



HAL
open science

Lithographie électronique basse énergie : application au multifaisceaux

David Rio

► **To cite this version:**

David Rio. Lithographie électronique basse énergie : application au multifaisceaux. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2010. Français. NNT : . tel-00593909

HAL Id: tel-00593909

<https://theses.hal.science/tel-00593909>

Submitted on 18 May 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**UNIVERSITE DE GRENOBLE
INSTITUT POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE**

N° attribué par la bibliothèque

|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|

THESE

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'Université de Grenoble
délivré par l'Institut polytechnique de Grenoble**

Spécialité : Micro et Nano Electronique

préparée au laboratoire CEA-LETI/MINATEC

dans le cadre de l'**Ecole Doctorale** Electronique, Electrotechnique, Automatique & Traitement du Signal

présentée et soutenue publiquement

par

David Rio

Le 16 décembre 2010

Lithographie électronique basse énergie : application au multifaisceaux

***Directrice de thèse : Anne Blayo
Encadrant CEA : Christophe Constancias***

JURY

M. Mohamed Chaker, Président et Rapporteur
M. Gérard Ben Assayag, Rapporteur
Mme. Anne Blayo, Directrice de thèse
M. Christophe Constancias, encadrant CEA
M. Guido De Boer, Examineur
M. Laurent Pain, Examineur

Remerciements

Je remercie les membres du jury pour le temps qu'ils ont consacré à la lecture de mon manuscrit ainsi que pour leur déplacement jusqu'à Grenoble, et enfin pour m'avoir accepté au sein de leur "club" suite à ma soutenance : Mahoamed Chaker de l'INRS, Gérard Ben Assayag du CEMES et Guido de MAPPER, ainsi que Anne, Christophe et Laurent.

Je remercie également Jean-Philippe de m'avoir accueilli au sein de son laboratoire. De même ma reconnaissance va à Laurent, son successeur, pour m'avoir permis de travailler sur son projet Magic (car j'ai bien conscience que ce fut une chance pour moi de travailler autour de la technologie MAPPER), puis m'avoir appuyé dans ma recherche d'emploi. Anne a également toute ma gratitude pour avoir accepté d'encadrer ce travail, malgré les difficultés que cela représentait, notamment du fait que la thématique lui était au départ étrangère. Son regard extérieur ainsi que ses encouragements m'ont été utiles. Enfin je termine ce paragraphe par l'encadrement le plus essentiel dont s'est chargé Christophe. Merci tout d'abord de m'avoir donné le temps de faire mes preuves, de m'avoir fait confiance et de m'avoir encadré suffisamment pour apporter une plus value à mon travail, tout en me laissant la liberté nécessaire à ce que cette thèse soit vraiment ma thèse. Cela m'a très certainement permis d'aborder mes entretiens d'embauche avec une confiance que je n'avais pas avant ces trois années.

En ce qui concerne le travail plus expérimental, outre Christophe qui m'a fait découvrir la lithographie électronique, Yngy a joué un rôle très important. Il m'a permis de réaliser mes expériences à basse énergie en effectuant la première descente en tension et en prouvant par là même la faisabilité et l'innocuité de l'opération pour le VB HR. Hors laboratoire, je tiens aussi à remercier Sébastien pour m'avoir permis d'utiliser le VB6 HR nuit et jour pendant des semaines entières, Nadine pour son aide ponctuelle autour de l'Ebeam et Françoise pour la bonne humeur qu'elle fait régner dans la zone litho 200mm. Les binômes MAPPER détachés au LETI, Joep et Joris, puis Abdi et Pablo ont aussi participé aux résultats que j'ai pu obtenir, eu égard à leurs longues journées passées autour du MAPPER, souvent terminées après vingt heures, pour nous permettre de faire des expositions. Du laboratoire, il me reste à remercier notamment Laurent, Raluca et Samir pour leur aide dans le cadre d'une de mes premières études portant sur la HSQ et Béatrice pour son management électronique.

Passons maintenant aux collègues de bureau. Par simplicité, ma mémoire ne retiendra que les derniers, Bernard, Luc et Sébastien, avec qui nous avons fait régner une atmosphère détendue, mais studieuse, particulièrement appréciable en phase de rédaction. Avec un remerciement particulier pour celui dont j'ai partagé le bureau pendant 3 ans et demi, depuis le rez-de-chaussée jusqu'au deuxième étage. Bernard m'a permis de bénéficier à la fois de sa grande expertise Ebeam, mais aussi apicole, ainsi que de sa grande sagesse. Enfin, elle n'était pas du bureau mais presque, de par ses incursions régulières Claire doit être distinguée pour les touches d'humour régulières dont elle nous a gratifiés.

Ma gratitude va également, bien sûr, à Jonathan, Mazen, Mickaël ainsi qu'à Abdi et Pablo pour les vendredi soirs chez Patrick. Avec en plus le tennis du dimanche pour Mazen, qui ne m'aura pas laissé souvent gagner, Mickaël pour les pauses cafés et autres discussions souvent professionnelles, dont il est sorti notamment la méthode de simulation de la section 2.5.

Un peu plus loin du CEA, je tiens également à remercier ceux qui ont participé à ma vie sociable grenobloise : Maela, Gildas, Germain, Danny, Meryll, Oana, Ion, Pierre, etc. Et les autres enfin, non doctorants, loin de Grenoble, qui m'ont permis des discussions loin de toute thèse : Amandine, Anne, Fabien, Frédéric, Gwenaëlle, etc.

A ma famille, pour son soutien et sa confiance jamais émoussée. Et à Maela, bien sûr.

Table des matières

Introduction générale	ix
Chapitre 1 La lithographie - vers la haute résolution et le fort débit	1
1.1 La lithographie	2
1.1.1 La lithographie, au cœur du procédé planar	2
1.1.2 Les techniques de lithographie	3
1.1.3 Caractérisation des performances lithographiques	6
1.1.4 Les jalons fixés par l'ITRS	8
1.2 La lithographie électronique	9
1.2.1 Principe de fonctionnement	10
1.2.2 Les différentes approches	11
1.3 Vers une lithographie électronique multifaisceaux	17
1.3.1 Comparaison photolithographie - lithographie électronique	18
1.3.2 Le projet <i>MAGIC</i>	18
1.3.3 MAPPER - le choix de la basse énergie	19
1.3.4 Lithographie électronique basse énergie : application au multifaisceaux	19
1.3.5 Objectifs de l'étude	20
Chapitre 2 L'interaction électron-matière en lithographie électronique	23
2.1 Introduction	23
2.2 La chimie de l'interaction électron-résine	25
2.2.1 Le procédé résine	25
2.2.2 Les résines	27
2.2.3 Impact des électrons	30
2.2.4 Caractérisation chimique de l'interaction électron-matière	30
2.3 La physique de l'interaction électron-matière	34
2.3.1 L'électron	35
2.3.2 Les chocs élastiques	37
2.3.3 Les chocs inélastiques	41

2.4	Les effets de proximité	47
2.4.1	Caractérisation par la fonction d'étalement du point, ou PSF	47
2.4.2	Obtention de PSF par simulation	49
2.4.3	Approximation gaussienne de la PSF	52
2.4.4	Méthodes expérimentales de détermination de la PSF	52
2.4.5	La correction des effets de proximité	58
2.4.6	Notion de contraste en énergie	62
2.5	Actions conjuguées du contraste, de la rétrodiffusion et du bruit grenaille sur la lithographie	62
Chapitre 3 Impact de l'énergie du faisceau sur la lithographie électronique		67
3.1	Moyens mis en œuvre	69
3.1.1	Lithographie électronique : VB6 HR	69
3.1.2	Fonctionnement à basse énergie du VB6 HR	69
3.1.3	Équipements de traitement de la résine	71
3.1.4	La métrologie	72
3.2	La modification chimique de la résine de 50kV à 5kV	74
3.2.1	Intérêt des courbes de contraste	75
3.2.2	Impact de l'énergie sur la dose d'exposition	77
3.2.3	Impact de l'énergie du faisceau sur la résolution	81
3.2.4	Impact sur la nature de la modification chimique	82
3.2.5	Conclusion	89
3.3	L'interaction électron-matière de 50keV à 5keV	90
3.3.1	Le bruit grenaille	91
3.3.2	Impact sur la rétrodiffusion	99
3.3.3	Discussion sur la correction des effets de proximité à 5keV	105
3.4	Conclusions	106
Chapitre 4 La lithographie électronique basse énergie appliquée au multifaisceaux : MAPPER		109
4.1	Description de l'outil	111
4.1.1	Principes de fonctionnement de cet outil	111
4.1.2	Les choix adoptés et leurs implications sur les performances de l'outil MAP-PER	114
4.2	Contexte expérimental	116
4.2.1	Équipements de couchage et développement de la résine	116
4.2.2	Choix des procédés résine	116

4.2.3	Équipements de métrologie	116
4.3	Caractérisation des performances	117
4.3.1	Présentation des tests d' <i>acceptance</i>	117
4.3.2	Discussion sur les résultats des tests d' <i>acceptance</i>	120
4.3.3	Taille de faisceau	125
4.3.4	Contrôle de la dose	130
4.3.5	Conclusion	131
4.4	Optimisation de l'exposition - étude du réseau dense de <i>32nm</i>	131
4.4.1	Procédé résine	132
4.4.2	Stratégie d'exposition	133
4.4.3	Empilement sous la résine	137
4.4.4	Conclusions	142
	Conclusion générale	145
	Glossaire	149
	Bibliographie	151
	Annexes	161
	Annexe A Study on line edge roughness for electron beam acceleration voltages from 50 to 5 kV	163
	Annexe B Influence of process parameters on hydrogen silsesquioxane chemistry at low voltage electron beam exposures	171
	Annexe C Low voltage resist processes developed for MAPPER tool first exposures	177
	Annexe D 5 kV multi electron beam lithography : MAPPER tool and resist process characterization	187

Introduction générale

L'industrie de la micro-électronique pousse la lithographie vers des performances toujours plus hautes. La lithographie électronique multifaisceaux se veut aujourd'hui une alternative à la photolithographie pour répondre à ces exigences. La diminution continue des dimensions des circuits intégrés depuis cinquante ans a permis d'améliorer significativement les performances des circuits intégrés : coût, rapidité, etc. Elle a été permise par une amélioration constante de la résolution de la photolithographie. L'ITRS [Wilson, 2010] prévoit cependant qu'aucune solution optique conventionnelle ne soit en mesure de répondre aux exigences de résolution de plus en plus contraignantes à partir des dimensions critiques des transistors de $16nm$ (noeud $16nm$) : résolution, rugosités ($2nm$), uniformité ($2nm$), *overlay* ($4nm$, tolérance d'alignement entre deux niveaux successifs d'alignement), etc. Des technologies alternatives doivent s'y substituer à partir de 2015.

Plusieurs techniques de lithographie haute résolution sont actuellement en cours de développement, pour relever le défi de la très haute résolution, à partir du noeud $16nm$. Parmi elles, la lithographie électronique présente plusieurs atouts. Le premier est son pouvoir de résolution supérieur à celui de la photolithographie du fait qu'il n'est pas limité par la diffraction. Un second avantage réside dans le fait qu'elle permette une écriture directe dans la résine, sans passer par la création de masques, de plus en plus complexes et coûteux (10^6€ pour un jeu de masques complets). Sa grande maturité constitue un troisième avantage. Cette technologie existe depuis plus de cinquante ans. Elle permet la création des masques nécessaires à la photolithographie. La lithographie électronique souffre par contre d'un sérieux handicap : son débit est très largement inférieur à celui de la photolithographie : plusieurs plaques par heure en photolithographie contre plusieurs jours par plaque en lithographie électronique.

Des solutions sont actuellement en cours de développement pour améliorer nettement le débit des outils de lithographie électronique. L'Europe, via le projet MAGIC [Pain et al., 2008], soutient le développement de deux outils de lithographie électronique multifaisceaux : IMS Nanofabrication et MAPPER lithography. Ils disposent de plusieurs milliers à un million de faisceaux gaussiens. La différence fondamentale entre les deux approches vient de l'énergie d'accélération des électrons, $50keV$ pour l'outil IMS contre $5keV$ pour l'outil MAPPER. De tels équipements permettent la très haute résolution de la lithographie électronique tout en améliorant nettement le débit des outils actuellement disponibles, à faisceau unique.

Dans le cadre de ce projet, le LETI a fait l'acquisition d'un outil MAPPER, installé en juillet 2009. Le LETI doit évaluer cet équipement et développer des procédés permettant sa bonne intégration dans un environnement de type industriel. Outre l'aspect multifaisceaux, cet équipement présente plusieurs innovations technologiques. Parmi elles, la plus significative est la tension d'accélération des faisceaux électroniques. Alors que les équipements de lithographie haute résolution actuels présentent des tensions d'accélération de l'ordre de $50keV$ à $100keV$, MAPPER a choisi

une basse tension d'accélération, à $5keV$. Cette option a été prise notamment pour limiter les effets d'échauffement du substrat, susceptibles de générer des problèmes de distorsion des motifs.

