il faut choisir une fluence juste au-dessus du seuil de fusion (environ 700 mJ/cm^2 pour c-Si et 650 mJ/cm^2 pour a-Si). Quand au nombre de tir, pour un faisceau laser suffisamment homogène, un seul tir suffira pour activer les dopants et réparer les défauts superficiels. Par conséquent, avec une fluence de 730 mJ/cm^2 (régime de fusion) et 4 tirs laser, nous avons obtenu une jonction d'une épaisseur de 15 nm sur un matériau a-Si.

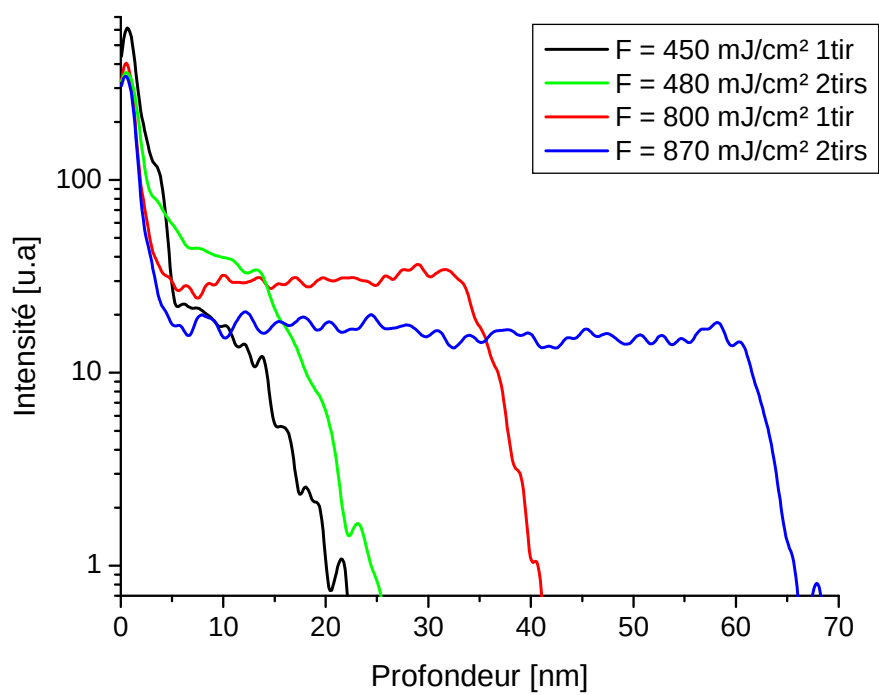
Suite au travail qui été mené par l'ensemble des membres impliqués dans le projet ALDIP, un dispositif de recuit laser combiné à l'implantation par immersion plasma est en cours d'être associé au cluster PULSION® au sein de l'entreprise IBS.

Annexe 1 : Profils de la concentration du bore en profondeur après recuit laser (KrF) sur des échantillons a-Si

Lors d'un recuit laser d'un échantillon dopé, le profil de la concentration des dopants varie en fonction de la fluence utilisée ainsi que du nombre de tirs laser, définissant ainsi la zone activée. Les figures ci-dessous donnent les résultats obtenus concernant la distribution des dopants en profondeur pour des échantillons a-Si dans des conditions de fluence et de nombre de tirs différentes.



Profil de la concentration du bore en profondeur pour différentes fluences.



Effet du nombre de tirs laser sur la profondeur de la jonction formée

Étude de la recristallisation du silicium par procédé laser nanoseconde pour la formation et le contrôle des jonctions ultraminces

Résumé :

La réalisation des jonctions ultra-minces et fortement dopées est un enjeu majeur pour la continuité de la miniaturisation des dispositifs microélectroniques. Les techniques de production en termes d'implantation ionique et de recuit d'activation doivent évoluer afin de répondre aux exigences du marché de la microélectronique.

Le travail de recherche de cette thèse s'inscrit dans le cadre du projet ALDIP (Activation Laser de Dopants implantés par Immersion Plasma) et a pour objectif l'étude et le contrôle du procédé laser pour la réalisation des jonctions ultra-minces sur silicium (cristallin ou préamorphisé par implantation ionique) dopé au bore. En effet, le contrôle in situ du processus de recuit laser s'avère indispensable pour l'industrialisation de ce procédé qui jusqu'au là a fait l'objet de plusieurs études de recherche. Ainsi, le travail réalisé durant cette thèse a permis de mettre en place une méthode de contrôle, in situ, qui a été calibrée afin de la rendre accessible par le milieu industriel. Il s'agit de la méthode RRT (Réflectivité Résolue en Temps). Pour mener ce travail de thèse à terme, nous avons utilisé deux dispositifs expérimentaux comportant chacun un laser UV impulsif nanoseconde, un système optique d'homogénéisation et un dispositif RRT. Par ailleurs, plusieurs techniques de caractérisation ex situ ont été employées (TOF-SIMS, MEB, ...) notamment dans l'objectif de calibrer la méthode RRT. Ce travail expérimental a été couplé à une étude de simulation numérique qui a permis de mieux comprendre les paramètres clés du recuit laser et qui s'est souvent avérée en bon accord avec les résultats expérimentaux obtenus.

Mots clés : jonction ultra-mince, RRT, LTP, recuit laser, nanoseconde, UV

Study of the recrystallization of silicon by nanosecond laser process for realization and control of ultra-shallow junctions

Abstract:

The realization of highly-doped ultra-shallow junctions became a key point for the reduction of microelectronic devices. Production techniques (implantation and activation annealing) must evolve to meet the market requirements of microelectronics.

This job takes part of the ALDIP (Laser Activation of Dopants implanted by Plasma Immersion) project and it is focused on the study and control of the laser process for the realization of ultra-shallow junctions. The in situ control of laser annealing process is indispensable for the industrialization of this technique, which until then was the subject of several research studies. Thus, the work done during this thesis has permitted to set up a control method, in situ, which was calibrated to make it accessible to the industry. This experimental device is based on the RRT method (Time Resolved Reflectivity). In order to carry this work forward, we used two experimental systems based on the RRT method with two different nanosecond laser pulses (UV) and a homogenizer system. In addition, several ex situ characterization techniques were used notably for the purpose of calibrating the RRT method. This experimental work has been coupled with a numerical simulation study which provided a better understanding of the key parameters of the laser annealing. This comparison has often proved to be in a good agreement with experimental results.

Keywords: ultra-shallow junction, RRT, LTP, laser annealing, nanosecond, UV



GREMI - 14 Rue d'Issoudun 45067 ORLEANS Cedex 2