Ce choix constitue une rupture technologique, la résolution de la lithographie électronique ayant toujours progressé grâce à l'accroissement de l'énergie d'accélération du faisceau. C'est l'objet de cette thèse que de comprendre les implications d'une lithographie électronique basse énergie sur la lithographie, afin de répondre à plusieurs points :

- Résolution atteignable. Existe-t-il une nouvelle limitation, due à l'équipement ou à l'interaction électron-matière ?
- Impact sur la rugosité des motifs. Est-elle liée à la taille du faisceau, à des effets statistiques induits par la variation de la dose ?
- Impact sur la vitesse d'exposition. Quelles sont les doses d'exposition adaptées à la basse énergie, quel débit peut être attendu ?
- Propriétés de l'exposition parasite due à l'interaction des électrons avec le substrat. Quelle est son extension spatiale à basse énergie, son intensité, son impact sur la lithographie ?

Pour ce faire, ce travail a consisté en une comparaison de résultats lithographiques obtenus avec une haute et une basse énergie d'accélération des électrons, entre $50keV$ et $5keV$, et à identifier les mécanismes permettant d'interpréter ces différences.

Le premier chapitre de ce mémoire établit un état de l'art de la lithographie et met en perspective l'intérêt d'une lithographie électronique multifaisceaux basse énergie.

Les mécanismes physico-chimiques liés à l'interaction électron-matière ainsi que les techniques de caractérisation utiles à notre étude sont présentés dans le chapitre 2. La notion de "procédé résine" est introduite. Les raisonnements développés dans ce mémoire s'appuient sur ces éléments.

La suite du mémoire s'attache à répondre à la problématique du sujet de cette thèse. Ceci est développé dans le chapitre 3.

Il s'agit tout d'abord de comprendre si la tension d'accélération des électrons du faisceau est susceptible d'influencer la résolution atteignable avec un procédé résine donné, dans la gamme de variation de tension étudiée.

Par ailleurs, un des avantages connus de la basse énergie est la plus faible dose d'exposition nécessaire (nombre d'électrons à déposer dans la résine), qui conduit à un gain en temps d'écriture. Une évaluation précise de cette variation est utile à la comparaison que nous souhaitons établir entre haute et basse énergie.

La rugosité des flancs de motifs exposés en lithographie électronique est un paramètre important de la qualité d'un procédé lithographique. Une forte rugosité impacte négativement les performances des transistors. Sa dépendance à la dose d'exposition est connue. Puisque cette dose varie avec la tension d'accélération des électrons, il est également attendu que la rugosité de bord de motifs en dépende. Cela doit être évalué et interprété.

Les électrons ne perdent pas de l'énergie simplement lors de leur première traversée du film de résine. Ils ont une probabilité non négligeable d'être en quelque sorte réfléchis par le substrat vers la résine, à des distances plus ou moins grandes. Il s'agit de la rétrodiffusion. Cela crée une exposition parasite pouvant perturber la lithographie. Il s'agit des effets de proximité, que l'on sait en partie corriger pour les outils actuels. La distribution de l'énergie ainsi perdue dans la résine dépend de l'énergie d'accélération des électrons. Il est utile de quantifier ces différences de distribution pour mieux corriger le bruit généré. Dans notre étude, il s'agit de comprendre si la correction de ces effets pourra être aussi efficace à basse énergie qu'à plus haute énergie.

Le quatrième chapitre de ce mémoire concerne plus précisément l'outil MAPPER. Il s'appuie largement sur l'étude préliminaire et les conclusions qui y sont tirées quant aux différences entre une lithographie à $5keV$ et à plus haute énergie : dose d'exposition, rugosité, réflexion des électrons par le substrat, etc.

Les "procédés résine" développés à basse énergie avec le VB6 HR (outil de lithographie électronique à faisceau unique) ainsi que les méthodes de caractérisation physiques étudiées dans le chapitre précédent ont été utilisés pour vérifier le bon fonctionnement de l'outil MAPPER et caractériser ses performances (taille et uniformité des faisceaux). Il était important de disposer de procédés haute résolution à $5keV$ pour que la limite de résolution observée soit celle de l'outil et non celle du procédé résine.

Enfin les résultats de l'étude préliminaire puis les premières observations obtenues sur l'outil MAPPER ont été mis à profit pour améliorer la lithographie électronique à $5keV$ de cet équipement. Plusieurs pistes permettant d'améliorer le résultat lithographique sans modifier l'équipement ont été testées avec succès, notamment en tirant partie de la basse énergie.

Table des figures

1.1	Procédé planar	2
1.2	Définition des rugosités LER et LWR	7
1.3	Exemple de fenêtre de procédé	8
1.4	Objectifs fixés par l'ITRS pour la lithographie de DRAM	9
1.5	Solutions technologiques envisagées par l'ITRS	10
1.6	Architecture du VB6 HR	12
1.7	Schéma de la colonne électronique du VB6 HR	13
1.8	Champs d'écriture	15
2.1	Interaction entre un faisceau d'électrons incidents et un atome	24
2.2	Représentation schématique des mécanismes d'insolation lors d'une lithographie électronique. a) Cas d'une résine négative (HSQ par exemple). b) Cas d'une résine positive (PMMA par exemple).	26
2.3	Exemple : hydrolyse du THP en milieu acide	28
2.4	Réticulation du HSQ sous faisceau électronique	29
2.5	Dégradation de le PMMA sous faisceau électronique	30
2.6	Interactions électron-matière	31
2.7	Courbes de contraste	32
2.8	Exemple de spectre d'absorption infrarouge d'un film de résine HSQ	34
2.9	Trajectoires électroniques obtenues par simulation Monte Carlo (CASINO©)	35
2.10	Effets relativistes sur les électrons	36
2.11	Section efficace de diffusion d'un électron incident dans un matériau cible	38
2.12	Variation du taux de rétrodiffusion d'un matériau en fonction de son poids atomique moyen	40
2.13	Évolution de la probabilité d'erreur d'écriture selon le nombre d'électrons déposés par pixel	41
2.14	Perte d'énergie d'un électron incident en fonction de son énergie d'accélération	44
2.15	Parcours maximal d'un électron dans le silicium en fonction de son énergie initiale	44
2.16	Dépôt d'énergie dans l'empilement résine-substrat	48
2.17	PSF	48
2.18	PSF obtenues avec SCELETON, CASINO et MCNP	51
2.19	Exposition linéaire pour déterminer la PSF	55
2.20	Détermination expérimentale de α et β par la méthode de surexposition d'une ligne	57
2.21	Effets de proximité dans un réseau de lignes	59
2.22	Illustration des effets de proximité	60
2.23	Principe de la méthode GHOST	61
2.24	Prédiction du résultat lithographique à partir des courbes expérimentales	65

2.25	Influence de paramètres expérimentaux sur le profil après développement	66
3.1	Exemples de courbes de contraste	76
3.2	Variations de la sensibilité des résines en fonction de l'énergie d'accélération du faisceau	77
3.3	Exemples de courbes d'absorption infrarouge en fonction de la dose d'exposition pour des tensions d'accélération du faisceau fixées	83
3.4	Mise en évidence de la variation du taux de réticulation de la résine sous exposition électronique, par spectrométrie infrarouge - cas du HSQ	85
3.5	Mise en évidence de la variation du taux de réticulation de la résine sous exposition électronique, par spectrométrie infrarouge - cas du PMMA	86
3.6	Observation indirecte de la variation du nombre de liaisons modifiées en fonction de l'énergie déposée dans la résine	88
3.7	Variation de l'épaisseur de résine en fonction de l'énergie absorbée par la résine	90
3.8	Exemple de simulation simplifiée	96
3.9	Variations de la rugosité au cours de nos expériences et comparaison avec la simulation	99
3.10	Dissociation de l'impact du bruit dû à la dose d'exposition ($1/\sqrt{N}$) d'une part et de la taille du faisceau d'autre part sur la LER	100
3.11	Exemples de régression linéaire pour le calcul des paramètres de PSF	101
3.12	Variation de l'écart type β de distribution des rétrodiffusés	102
3.13	Comparaison des résultats obtenus avec ceux de la littérature	103
3.14	Impact de l'énergie du faisceau incident sur les électrons rétrodiffusés	104
4.1	Prototype MAPPER installé au LETI	112
4.2	Schéma de la colonne électronique de l'outil de lithographie multifaisceau développé par <i>MAPPER lithogrpahy</i>	113
4.3	Calcul du profil des motifs exposés avec MAPPER après développement	121
4.4	Impact d'un fond continu d'énergie sur le profil obtenu	122
4.5	Prévision du dépôt d'énergie dans différents motifs	124
4.6	Distance focale optimale	126
4.7	Évolution de la taille des faisceaux	127
4.8	Distribution des tailles de faisceau (exposition n°121)	127
4.9	Distribution des tailles de faisceau en fonction de leur position sur la plaquette (exposition n°121)	129
4.10	Distribution des tailles de faisceau (exposition n°231)	129
4.11	Profils de ligne et dispersion de la largeur en fonction du procédé HSQ	133
4.12	Impact du contraste sur la lithographie d'un réseau dense de lignes de $32nm$	134
4.13	Impact de la dose d'exposition sur l'incertitude de largeur de ligne (réseau dense de lignes de $32nm$)	134
4.14	Impact de la stratégie d'exposition sur le dépôt d'énergie dans la résine	136
4.15	Impact du substrat sur la PSF	138
4.16	Impact de l'épaisseur de carbone amorphe sur la quantité d'énergie rétrodiffusée	141
4.17	Gravure de $100nm$ de carbone amorphe avec masque de $40nm$ de HSQ	142

La lithographie - vers la haute résolution et le fort débit

Sommaire

1.1	La lithographie	2
1.1.1	La lithographie, au cœur du procédé planar	2
1.1.2	Les techniques de lithographie	3
1.1.3	Caractérisation des performances lithographiques	6
1.1.4	Les jalons fixés par l’ITRS	8
1.2	La lithographie électronique	9
1.2.1	Principe de fonctionnement	10
1.2.2	Les différentes approches	11
1.3	Vers une lithographie électronique multifaisceaux	17
1.3.1	Comparaison photolithographie - lithographie électronique	18
1.3.2	Le projet <i>MAGIC</i>	18
1.3.3	MAPPER - le choix de la basse énergie	19
1.3.4	Lithographie électronique basse énergie : application au multifaisceaux	19
1.3.5	Objectifs de l’étude	20

L’industrie de la micro-électronique a connu un développement prodigieux en l’espace d’un demi siècle. Depuis l’invention du circuit intégré en 1958, la surface des transistors a été diminuée d’un facteur 2 tous les 3 ans. Ceci a entraîné une miniaturisation des circuits intégrés et une diminution du coût d’un transistor. Il a ainsi été possible de les utiliser dans un nombre toujours plus grand d’applications. Poussé par ces avancées, le marché du semi-conducteur a été multiplié par trois tous les 8 ans. Une histoire de la micro-électronique est disponible sur le site internet [Matherat, 2010].

La lithographie consiste à reproduire l’information d’un motif dans une résine, en vue de la transférer dans un substrat par des procédés de gravure, implantation ou dépôt. Il s’agit d’une étape clef de la réalisation de tout dispositif en micro-électronique puisque son pouvoir de résolution fixe les dimensions minimales qu’il est possible d’atteindre. Les différentes techniques de lithographie aujourd’hui disponibles sont présentées dans ce chapitre, ainsi que la manière dont leurs performances sont caractérisées.

La lithographie électronique est l’une des techniques de lithographie actuellement utilisées. Elle a été étudiée lors de ce travail de thèse. Nous nous focaliserons donc naturellement plus

particulièrement sur cette approche. Son principe de fonctionnement ainsi que les variantes de cette technique sont présentés.

La dernière section s'attache à un procédé de lithographie électronique particulier, la lithographie électronique multifaisceaux. Cette technologie est actuellement supportée par le projet européen MAGIC, dans lequel s'inscrit cette thèse.

Un outil développé par *MAPPER lithography* est évalué dans le cadre de ce projet. Son installation au LETI en juillet 2009 a motivé le travail de thèse sur la basse énergie présenté dans ce mémoire. Une introduction à cet outil est donnée. Ce chapitre se conclut sur une présentation circonstanciée du sujet de la présente thèse : "la lithographie électronique basse énergie, application au multifaisceaux", à la lumière des enjeux décrits auparavant.

1.1 La lithographie

La lithographie est un élément incontournable nécessaire à la création d'un circuit intégré. Elle en fixe la résolution. Il s'agit donc d'une technique capitale en micro-électronique.

Le procédé planar est aujourd'hui utilisé pour réaliser les circuits intégrés. Ce procédé en lui-même ainsi que l'intégration de la lithographie en tant qu'étape de ce procédé sont définis. Une revue de différentes techniques de lithographie aujourd'hui disponibles est ensuite donnée. Il existe plusieurs critères évaluant une lithographie, dont certains seront utilisés dans ce manuscrit. Ils sont présentés dans cette section. Enfin les critères définis par l'ITRS (*International Technology Roadmap for Semiconductor*) [Wilson, 2010], servant de jalons à l'industrie de la micro-électronique en général, et à la lithographie en particulier, sont discutés, de même que leurs implications quant au choix des futures technologies.

1.1.1 La lithographie, au cœur du procédé planar

Le procédé planar consiste dans un premier temps à transférer des motifs dans un film fin de résine. Différents vecteurs d'information peuvent être utilisés, selon la technique de lithographie utilisée. L'information est stockée dans la résine par modification locale de la chimie de celle-ci. Ensuite un trempage dans un bain, le développement, permet de révéler les motifs, de façon analogue à ce qui se passe en photographie.

Le film de résine révèle ainsi les motifs exposés. Il sert de masque lors de l'étape suivante (gravure, dépôt ou implantation). Ainsi les motifs sont-ils transférés dans le matériau sous-jacent. Les étapes de ce procédé sont représentées dans la figure 1.1.

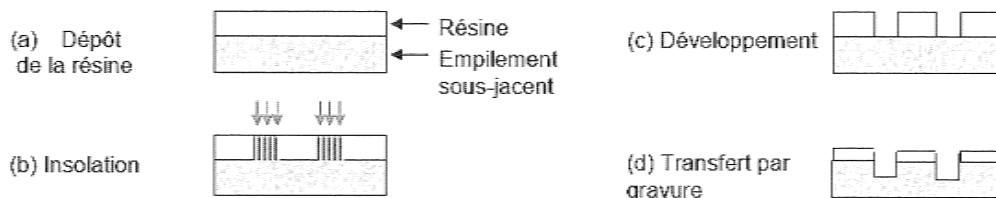


FIGURE 1.1: Procédé planar. Ce schéma est tiré de [Landis, 2010]. Le procédé planar se décompose en quatre étapes élémentaires : le couchage de la résine, son exposition, son développement puis la gravure des motifs dans le matériau sous-jacent.

La création d'un circuit intégré se fait par répétition de ces opérations élémentaires, lithographie puis gravure, dans les matériaux adaptés. La lithographie fixe les dimensions minimales atteignables pour les dispositifs constituant un circuit intégré.

1.1.2 Les techniques de lithographie

Il existe plusieurs techniques de lithographie. La plus couramment utilisée aujourd'hui dans l'industrie est la photolithographie. La lithographie électronique est essentiellement utile à l'écriture de masques utilisés par la photolithographie. D'autres techniques de lithographie émergent aujourd'hui dans le but de combiner fort débit et haute résolution.

La photolithographie

Une description détaillée de cette technique de lithographie peut être trouvée dans le chapitre [Bandelier et al., 2010] de l'ouvrage [Landis, 2010] par exemple. C'est aujourd'hui la technique la plus communément employée dans l'industrie de la micro-électronique. Elle combine un fort débit et une haute résolution.

Le vecteur d'information permettant le transfert des motifs dans la résine est le photon. Un large faisceau de lumière passe au travers d'un masque de quartz. Les motifs en chrome sont imprimés sur ce masque. Ils bloquent les photons et créent un ombrage. Une lentille permet alors de réduire la taille de l'image d'un facteur 4. Les motifs présents sur le masque sont ainsi reproduits à une échelle 1/4 dans la résine par modification chimique de celle-ci sous l'action du flux de photons. La résolution du masque n'est donc pas un facteur limitant.

La limite de résolution R due à la diffraction d'un équipement de photolithographie donné est calculée selon le critère de Rayleigh :

$$R = 0,61 \frac{\lambda}{n \sin \theta} \quad (1.1)$$

où λ est la longueur d'onde de la lumière et NA l'ouverture numérique.

$$NA = n \sin \theta \quad (1.2)$$

où θ est l'angle d'ouverture de la dernière lentille du système et n l'indice de réfraction du milieu. Ce critère permet d'expliquer le sens des améliorations apportées à cette technologie.

L'amélioration de ces différents paramètres a permis de repousser la limite de résolution de la photolithographie.

Longueur d'onde Elle a été diminuée au fil des années afin de limiter la diffraction et donc d'améliorer la résolution.

- *Deep Ultra Violet* (DUV) - $\lambda = 193nm$: il s'agit de la longueur d'onde actuellement utilisée dans l'industrie. Elle fonctionne avec une optique transmissive en verre dans l'air. L'indice n a aussi été amélioré par l'exposition de la résine dans un environnement liquide. Il s'agit de la photolithographie par immersion.
- *Extrem Ultra Violet* (EUV) - $\lambda = 13,5nm$: cette technologie est actuellement poussée afin d'atteindre de très hautes résolutions. Son fonctionnement est basé sur une optique réfractive dans le vide. Les équipements EUV actuellement développés présentent un défaut d'intensité de la source lumineuse. Le chapitre [Besacier et al., 2010] est consacré à cette technologie innovante dans [Landis, 2010].

La difficulté consiste à trouver pour chaque nouvelle longueur d'onde des sources suffisamment intenses pour permettre de forts débits.

Angle d'ouverture Les équipementiers ont travaillé sur des angles d'ouverture de la lentille finale plus grands. L'information contenue dans le masque est alors mieux reproduite.

Photolithographie en immersion Un indice de réfraction n plus fort permet de limiter le phénomène de réfraction aux interfaces. On peut aujourd'hui passer de $n = 1$ dans l'air à $n = 1,65$ dans certains fluides [Bandelier et al., 2010]. Il en résulte une amélioration de l'ouverture numérique NA qui permet une plus haute résolution. Techniquement, l'espace entre la dernière lentille et la résine est rempli d'un liquide d'indice de réfraction n . Cette technique est sensible à des défauts dus à la présence de bulles ou de particules. Elle est aujourd'hui utilisée par l'industrie pour résoudre des motifs de $45nm$ et $32nm$.

Correction des effets de proximité ou OPC (*Optical Proximity Effect Correction*). L'information contenue dans les ordres de diffraction du masque n'est pas intégralement transmise du fait de l'ouverture numérique limitée. La correction des effets de proximité consiste en une modification géométrique des motifs du masque pour compenser la perte d'information.

Tant les équipements que les techniques d'amélioration de la résolution tendent à être de plus en plus complexes à mesure que la résolution est poussée.

La lithographie électronique

Le lecteur pourra se reporter au chapitre [Constancias et al., 2010] du livre [Landis, 2010] pour une présentation détaillée de cette technique. La lithographie électronique, ou EBL (*Electron Beam Lithography*), est essentiellement utilisée aujourd'hui pour créer les masques utilisés ensuite en photolithographie. Elle permet également l'écriture directe, ou sans masque. Les motifs sont directement transférés dans la résine utile à l'étape ultérieure de gravure, sans passer par la photolithographie. Cela est utile à tester des dispositifs en avance de phase, car il n'est alors pas nécessaire de fabriquer des masques coûteux.

Les premiers outils de lithographie électronique sont issus de la microscopie électronique.

La lithographie électronique consiste à balayer un fin faisceau d'électrons en surface de la résine. De même que les photons en photolithographie, ces électrons vont modifier localement la chimie de la résine, de sorte que l'étape de développement révélera les motifs.

La limite de résolution des outils de lithographie électronique a pour origine la taille du faisceau. La résolution atteignable est de l'ordre de grandeur de cette sonde. La tendance jusqu'à aujourd'hui a été à l'augmentation de la tension d'accélération des électrons afin de limiter l'impact de la charge d'espace dans le faisceau et donc de diminuer la taille du faisceau. Cela permet par ailleurs de limiter l'élargissement du faisceau dans la résine.

La diffusion d'un électron dans la matière se fait sur une distance plus ou moins grande, selon son énergie d'accélération initiale. Un certain nombre d'électrons sont susceptibles d'être réfléchis par le substrat dans la résine. Cela crée une exposition parasite qu'il convient de corriger, en ajustant les doses d'exposition en chaque point du dessin. C'est la technique de correction des effets de proximité, ou PEC (*Proximity Effect Correction*).

Le principal inconvénient de la lithographie électronique actuelle réside dans son très faible débit en comparaison de la photolithographie. Ceci a pour origine le fait qu'en photolithographie une large surface de résine est exposée en quelques milli-secondes, alors qu'en lithographie

électronique il est nécessaire de balayer le faisceau sur l'ensemble des motifs à exposer. Des techniques de lithographie électroniques émergentes se proposent cependant d'atteindre des débits aussi forts que ceux de la photolithographie. Elles sont introduites dans la section suivante.

La lithographie par faisceau ionique

Le chapitre [Gierak, 2010] est consacré à cette technique de lithographie dans l'ouvrage [Landis, 2010]. Elle est basée sur le même principe de fonctionnement que la lithographie électronique, à ceci près que c'est un faisceau d'ions focalisés qui est balayé en surface de la résine. De même que pour la lithographie électronique, les premiers équipements à faisceau d'ions focalisés ont été développés pour la microscopie. Il existe des outils à faisceau gaussien ou à faisceaux formés.

Cette technologie a les mêmes avantages et inconvénients que la lithographie électronique : sans masque, haute résolution (sous les $10nm$ [Kubena et al., 1991]), pas limitée par la diffraction mais faible débit et coûteuse. Elle a deux avantages sur la lithographie qui sont la plus grande sensibilité des résines aux ions qu'aux électrons (ce qui conduit à améliorer le débit) et un plus faible niveau de rétrodiffusion.

La difficulté de trouver des sources ioniques fiables constitue un inconvénient par rapport à la lithographie électronique, de même que la nécessité d'utiliser des films plus fins de résine. De plus, les ions étant plus lourds que les électrons, ils sont susceptibles de détériorer d'avantage le substrat.

Cette technique est utilisée en laboratoire et non pas dans l'industrie.

La lithographie par nano-impression

La lithographie par nano-impression, ou NIL (*NanoImprint Lithography*) est une technique développée plus récemment, en 1996 [Chou et al., 1996]. Elle est actuellement en phase de développement. Elle fait partie des technologies envisagées aujourd'hui pour succéder à la photolithographie dans les années à venir.

Cette technologie est basée sur des masques gravés. Les motifs ne sont pas réalisés en chrome, mais constituent des creux dans le masque. Ce masque est réalisé par lithographie électronique puis par gravure. Il est pressé contre une résine de sorte que celle-ci remplisse les motifs du masque. La résine est ensuite réticulée par des photons ou un échauffement du film.

La résolution que cette technique autorise est la même que celle du masque, c'est-à-dire celle de la lithographie électronique. Des motifs de dimensions inférieures à $10nm$ ont été rapportés dans la littérature [Austin et al., 2004]. Son débit est par contre largement supérieur puisqu'une surface aussi large que le masque peut être imprimée en une fois.

Il existe néanmoins un certain nombre de problèmes à l'origine d'une forte défektivité :

- Contamination du masque. Cette technique implique un contact entre le masque et le film de résine. Des résidus de résine peuvent adhérer au masque, générant des défauts dans les lithographies ultérieures. Il est donc nécessaire de nettoyer régulièrement le masque, ce qui conduit à terme à le dégrader.
- Bulles d'air. De l'air peut se trouver piégé entre le masque et la résine et créer des défauts.
- *Overlay*.

La lithographie par nano-impression trouve des applications dans l'ensemble de la nanofabrication : dispositifs électroniques, optiques, photoniques, MEMS, etc.

Dépôt assisté par pointe AFM

La lithographie par dépôt assisté par pointe AFM, ou DPN (*Dip Pen Nanolithography*), a été présentée en 1999 [Piner et al., 1999]. Elle en est aujourd'hui au stade de la recherche en laboratoire. [Ginger et al., 2004] est un article détaillé portant sur cette technologie.

Cette technique consiste à déposer des molécules le long du passage d'une pointe AFM proche de la surface d'un substrat. La pointe est recouverte de molécules à déposer, tandis qu'un film liquide est présent en surface du substrat. Le long de son passage la pointe dépose des molécules.

Cette technologie est particulièrement lente, puisque le matériau est déposé pratiquement molécule par molécule. Ce mode de dépôt permet par contre une excellente résolution. De nouveaux dispositifs se proposent aujourd'hui de solutionner le problème de débit en montant une série de pointes en parallèle [Ginger et al., 2004].

La lithographie par projection

Des techniques de lithographie par projection sont actuellement étudiées. Citons par exemple le projet SCALPEL (*scattering with angular limitation projection electron beam lithography*) [Harriott, 1997].

La lithographie électronique ainsi que ionique peuvent se faire par projection. Un faisceau large traverse un masque, ou *stencil*, dans lequel les motifs sont représentés. Les zones non absorbantes sont constituées soit de membranes fines n'absorbant qu'une faible partie des particules incidentes, soit de trous dans le masque.

Cette technique, inspirée de la photolithographie, a pour avantage de ne pas être limitée par la diffraction. Par ailleurs elles permettent de dépasser la limite de débit liée au balayage du faisceau.

1.1.3 Caractérisation des performances lithographiques

La lithographie est caractérisée par un ensemble de critères. Une partie d'entre eux est présentée ici.

Des paramètres de caractérisation plus amont que ceux qui sont présentés dans cette sous-section existent. Ils seront présentés dans le chapitre 2.

La dimension critique

La dimension critique, ou CD (*Critical Dimension*) correspond à la largeur des motifs exposés. Dans ce manuscrit, il peut s'agir d'une largeur de ligne, de tranchée ou du diamètre de trou de contact ou de plot. Elle est généralement mesurée par microscopie électronique (CD SEM) pour sa rapidité de mesure.

La rugosité

La rugosité des bord des motifs nuit aux performances électriques des dispositifs créés, tels que les transistors [Kim et al., 2004].

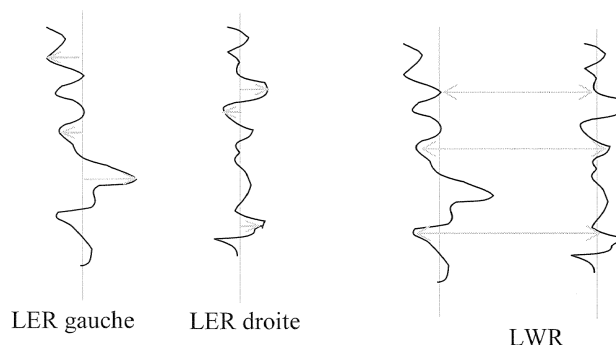


FIGURE 1.2: Définition des rugosités LER et LWR ; schéma tiré de [Jouve et al., 2010].

Elle est générée lors de la lithographie. Il existe plusieurs types de rugosité. En lithographie la rugosité généralement prise en compte est celle que l'on trouve le long des bords de lignes. Deux définitions existent :

- LER (*Line Edge Roughness*) : il s'agit de la rugosité de bord d'une ligne.
- LWR (*Line Width Roughness*) : il s'agit de la rugosité de la largeur de la ligne.

Ces rugosités sont calculées à 3σ , où σ est l'écart type des mesures. Il existe une relation entre LER et LWR : $LWR = \sqrt{2}LER$. LER et LWR sont représentées dans la figure 1.2.

La rugosité est généralement lissée par l'étape ultérieure de gravure [Austin et al., 2004]. L'ITRS fixe pour objectif une rugosité maximale tolérable de l'ordre de 10% du CD.

L'uniformité des CD

L'uniformité des dimensions critiques, ou CD_u , quantifie la dispersion des valeurs de largeurs de motifs mesurées pour un même motif, dans un lot d'expériences comparables. Il s'agit souvent de la dispersion observée sur une même plaque, en différentes localisations. Elle est en général donnée à 3σ .

C'est un paramètre important car il traduit directement la dispersion des propriétés électriques des transistors.

Fenêtre de procédé

Les dimensions à atteindre pour un motif donné subissent des variations expérimentales. Il est possible de définir une marge ΔCD à l'intérieur de laquelle ces variations sont acceptables pour le bon fonctionnement d'un dispositif donné. Pour la micro-électronique, le critère est $\Delta CD = 10\%$ à 3σ .

Afin de caractériser la robustesse d'un procédé donné, des tests sont effectués par variation de la distance focale F de la dernière lentille en photolithographie, et par variation de la dose d'exposition D (cf. glossaire) en photolithographie ou lithographie électronique. La dose D et la distance focale F varient autour du couple de valeurs permettant de développer les motifs aux dimensions visées.

La fenêtre de procédé correspond à la variation de dose D ou de distance focale F telles que l'on obtienne une valeur de largeur de motif de $CD \pm \Delta CD$. Plus la plage de variation de distance

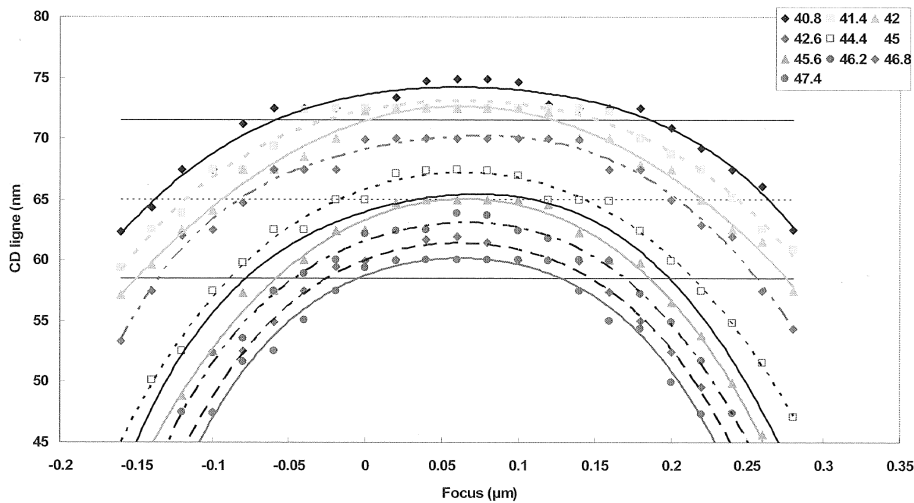


FIGURE 1.3: Exemple de fenêtre de procédé. Ce schéma est issu de [Jouve et al., 2010].

focale et de dose d'exposition est large, plus le procédé est robuste. Un exemple de fenêtre de procédé liée à la latitude en distance focale est donné dans la figure 1.3 (courbes de Bossung). La fenêtre de procédé pour des lignes de 65nm à $\pm 10\%$ est délimitée par les droites horizontales.

1.1.4 Les jalons fixés par l'ITRS

L'ITRS (*International Technology Roadmap for Semiconductor*) [Wilson, 2010] est constituée d'un ensemble de documents fixant des objectifs techniques à atteindre pour soutenir la croissance de l'industrie de la micro-électronique. Ils sont rédigés par un groupement d'experts.

Ces critères sont définis pour les différentes étapes de réalisation d'un circuit intégré, notamment pour la lithographie. La figure 1.4 montre par exemple les objectifs arrêtés en 2009 pour les dimensions d'un dispositif particulier, les DRAM (*Dynamic Random Access Memory*). On constate qu'une décroissance continue des dimensions de ces composants est prévue. En parallèle l'erreur tolérée sur ces dispositifs diminue au fil des années. Des nouvelles solutions technologiques à même de répondre à de tels besoins sont en cours de développement.

Différentes solutions techniques sont envisagées par l'ITRS pour pousser encore la résolution de l'étape de lithographie¹. Elles sont présentées dans le graphique de la figure 1.5. Les chiffres indiqués à gauche de ce schéma indiquent le nœud technologique, en nanomètres. Les courbes verte et bleue correspondent respectivement aux dimensions critiques qui devront être atteintes pour les mémoires *flash* et DRAM. À mesure que les dimensions diminuent, les techniques de lithographie à utiliser changent.

À partir de la dimension critique 16nm (nœud 16nm), aucune solution optique conventionnelle n'est envisagée. Une réelle rupture technologique est donc attendue pour soutenir le besoin de diminution des dimensions de l'industrie de la micro-électronique.

Les techniques présentées dans ce graphique sont :

- *193nm immersion* : photolithographie à 193nm en milieu liquide
- *double pattern* : cette technique permet d'améliorer la résolution avec un outil donné, au prix d'une complexification des étapes technologiques (plusieurs étapes de lithographie et de gravure). La résolution est alors liée à l'épaisseur de dépôt d'un matériau et non plus

1. http://www.itrs.net/Links/2009ITRS/2009Chapters_2009Tables/2009_Litho.pdf

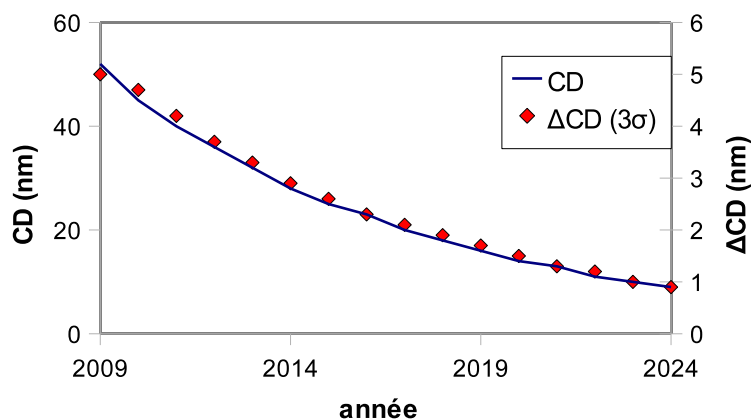


FIGURE 1.4: Objectifs fixés par l’ITRS pour la lithographie de DRAM. L’ITRS fixe une décroissance continue des dimensions des DRAM, partant de 52nm en 2009 pour atteindre 9nm en 2024. En parallèle la variation des CD doit être mieux contrôlée, passant de 5nm à $0,9\text{nm}$.

à l’équipement de lithographie. [Wikipedia, 2010] présente un article bien référencé sur ce sujet. Des résolutions de 32nm ont été obtenues avec cette technique à partir d’une photolithographie 193nm [Bailey et al., 2007].

- *multiple pattern* : il s’agit d’une prolongation de la technique de *double pattern*
- ML2 : *Mask Less Lithography*, lithographie électronique (cf. section 1.2), ou lithographie sans masque
- *imprint* : il s’agit de ce que nous avons désigné sous le nom de nano-impression
- *directed self assembly* : il s’agit d’un auto-assemblage. Certains polymères, traités dans des conditions particulières sont capables de former des structures périodiques de faibles dimensions [Liang et al., 2002], qui peuvent être mises à profit d’une lithographie
- *interference lithography* : lithographie par interférence. La résolution est obtenue par interférence d’ondes lumineuses, et non plus par passage de la lumière au travers d’un masque [Carter et al., 2003]

La suite de ce manuscrit va se concentrer sur une technologie particulière, parmi toutes celles qui seront peut être appelées à soutenir un jour le besoin en résolution de l’industrie de la micro-électronique. Il s’agit de la lithographie électronique, et plus particulièrement de la lithographie électronique multifaisceaux. C’est l’objet de la prochaine section.

1.2 La lithographie électronique

Les premières lithographies électroniques ont été effectuées à partir de microscopes électroniques à balayage modifiés. Cette technologie existe depuis les années 1960. Elle est très utilisée aujourd’hui dans les laboratoires du fait de sa très haute résolution et de sa souplesse d’utilisation. Son emploi dans l’industrie est cantonné à la fabrication de masques pour la photolithographie. L’écriture directe de motifs dans la résine est trop lente avec les outils disponibles jusqu’à aujourd’hui pour pouvoir être appliquée à une échelle industrielle.

Plusieurs solutions sont pourtant envisagées afin d’aller au delà des limites actuelles de cette technologie en terme de débit, tout en conservant son net avantage de très haute résolution. Différentes approches sont présentées dans cette section. Certaines visent à prendre la relève de

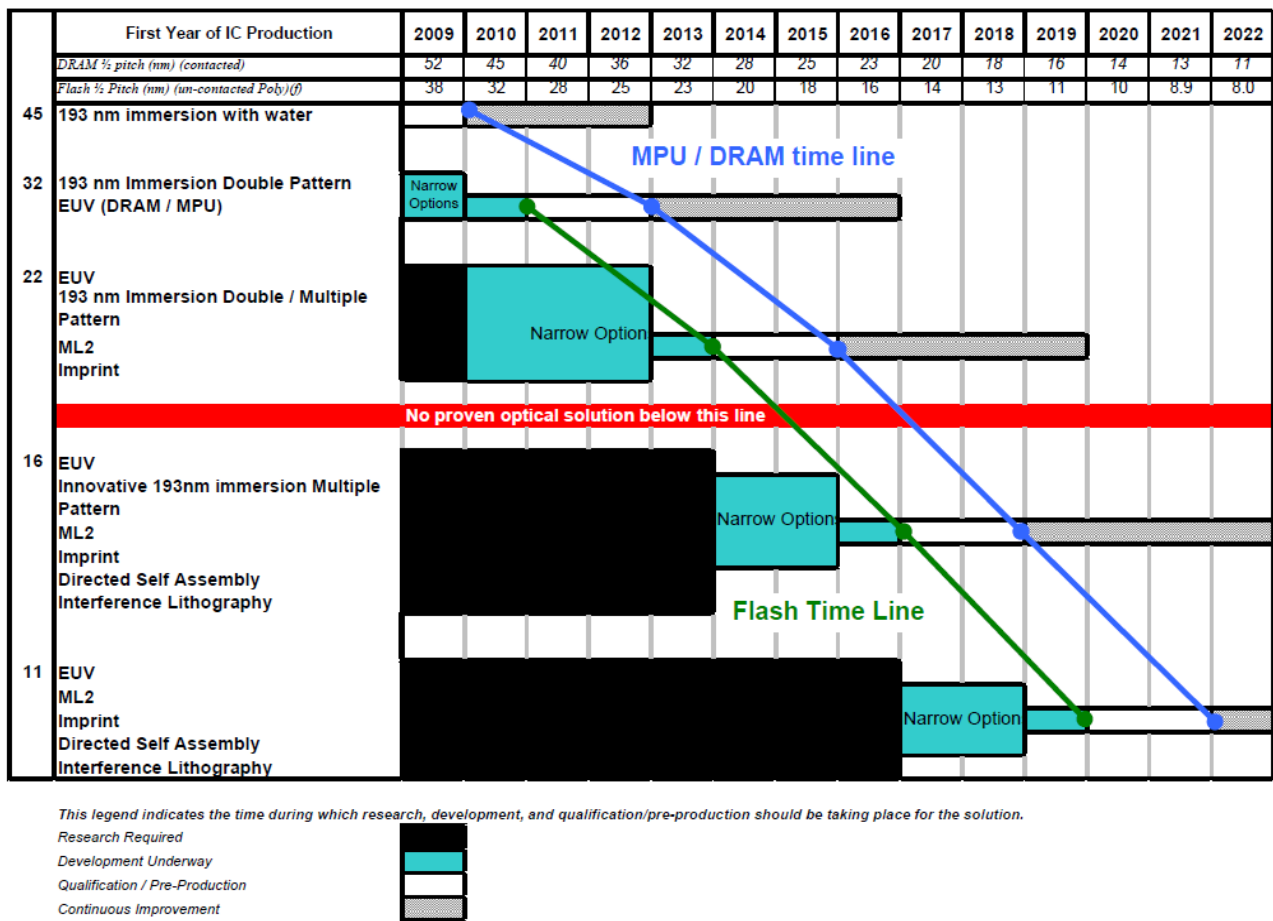


FIGURE 1.5: Solutions technologiques envisagées par l’ITRS. Différents outils sont susceptibles de permettre des avancées plus fortes encore en terme de résolution. [Wilson, 2010]

la photolithographie pour la production industrielle.

1.2.1 Principe de fonctionnement

Quel que soit le type d’équipement de lithographie électronique, le principe de fonctionnement de la lithographie électronique reste le même. Tout équipement de lithographie électronique est composé d’une colonne électronique. Son rôle est de focaliser le faisceau d’électrons. Ce faisceau est balayé en surface de la résine, là où il doit l’exposer. Plus le faisceau est large, moins la résolution de l’équipement est bonne.

Une description détaillée d’un équipement de lithographie est donnée dans la sous-section 3.1.1. Il s’agit d’un outil usuel, à un faisceau d’électron gaussien. Les principes généraux de fonctionnement restent les mêmes pour les autres outils de lithographie électronique. Nous allons dans la suite nous intéresser à différentes approches.

1.2.2 Les différentes approches

Il existe différents types d'outils de lithographie électronique. Chaque nouvelle approche a toujours le même objectif : conserver la qualité de haute résolution de la lithographie électronique et augmenter son débit.

La lithographie électronique à un faisceau gaussien

C'est une technique initialement développée à partir de la microscopie électronique à balayage.

Elle a une très forte résolution. Le VB300 de Vistec affiche par exemple une résolution de $3nm$ à $5nm$ à $100keV$. C'est le type d'équipement qui est utilisé pour réaliser des études en laboratoire.

Le VB6 HR de Leica correspond à ce type d'équipement. Il a été utilisé lors de cette étude. Son fonctionnement est détaillé dans cette sous-section, pour illustrer le fonctionnement d'un outil de lithographie électronique à faisceau gaussien.

Le VB6 HR (*VB* est l'acronyme de *Vector Beam* et *HR* celui de *High Resolution*) est un équipement de lithographie électronique à faisceau gaussien. Il fut installé fin 1996 au LETI. Il s'agit d'un équipement à la frontière entre le monde industriel et le monde de la recherche en laboratoire. En effet il permet une relative automatisation des expositions.

Cet outil est conçu pour des expositions à des énergies de $20keV$, $50keV$ et $100keV$. La tension d'accélération utilisée usuellement au LETI est de $50keV$. Elle permet l'exposition de réseaux denses (largeurs de lignes et d'espaces égales) de lignes de 40 à $50nm$. Pour mener à bien notre étude en énergie, la tension d'accélération du faisceau a été descendue jusque $5keV$. Puisqu'il ne s'agit pas de conditions de travail prévues par l'équipementier, le VB6 HR ne permet pas d'exposition haute résolution à $5keV$. Sa colonne électronique n'est pas adaptée à la formation d'un faisceau fin à basse énergie. Il n'est pas possible de résoudre des réseaux denses de lignes plus fines que $100nm$ à $200nm$.

Les données techniques de cette partie sont issues du manuel Leica©[Leica©, 2005].

Le VB6 HR est un outil de lithographie électronique *vector scan* à faisceau gaussien, c'est-à-dire que seules les zones à exposer sont balayées. Le détail de l'architecture du VB6 HR est donné dans la figure 1.6.

Les différents modules. Un module de chargement est à l'interface entre l'environnement de la salle blanche et la chambre d'exposition. Des vannes l'isolent de la chambre d'exposition lors des étapes de chargement ou de déchargement. La plaquette à exposer est préalablement fixée sur un support. Celui-ci est usiné de sorte qu'il puisse être très précisément chargé dans les niches prévues à cet effet. Un sas à dix positions permet de charger simultanément sous vide 10 plaques de $200mm$ de diamètre.

Lors du chargement la pression dans cette chambre est élevée jusque la pression atmosphérique. Ensuite le vide est amené progressivement au niveau du vide de la chambre d'exposition, de quelques 10^{-7} à $10^{-6}mbar$. Les vannes sont alors ouvertes pour permettre le transfert des portoirs vers la chambre d'exposition, via un sas intermédiaire. L'opération inverse est réalisée lors du déchargement des plaques. Un robot charge ou décharge un portoir à la fois, dans la chambre d'exposition.

Les réglages du faisceau (focalisation, astigmatisme) sont effectués dans la chambre d'exposition à partir d'une analyse du signal des électrons rétrodiffusés. Des marques octogonales en or de quelques microns de large situées en des positions connues de chaque portoir sont gravées à

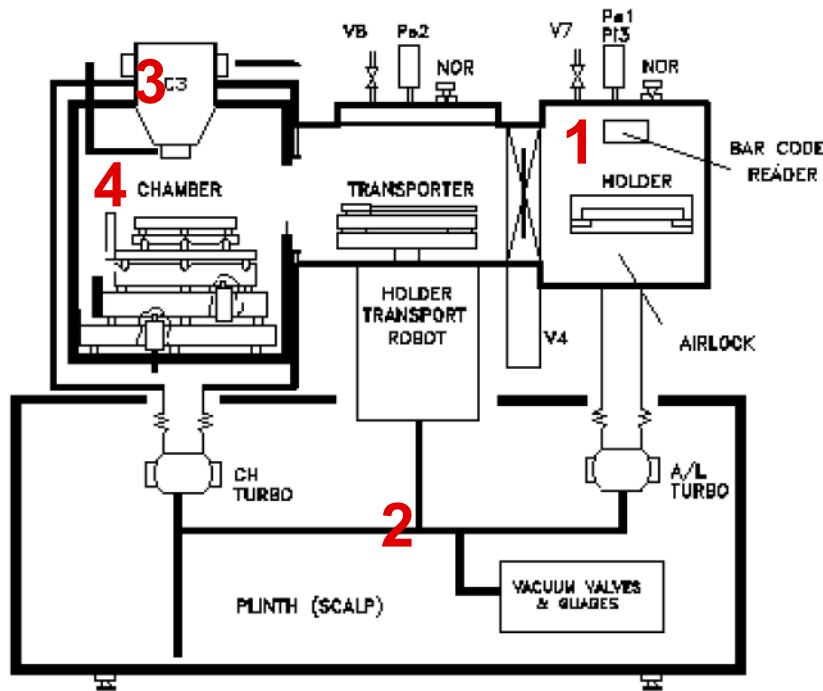


FIGURE 1.6: Architecture du VB6 HR. Ce schéma est issu du manuel opérateur de Leica [Leica©, 2005]. Différentes parties de la machine sont identifiées. 1. Chambre de chargement des plaquettes. C'est l'interface entre l'environnement de la salle blanche et la chambre d'exposition. La plaque à exposer y est chargée sur un portoir adapté. 2. Système de pompage. Une pompe turbo-moléculaire permet une première phase de pompage après l'insertion de plaques dans la chambre de chargement. Une seconde pompe est également utilisée pour le pompage de la chambre d'exposition. Un vide de quelques 10^{-7} à $10^{-6}mbar$ y règne. Cela correspond à un libre parcours moyen des électrons de plusieurs centaines de mètres. 3. Colonne électronique. Le faisceau d'électrons est focalisé et défléchi lors de son passage dans la colonne électronique. Le courant d'électrons est réglé par modification des tensions d'alimentation de différents éléments de la colonne électronique. 4. Chambre d'exposition. Le support y est chargé pour que l'échantillon soit exposé.

cet effet. Le faisceau d'électrons est balayé sur ces marques. Un détecteur d'électrons rétrodiffusés permet de reconstituer un signal vidéo sur un écran de contrôle. Un déplacement mécanique permet d'atteindre la majeure partie de la surface d'un substrat chargé ($150 \times 160mm^2$) avec une précision de quelques microns. Un système interférométrique contrôle ces déplacements avec une précision de quelques nanomètres.

L'équipement est placé sur un système qui absorbe les vibrations venues du sol. Étant données les dimensions des motifs à exposer, il est essentiel de contrôler précisément les vibrations mécaniques qu'il subit.

Un système de pompage classique est asservi à l'Ebeam : pompage primaire, turbomoléculaire et ionique près de la colonne électronique. Un vide de l'ordre de $10^{-7}mbar$ est atteint dans la colonne et dans la chambre. Le vide est poussé jusqu'à $10^{-9}mbar$ au niveau de la source afin d'augmenter la durée de vie et la stabilité de la cathode.

La machine est contrôlée par une interface informatique. Elle vérifie que l'ensemble des paramètres (vide, synchronisation des éléments, position de la plaquette...) soient conformes au bon

fonctionnement de l'équipement. Elle permet l'ajustement des propriétés du faisceau d'électrons (intensité, tension d'accélération, focalisation...). Elle interprète les données définissant les motifs à exposer en terme de dimensions, de position et de dose d'exposition.

La colonne électronique. La colonne électronique est l'élément clef de cet outil. Un schéma de la colonne électronique du VB6 HR est présenté dans la figure 1.7.

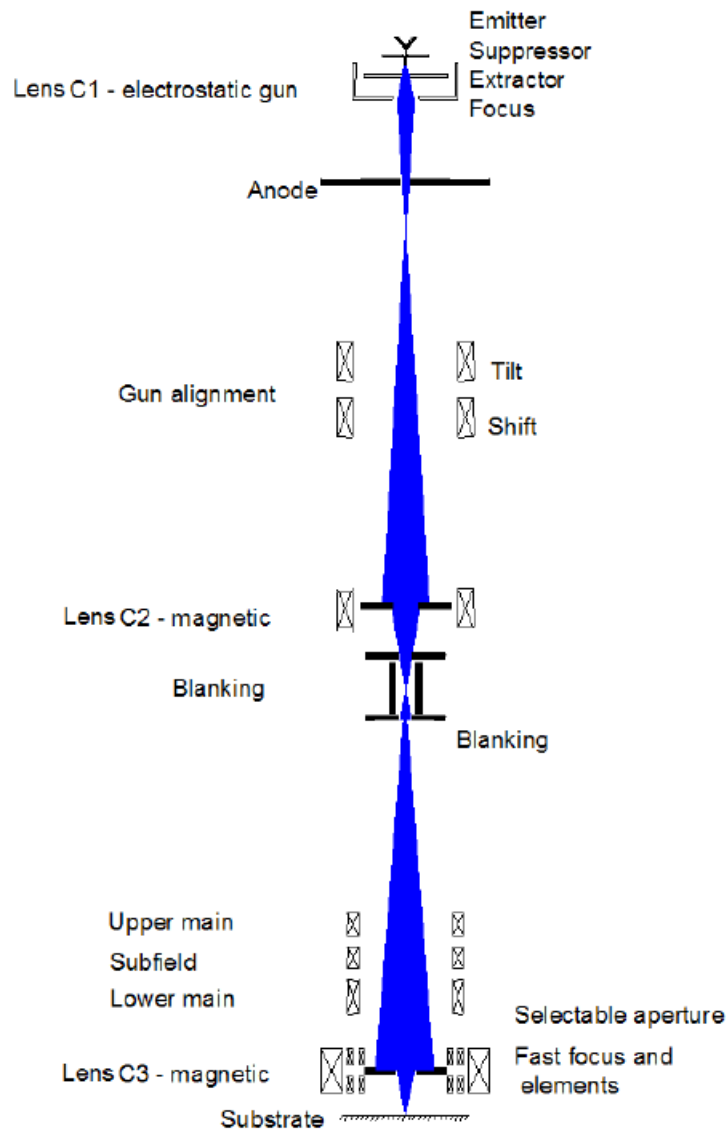


FIGURE 1.7: Schéma de la colonne électronique du VB6 HR. Ce schéma est tiré du manuel opérateur du VB6 HR [Leica©, 2005]. Les électrons sont générés par une source à émission de champ assistée thermiquement. Il s'agit de tungstène recouvert d'une couche d'oxyde de zirconium. Le faisceau est aligné avec l'axe optique de la colonne électronique à l'aide de bobines magnétiques. Un jeu de diaphragmes limite la divergence du faisceau. Des déflecteurs permettent de défléchir le faisceau hors de l'axe optique de la colonne, afin de respecter les motifs à exposer. Enfin le faisceau est focalisé. Cela permet d'atteindre la haute résolution.

Un canon à électrons génère le faisceau. Les électrons sont arrachés à la cathode. Elle consiste

en une pointe formée par un filament de tungstène enrobé d'une couche d'oxyde de zirconium. Une électrode antibruit entoure la cathode pour éliminer les émissions parasites. Une autre électrode, l'extracteur, génère un champ électrique. Les électrons du filament sont portés à un niveau d'énergie élevé par échauffement thermique. Les électrons sont accélérés hors du filament par effet Schottky. Une source virtuelle de quelques nanomètres est créée. Les électrons sont accélérés vers l'extracteur et le traversent. Une électrode située entre l'extracteur et l'anode focalise le faisceau. Puis les électrons sont accélérés vers l'anode. La cathode est portée à la tension de fonctionnement choisie par l'utilisateur (de $-20kV$ à $-100kV$ en mode normal de fonctionnement, haute résolution).

Le faisceau d'électrons passe ensuite au travers de deux bobines de déflexion magnétique. Elles jouent sur l'inclinaison et le décalage du faisceau. Le but est d'obtenir un faisceau aligné sur l'axe optique de la colonne électronique.

La divergence du faisceau est réduite par un jeu de diaphragmes disposés tout au long de la colonne. La dernière ouverture traversée par le faisceau permet de régler son angle de convergence au niveau du substrat. Il existe des diaphragmes de $400\mu m$ et de $800\mu m$ sur le VB6 HR installé au LETI. Une plus large ouverture conduit à une densité de courant et une taille de faisceau plus grandes. Des tables donnent, pour certaines valeurs de courant la taille de faisceau correspondante en fonction de la tension d'accélération et du diaphragme utilisés (voir paragraphe 17.9 du manuel opérateur LEICA [Leica©, 2005]).

Plusieurs lentilles assurent la formation du faisceau : deux lentilles magnétiques ($C2$ et $C3$) et une lentille électrostatique ($C1$). Cette dernière lentille est principalement utilisée pour la source. La lentille $C2$ est un condenseur magnétique. L'association de $C1$ et $C2$ forme une lentille de grossissement. Le point de focalisation de $C2$ est constant, permettant à la densité de courant et à la focalisation d'être à peu près constantes au niveau du substrat lorsque la taille du faisceau est modifiée. $C3$ est une lentille objectif. Elle assure l'essentiel de la focalisation du faisceau en surface de la plaquette. La distance de travail de cette lentille finale au substrat est de $42mm$.

Le faisceau doit être régulièrement interrompu par déflexion hors de la plaquette, pour ne pas insoler la résine lorsque l'on passe d'un champ d'écriture à un autre par exemple. Le système de coupure électrostatique du faisceau est nommé *blanker*. Il s'agit de défléchir le faisceau hors de l'axe optique de sorte qu'il soit bloqué par la paroi d'un diaphragme et n'atteigne pas la surface de la résine.

Une bobine de réglage fin de la focalisation est placée au sein de la lentille finale. Elle vise à régler plus précisément la focalisation du faisceau, à l'ajuster aux variations de hauteur du substrat et à corriger rapidement la focalisation au cours de la déflexion du faisceau.

Un ensemble de bobines est utilisé pour régler l'astigmatisme du faisceau. Elles assurent à la fois une correction statique et dynamique, lors de la déflexion du faisceau.

Champs d'écriture La déflexion du faisceau permet de dessiner les motifs dans la résine. Le faisceau est défléchi perpendiculairement à l'axe optique de la colonne, dans des directions orthogonales x et y du plan de la résine. Elle est assurée par un ensemble de bobines magnétiques. Elles sont situées entre les condenseurs et la lentille finale $C3$. La déflexion doit être haute fréquence, avec une grande précision sur la position. Pour ce faire le système de déflexion est constitué de deux sous-systèmes de bobines magnétiques. Les déflexions de champ principal et de sous champ sont ainsi distinguées.

Un champ principal est exposé à position fixe du substrat. Il correspond à la surface que peut balayer un faisceau sans présenter de déformation significative du bord au centre. Le faisceau est défléchi par les déflecteurs principaux dans chaque sous-champ. Le balayage précis des faisceaux

à l'intérieur des sous-champs se fait par des déflecteurs plus précis. La figure 1.8 illustre ce découpage.

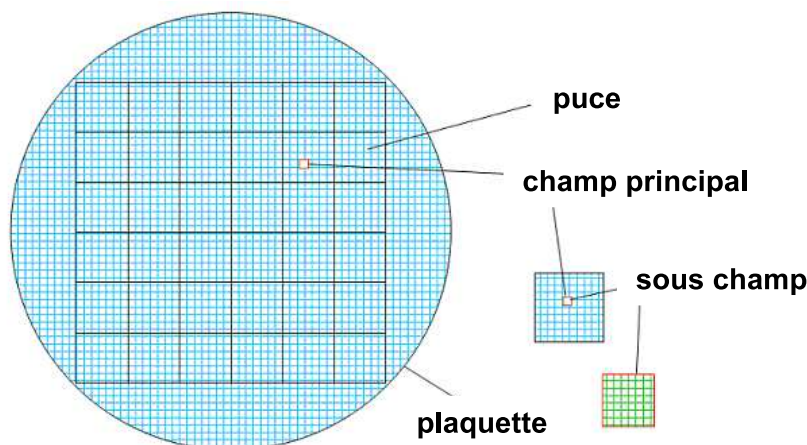


FIGURE 1.8: Champs d'écriture. Les motifs à exposer sont contenus dans des puces. Des champs principaux d'écriture sont définis dans la surface de la plaquette. Chacun est divisé en sous champs.

Ces champs d'écriture sont définis par l'utilisateur, à l'intérieur de bornes dépendant des critères de conversion numérique du générateur de motifs (résolution et mémoire). À 50keV , l'unité de résolution minimale est de 5nm . C'est la valeur généralement choisie lors d'une exposition. La largeur des champs d'écriture est calculée à partir de cette résolution, connaissant la mémoire du convertisseur analogique-numérique. Elle est de 16bits sur le VB6 HR. Le champ principal d'écriture a alors pour largeur maximale $2^{16} \cdot 5\text{nm} = 327,68\mu\text{m}$. Chaque champ principal est divisé en 2^{12} sous champs. La largeur d'un sous champ est dans ce cas $328/2^6 = 5,12\mu\text{m}$. Lors de nos expériences, l'unité de résolution choisie était de 10nm et les tailles de champs de $300\mu\text{m}$. Cette dimension de l'unité de résolution est appropriée à la taille du faisceau, qui est de l'ordre de 30nm à 50keV ([Brewer, 1980] par exemple recommande un rapport de deux entre la taille du faisceau et l'écart entre points d'écriture successifs). Le fait de conserver ces mêmes paramètres pour toutes les énergies d'accélération du faisceau a évité de recréer des bases de données pour chaque courant.

Dose d'exposition. La dose d'exposition par unité de surface dépend du courant I du faisceau et de la fréquence F de balayage selon l'équation suivante :

$$D = \frac{I}{F \cdot R^2} \quad (1.3)$$

où R est l'unité de résolution (distance entre points d'exposition successifs) du masque à exposer. L'équation 1.3 permet de vérifier que la fréquence d'exposition est fixée par la dose, le courant et l'unité de résolution. Elle est inversement proportionnelle au temps d'écriture. Pour une dose et une unité de résolution donnée, le courant doit être maximisé pour augmenter la fréquence, et donc gagner en temps d'exposition. Il existe une fréquence maximale d'écriture. Sur le VB6HR elle est de 25MHz . Pour optimiser le temps d'écriture, il convient donc de régler le courant de faisceau conduisant à cette fréquence d'écriture, pour une dose et une unité de résolution données.

Le courant du faisceau est mesuré dans une cage de Faraday collectant l'ensemble du courant. Cette cage est située dans la table supportant l'échantillon, dans la chambre d'exposition. La cage de Faraday est située à la même hauteur que le substrat. Un pré-amplificateur et une électronique de sélection de gamme d'amplification y sont adjoints. [Leica©, 2005] indique que la mesure du courant est précise sur une large gamme de courants, allant de moins de $50pA$ à plus de $200nA$. Nous avons respecté cette gamme lors de nos expériences.

Détection du signal des électrons rétrodiffusés et mesure de taille de faisceau. Le signal des électrons rétrodiffusés permet de réaliser de nombreux réglages de la colonne électronique (alignement du faisceau, focalisation, astigmatisme). Il est également utilisé dans les routines automatiques de réglages fins. Pour ce faire le faisceau balaie une marque en or octogonale placée sur le portoir. Un contraste en intensité des rétrodiffusés dû à la différence de masse atomique entre l'or et le silicium du support apparaît alors.

Le signal d'électrons rétrodiffusés est mesuré à l'aide d'un détecteur d'électrons rétrodiffusés à photo-multiplication. Il est constitué de quatre scintillateurs positionnés au bout de quatre fibres optiques, perpendiculairement les uns par rapport aux autres. Ils sont placés à proximité du point d'impact du faisceau. Les fibres conduisent le signal optique à des tubes photo-multiplicateurs. Le signal pris en compte correspond généralement à la somme des signaux de chacun des quatre scintillateurs. Il est cependant possible de ne s'intéresser qu'au signal d'un scintillateur à la fois.

Un balayage de la marque octogonale permet d'estimer la largeur du faisceau. Cette marque est scannée perpendiculairement à trois bords successifs. Les positions où l'intensité des rétrodiffusés est à 30% et 70% du maximum sont enregistrées. La déconvolution du signal électronique mesuré permet de remonter à la largeur à mi-hauteur du signal rétrodiffusé, pour un profil gaussien [de Araújo et al., 2009]. La contribution de la pente de la marque en or doit ensuite être retranchée par cette formule :

$$d_f = \sqrt{d_m^2 - d_p^2 - d_b^2} \quad (1.4)$$

où d_f est la largeur du faisceau, d_m est la largeur mesurée, d_p la contribution de la pente du bord du motif et d_b la contribution du bruit sur la position du faisceau. Cette dernière est négligeable. La moyenne des valeurs d_m obtenues est prise comme étant la largeur du faisceau. Le manuel utilisateur du VB6HR précise que cette méthode de mesure convient à des faisceaux d'au moins $30nm$ de largeur [Leica©, 2005]. Il s'agit d'une mesure *knife edge* [de Araújo et al., 2009].

La lithographie électronique à faisceau formé

Cette fois le faisceau électronique n'est pas gaussien. Un jeu d'ouvertures permet de lui donner une forme géométrique particulière, typiquement un rectangle. Les dimensions de ces rectangles sont adaptées aux motifs à exposer. La surface exposée lors d'un balayage du faisceau est bien plus grande que celle d'un faisceau gaussien. Il en résulte un gain en temps d'exposition.

La lithographie électronique à faisceau formé (*Shaped Beam*) est principalement utilisée pour fabriquer des masques pour la photolithographie. Elle peut également être utile à la fabrication de petits volumes de produits. Le coût supplémentaire généré par le plus faible débit que la photolithographie est contrebalancé par l'économie réalisée sur le masque. Cette technique a une résolution meilleure que $32nm$ dense.

La lithographie électronique par projection de cellule

Cette technique se rapproche de la photolithographie. Un large faisceau d'électrons est projeté sur un réticule. Ce réticule est microstructuré. Les motifs à exposer consistent en des trous dans le réticule. Ils laissent passer les électrons, de même que les zones sans chrome laissent passer les photons en photolithographie. L'image du réticule est ensuite réduite par un système de lentille puis projetée dans la résine.

Puisqu'une surface plus large de résine est exposée en un temps donné que dans le cas du balayage d'un faisceau, le débit est amélioré. Contrairement à la photolithographie, aucune limite de résolution n'est due à la diffraction.

La lithographie électronique multifaisceaux

Les équipements de lithographie électronique multifaisceaux, comme leur nom l'indique, disposent de plusieurs faisceaux électroniques. Le débit de l'outil est d'autant amélioré que le nombre de faisceaux est grand. La résolution n'est pas impactée par l'écriture en parallèle des faisceaux.

Plusieurs compagnies développent aujourd'hui des équipements multifaisceaux. Certaines ont choisi de travailler sur un multifaisceaux gaussien (IMS Nanofabrication², MAPPER lithography³), tandis qu'une autre développe un multifaisceaux formés (Vistec *Vistec*⁴). KLA-Tencor⁵ pour sa part développe un outil de lithographie électronique multifaisceaux par projection.

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit entre dans le cadre d'un projet européen qui vise à aider au développement d'une lithographie multifaisceaux gaussiens, pour les raisons que nous avons évoquées précédemment : nécessité de trouver une solution alternative à la photolithographie et bonne potentialité de la lithographie électronique multifaisceaux en terme de résolution et de débit. Le cadre plus précis de ce travail de thèse est présenté dans la section suivante.

1.3 Vers une lithographie électronique multifaisceaux

L'ITRS fixe des objectifs de diminution des dimensions des motifs obtenus par lithographie. La technologie actuellement utilisée par l'industrie, la lithographie optique conventionnelle, montre ses limites. Elles sont notamment dues à la diffraction de la lumière. L'ITRS anticipe le besoin d'une rupture technologique à partir de 2014, nécessaire à la poursuite de l'amélioration de la résolution de la lithographie et donc à la croissance de l'industrie de la micro-électronique.

La lithographie électronique est utilisée depuis les années 1960. C'est une technologie mature et éprouvée. L'utilisation d'électrons à la place des photons de la photolithographie éloigne considérablement la limite de diffraction. Il en résulte un très haut pouvoir de résolution. Son faible débit n'a cependant jamais permis son émergence en tant que technique de lithographie utilisée par les industriels pour l'exposition directe de circuits intégrés.

2. <http://www.ims.co.at/>

3. <http://www.mapperlithography.com/>

4. <http://www.vistec-semi.com/>

5. www.kla-tencor.com

La photolithographie ayant jusqu'à aujourd'hui répondu aux exigences de l'industrie de la micro-électronique, les industriels n'ont pas ressenti le besoin d'augmenter les investissements pour améliorer la lithographie électronique. Mais puisqu'il est attendu que la photolithographie ne sera plus à même de répondre aux besoins de très haute résolution, une solution alternative doit être trouvée. C'est dans ce contexte que s'inscrit le développement actuel de la lithographie électronique multifaisceaux. La nécessité de faire émerger une lithographie très haute résolution et haut débit permet aujourd'hui des financements plus élevés qu'auparavant pour le développement d'une lithographie électronique multifaisceaux.

1.3.1 Comparaison photolithographie - lithographie électronique

Il est difficile de comparer l'ensemble des technologies car elles n'en sont pas toutes à un stade proche de l'industrie. Le tableau 1.1 se cantonne à une comparaison entre les deux technologies qui s'adressent à l'industrie : la photolithographie et la lithographie électronique.

L'outil de lithographie électronique multifaisceaux MAPPER se pose en concurrent de la lithographie EUV. Il vise une résolution plus forte pour un débit comparable avec une empreinte au sol plus petite et un coût d'acquisition de l'équipement moindre.

TABLE 1.1: Comparaison photolithographie - lithographie électronique

technologie	résolution	débit	coût	empreinte au sol
DUV	32nm	100 pl./h.	60.10 ⁶ €	10m ²
EUV	< 22nm	100 pl./h.	100.10 ⁶ €	10m ²
Ebeam faisceau gaussien	< 10nm	0,01-0,02 pl./h.	5.10 ⁶ €	1m ²
Ebeam faisceau formé	< 32nm	0,05-0,1 pl./h.	10.10 ⁶ €	2-3m ²
Ebeam multifaisceaux ¹	< 22nm	10 pl./h.	5.10 ⁶ €	1m ²

1.3.2 Le projet MAGIC

Le projet MAGIC⁶ (MAskless lithoGraphy for IC manufacturing) est un exemple de financement visant au développement d'une lithographie électronique multifaisceaux. Ce projet est présenté dans la publication [Pain et al., 2008]. Il est financé par l'union européenne.

Le constat de départ est l'augmentation en complexité et en coût des dernières technologies de photolithographie que sont l'EUV et le *double patterning*. Ce projet vise au développement de la lithographie électronique multifaisceaux pour l'écriture directe. Deux technologies sont évaluées et mises en concurrence dans ce projet :

- *IMS Nanofabrication*⁷ [Eder-Kapl et al., 2006, Klein et al., 2008, Klein et al., 2010] est une compagnie Autrichienne qui développe un outil multifaisceaux fonctionnant à 50keV, avec 2,500 faisceaux aujourd'hui. Leur objectif est d'atteindre le million de faisceaux fonctionnant en parallèle.
- *MAPPER lithography*⁸ [Kampherbeek et al., 2000, Kuiper et al., 2009, Slot et al., 2008, Wieland et al., 2009, Wieland et al., 2010] est une compagnie néerlandaise. Leur outil de lithographie électronique multifaisceaux fonctionne avec une tension d'accélération de 5keV.

1. Les données relatives au multifaisceaux correspondent à la technologie développée par *MAPPER lithography*.

6. http://magic-fp7.org/?page=afficher_news&id=33&PHPSESSID=a537e27dbd4f13903ad9f5dea57bf087

7. <http://www.ims.co.at/>

8. <http://www.mapperlithography.com/>

Il fournira à terme 640,000 faisceaux contre 110 actuellement.

Ce projet encadre et encourage l'émergence d'une lithographie électronique multifaisceaux conservant la haute résolution de la lithographie électronique tout en permettant un fort débit de 10 plaquettes 300mm par heure. Outre le développement des équipements, ce projet a également pour objectif de mettre en place les plateformes nécessaires à l'intégration de tels outils dans un environnement industriel. Un travail sur les résines et les différents logiciels utiles à la bonne utilisation de ces outils, en ce qui concerne la préparation des données et de leur transfert vers les outils de lithographie, ainsi que des corrections des effets de proximité entrent dans le cadre de ce projet.

Les partenaires de ce projet sont :

- Équipements : IMS Nanofabrication et MAPPER lithography
- Préparation de données : Synopsys
- Correction des effets de proximité : Synopsys et Vorarlberg University
- Simulation : Synopsys et Vorarlberg University
- Fabricants semi-conducteurs : Qimonda et ST Microelectronics
- Instituts : CEA-LETI, Fraunhofer Institute (CNT, HHI, ISIT, IZM), IMS-CHIPS
- Fournisseur de résine : Fujifilm
- Partenaire équipement IMS : DELONG instruments
- Métrologie : KLA TENCOR

1.3.3 MAPPER - le choix de la basse énergie

Chacun des équipements est testé par un des deux instituts investis dans ce projet. L'outil développé par IMS Nanofabrication est testé par le Franhofer Institute à Dresde. L'équipement MAPPER est évalué au CEA-LETI à Grenoble.

La présente thèse s'est déroulée au CEA-LETI, c'est pourquoi seule la technologie développée par MAPPER lithography y est étudiée.

Cet outil a été décrit dans plusieurs publications [Kampherbeek et al., 2000, Kuiper et al., 2009, Slot et al., 2008, Wieland et al., 2009, Wieland et al., 2010]. Une partie de ses spécificités sont décrites dans la section 4.1.

La principale différence entre leur outil et celui développé par IMS Nanofabrication est la faible énergie d'accélération des faisceaux électroniques, 5keV contre 50keV. Cela constitue une réelle rupture technologique, puisque la tendance depuis les origines de la lithographie électronique a toujours été à l'augmentation de l'énergie d'accélération des électrons. Ce choix est principalement motivé par le risque d'échauffement de la plaquette de silicium alors que le nombre de faisceaux d'électrons augmente très significativement par rapport à une lithographie électronique usuelle à un faisceau.

1.3.4 Lithographie électronique basse énergie : application au multifaisceaux

Cette thèse s'inscrit dans le cadre du projet MAGIC, plus précisément autour de la technologie MAPPER. L'un des objectifs de ce projet est d'aider à l'intégration des outils de lithographie électronique multifaisceaux dans un environnement de type industriel.

L'outil développé par MAPPER lithography a pour principale originalité une faible tension d'accélération de ses faisceaux électroniques. L'intégration de cet outil dans un environnement de type industriel doit en tenir compte. Les procédés résine doivent être adaptés à ce mode de fonctionnement.

Le LETI ne disposait pas d'une expertise en lithographie électronique basse énergie avant l'arrivée de l'outil MAPPER. Il a donc été nécessaire de mener des études en avance de phase sur cette thématique. Ce travail concerne le développement d'une lithographie électronique basse énergie, dans le but d'intégrer un outil multifaisceaux.

La lithographie électronique basse énergie dans la littérature

Plusieurs expériences de lithographie électronique basse énergie ont été rapportés dans la littérature.

[Peterson et al., 1992] rapporte des résultats de lithographie électronique obtenus avec des tensions d'accélération du faisceau allant de $1keV$ à $15keV$. Des courbes expérimentales présentant la variation de la dose d'exposition sont données tandis que des simulations Monte Carlo sont utilisées pour prévoir la longueur de pénétration des électrons dans la matière. Aucune interprétation physique des résultats n'est donnée.

Une comparaison de lithographies haute ($20keV$) et basse énergie ($1 - 2keV$) est donnée dans [Olkhovets and Craighead, 1999]. Des motifs de différentes tailles exposés à ces tensions sont présentés. Les images CD SEM correspondantes soulignent une différence au niveau du dépôt d'énergie due à la réflexion des électrons sur le substrat. Par ailleurs des simulations sont employées à montrer qu'une meilleure fenêtre de procédé est obtenue à plus basse énergie. Aucune explication n'est donnée quant aux différences physico-chimique induites par ces approches différentes.

Une publication de MAPPER s'est également penchée sur ce sujet [Steenbrink et al., 2008]. Elle compare des lithographies à $5keV$ et à $100keV$. Elle est orientée vers l'amélioration des paramètres importants pour la lithographie, du point de vue des besoins de l'industrie. Y sont discutés les implications d'un changement de tension sur l'uniformité des largeurs de motifs, la fenêtre de procédé, la dose optimale pour répondre à des critères d'uniformité, l'échauffement du substrat. Des critères liés aux performances à atteindre par un équipement sont également donnés, tel que la taille et le courant des faisceaux.

Des études plus éloignées de notre problématique concernent des tensions d'accélération du faisceau électronique très basse, de quelques électron-volts à quelques kilo-électron-volts. Les préoccupations de telles études sont éloignées des nôtres. Elles concernent la fabrication de dispositifs peu usuels et sont essentiellement destinées à décrire ces dispositifs. Aucune explication des différences de ces lithographie basse énergie avec des lithographies électronique à des tensions plus fortes n'est proposée [Marrian et al., 1994, Steffen et al., 1996].

Les travaux antérieurs sont basés sur l'exposition de motifs de haute résolution (lignes par exemple). Ils se cantonnent à une description des résultats, sans analyse. Cette thèse rejoint ces études en ce qui concerne les effets de proximité. Le format étant différent, un raisonnement plus fourni a pu être déroulé. Aucune analyse physico-chimique n'est donnée dans les travaux antérieurs.

1.3.5 Objectifs de l'étude

Cette étude a débuté avant que l'outil MAPPER ne soit disponible au LETI. Elle a été réalisée au départ à l'aide d'un outil de lithographie électronique plus conventionnel, disposant d'un

faisceau gaussien accéléré à $50keV$. L'énergie d'accélération du faisceau de cet équipement a pu être descendue jusque $5keV$, au prix d'une sévère perte de résolution. Des résultats pertinents ont cependant pu être obtenus, à partir de courbes expérimentales ne nécessitant pas de haute résolution.

L'objectif principal de ce travail de thèse est donc d'une part la mise en évidence des différences qui existent entre des lithographies haute et basse énergie (de $50keV$ à $5keV$ dans notre étude) et d'autre part leur compréhension. Cette compréhension doit s'appuyer sur une analyse physico-chimique de l'interaction électron-matière appliquée à la lithographie. Elle aide ensuite à répondre aux objectifs secondaires de cette étude :

- Évaluation des capacités de la lithographie basse énergie, en terme de résolution, de débit, de rugosité, de bruit, etc.
- Définition de procédés résine suffisamment performants pour permettre une caractérisation des performances de l'outil MAPPER (tests d'*acceptance* de l'équipement).
- Mise en place de stratégies permettant de tirer le meilleur parti d'une lithographie électronique basse énergie
- Mise en place de stratégies permettant de tirer le meilleur parti des autres spécificités de l'outil MAPPER.

L'interaction électron-matière en lithographie électronique

Sommaire

2.1	Introduction	23
2.2	La chimie de l'interaction électron-résine	25
2.2.1	Le procédé résine	25
2.2.2	Les résines	27
2.2.3	Impact des électrons	30
2.2.4	Caractérisation chimique de l'interaction électron-matière	30
2.3	La physique de l'interaction électron-matière	34
2.3.1	L'électron	35
2.3.2	Les chocs élastiques	37
2.3.3	Les chocs inélastiques	41
2.4	Les effets de proximité	47
2.4.1	Caractérisation par la fonction d'étalement du point, ou PSF	47
2.4.2	Obtention de PSF par simulation	49
2.4.3	Approximation gaussienne de la PSF	52
2.4.4	Méthodes expérimentales de détermination de la PSF	52
2.4.5	La correction des effets de proximité	58
2.4.6	Notion de contraste en énergie	62
2.5	Actions conjuguées du contraste, de la rétrodiffusion et du bruit grenaille sur la lithographie	62

2.1 Introduction

Le résultat de toute étape de lithographie est évalué selon trois critères :

- la résolution minimale atteignable,
- la vitesse d'écriture, fonction de la sensibilité de la résine aux électrons,
- la rugosité des bords de motifs, qui doit être minimisée pour obtenir une reproduction fidèle du dessin ; une rugosité excessive nuit aux études succédant à la lithographie.

La compréhension de l'interaction électron-matière est essentielle pour interpréter l'impact des paramètres expérimentaux sur ces grandeurs.

Cette interaction a lieu à une échelle microscopique. Nous avons décidé dans ce chapitre de séparer une contribution chimique, à l'échelle des atomes et des molécules, d'une contribution physique, à plus grande échelle. La chimie explique les mécanismes à la base de la modification de la résine, permettant le transfert d'un motif dans le matériau (cf. 2.2). La physique pour sa part interprète les limitations en terme de rugosité ou de résolution dues au parcours des électrons dans la matière (cf. 2.3).

Le schéma 2.1 présente les différents types d'interactions possibles entre un électron et les atomes composant la cible. Le dépôt de l'énergie ne se fait pas de manière idéale, c'est-à-dire pas uniquement sur les motifs directement exposés. Ceci a pour origine une sorte de réflexion des électrons par le substrat, la rétrodiffusion, ainsi que plus généralement par la diffusion des électrons dans la matière. Il est nécessaire de caractériser ces effets, conduisant à ce qui est nommé effet de proximité. Différentes approches de caractérisation existent, par simulation ou expérimentalement. Des outils de simulation utilisés au cours de cette étude sont présentés. Il existe également des méthodes expérimentales. Une méthode particulière a été développée et utilisée pendant cette thèse. Elle est expliquée. Ces caractérisations sont utiles à l'application de corrections. C'est ce à quoi nous allons nous intéresser dans la section 2.4.

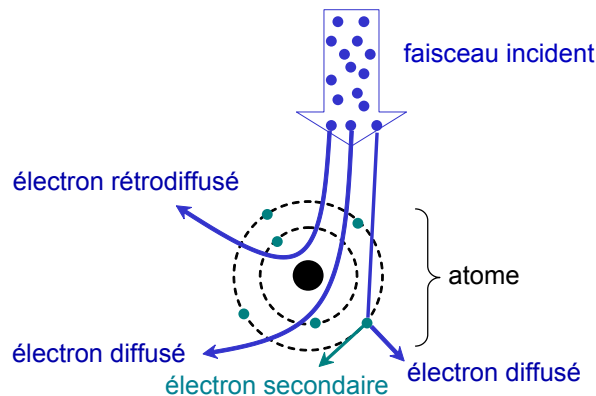


FIGURE 2.1: Interaction entre un faisceau d'électrons incidents et un atome. L'électron incident interagit soit avec le champ électromagnétique généré par le noyau atomique, soit avec les électrons du cortège électronique. Il peut être diffusé vers l'avant, rétrodiffusé vers la résine, ou encore arracher des électrons du cortège électronique. À mesure qu'il rencontre un grand nombre d'atomes, l'électron incident perd son énergie.

Une méthode originale de simulation des profils des motifs obtenus après développement a été mise en œuvre durant cette thèse. Contrairement aux approches usuelles, elle prend en compte à la fois la rétrodiffusion des électrons et le procédé résine. Elle nous a permis de vérifier l'impact de tous les paramètres lithographiques (chimie de la résine, substrat, énergie d'accélération des électrons, dose d'exposition, bruit dû à l'équipement) sur la lithographie (résolution, rugosité, pente et hauteur des motifs après développement).

Terminologie - notion de dépôt d'énergie

L'énergie absorbée par la résine joue un rôle clef dans la lithographie, comme cela apparaît dans l'ensemble de ce mémoire. Les raisonnements s'appuient généralement sur ce paramètre. Le lithographe ne traite jamais l'énergie absorbée par la résine en tant que telle. Le paramètre expérimental lié à cette énergie sur lequel il joue est la dose d'exposition. Elle correspond à un nombre d'électrons déposés par unité de surface.

Afin de faire une analogie entre dose d'exposition et énergie absorbée, nous avons choisi dans ce manuscrit d'utiliser le terme *énergie déposée*, même s'il n'est pas le plus usuel.

2.2 La chimie de l'interaction électron-résine

La lithographie électronique a pour objectif de transférer un motif dans un film de résine. L'information sur le motif est traduite par le déplacement du faisceau relativement au substrat, dans le plan de la résine. Le faisceau d'électrons est le vecteur de cette information. La résine en est le support de stockage. Cette mémorisation se fait par modification de la résine lors du bombardement électronique.

Cette partie concerne les mécanismes de modification chimique de la résine induits par les électrons. Afin d'amener des éléments de compréhension, l'ensemble des étapes élémentaires de traitement de la résine, c'est-à-dire le procédé résine, est introduit. Ce procédé modifie la totalité du film de résine. Les résines employées durant ce travail sont ensuite présentées, ainsi que les réactions chimiques induites par le dépôt d'énergie électronique. Les méthodes de caractérisation du procédé résine employées au cours de cette étude sont introduites.

2.2.1 Le procédé résine

Les résines utilisées en lithographie électronique sont principalement des polymères organiques. L'exposition électronique a pour effet de modifier localement leurs propriétés physiques et chimiques.

Cas des résines non amplifiées

Les résines non amplifiées utilisées dans cette étude sont le PMMA et le HSQ. L'énergie déposée par les électrons conduit à deux réactions opposées dans ces matériaux : cassure et création de liaisons chimiques. Selon le matériau exposé, l'une ou l'autre de ces réactions est prépondérante, ce qui définit la tonalité de la résine. Elle est illustrée dans la figure 2.2.

- Résine négative : l'énergie déposée est essentiellement utile à créer des liaisons chimiques entre chaînes polymères adjacentes. Ainsi le poids moléculaire moyen de la zone exposée est plus élevé que celui de la zone non exposée. Le développement joue ensuite le rôle de discriminant. Un choix judicieux de ses paramètres permet d'éliminer uniquement les zones non exposées, de poids moléculaire plus faible.
- Résine positive : cette fois l'énergie déposée par les électrons sert à rompre des liaisons chimiques dans la résine. Le poids moléculaire moyen diminue dans la zone exposée. Seules ces zones sont dissoutes lors du développement. Les résines positives présentent également une tonalité négative pour de fortes doses d'exposition.

Résines amplifiées

Les résines amplifiées, ou CAR (*Chemically Amplified Resist*), réagissent différemment au flux d'électrons. Des réactions conduisent à remplacer certains radicaux du matériau par des liaisons OH qui vont réagir avec le développeur. Ainsi des zones seront sélectivement éliminées ou non lors du développement.

Les étapes du procédé résine

Un traitement du substrat peut être réalisé avant le dépôt de la résine, en plusieurs phases :

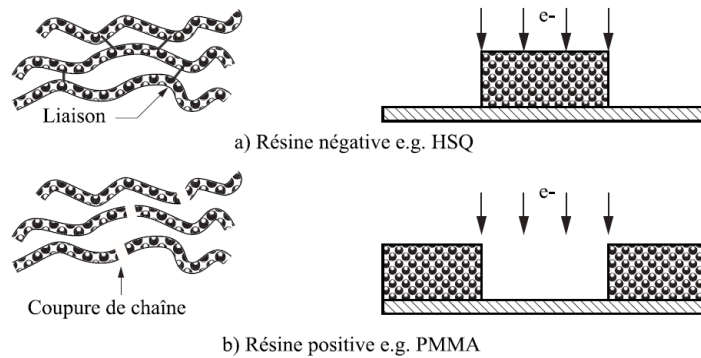


FIGURE 2.2: Représentation schématique des mécanismes d'insolation lors d'une lithographie électronique. a) Cas d'une résine négative (HSQ par exemple). b) Cas d'une résine positive (PMMA par exemple).

- nettoyage de la surface pour éliminer les éventuels contaminants ;
- déshydratation ;
- ajout d'un promoteur d'adhérence favorisant la tenue de la résine sur le substrat.

Le procédé résine proprement dit regroupe l'ensemble des traitements que subit la résine, depuis le couchage jusqu'au développement. Le procédé résine comprend donc une étape de couchage et un développement, complétés de tout ou partie des étapes élémentaires suivantes :

Dépôt de la résine La résine est fournie en solution dans un solvant. Quelques millilitres de cette solution sont déposés au centre de la plaque. L'étalement du matériau se fait par centrifugation. La majeure partie du solvant est évaporée lors de cette étape. L'épaisseur du film de résine résultant dépend de la viscosité de la résine d'une part et de la vitesse de rotation de la plaque d'autre part [Schubert and Dunkel, 2003].

Recuit après couchage ou PAB (*Post Application Bake*). Ce recuit permet d'évaporer le solvant résiduel, de relaxer les contraintes supportées par les chaînes polymères et de densifier le film de résine. Le film de résine est ainsi stabilisé et homogénéisé. Le solvant résiduel est éliminé. La température ne doit pas dépasser un seuil au delà duquel la résine serait dégradée [Tortai, 2004].

Recuit après exposition ou PEB (*Post Exposure Bake*). Cette étape n'est utile que pour les résines amplifiées chimiquement (cf. 2.2.2). Elle initie une réaction catalytique qui permet de déprotéger les groupements inhibiteurs de dissolution [Hinsberg et al., 2001].

Développement Les motifs exposés dans les résines sont révélés. Lorsque la résine est de tonalité négative, la zone non exposée est éliminée. L'inverse se produit avec une résine positive. Le développeur généralement utilisé est une solution aqueuse de tetraméthylammonium, ou TMAH, de concentration volumique typiquement de l'ordre de 2.5%. Selon les paramètres de développement choisis (durée, concentration, développeur, température, agitation ultrasonique), des molécules de poids moléculaire les plus faibles sont éliminées.

Recuit après développement ou *hard bake*. Ce recuit est parfois nécessaire pour durcir la résine. Cela peut être utile pour la rendre plus résistante à la gravure par exemple.

Un procédé résine est caractérisé par la résolution qu'il permet d'atteindre et par la dose d'exposition nécessaire pour un motif donné. C'est en premier lieu fonction du matériau utilisé. Les paramètres du procédé résine jouent cependant un rôle loin d'être négligeable.

Un choix de paramètres favorisant une bonne résolution conduit à une dose d'exposition plus forte. En effet la résolution d'un procédé résine est d'autant plus forte que la différence de poids moléculaire moyen entre zones insolées et zones non insolées est grande. Cela correspond à un meilleur rapport signal sur bruit. Ceci est obtenu avec des doses d'exposition augmentées, conduisant à une plus forte modification chimique des zones exposées. Une méthode expérimentale de caractérisation de la dose d'exposition et de la résolution est introduite dans la partie 2.2.4. L'impact du procédé résine sur ces paramètres y est également discuté.

2.2.2 Les résines

Les résines étudiées dans ce travail peuvent être réparties en deux groupes :

- des résines de type industriel, les CAR (*Chemically Amplified Resists*), ou résines amplifiées chimiquement
- deux résines plus fréquemment rencontrées dans les laboratoires : le HSQ (hydrogen silsesquioxane) et le PMMA (polymethyl methacrylate)

Les CAR sont disponibles en tonalité positive et négative. Le HSQ est une résine négative, tandis que le PMMA est positive. Cette dernière présente une inversion de tonalité (devient négative) pour les très fortes doses d'exposition. Ce manuscrit ne s'intéresse qu'au comportement positif du PMMA.

L'industrie vise des débits aussi forts que possible. Une amélioration du débit a été permise par l'introduction de CAR, ces résines étant développées pour diminuer la dose d'exposition. Seuls ces matériaux sont aujourd'hui utilisés dans l'industrie.

Les propriétés lithographiques du PMMA et du HSQ présentent une grande sensibilité aux paramètres du procédé résine. Ceci a permis de faire varier la dose d'exposition et la résolution du procédé résine, l'absence d'amplification chimique simplifie grandement l'interprétation des résultats. Ces matériaux ont fait l'objet de nombreuses publications scientifiques. Leur composition chimique ainsi que leurs propriétés physico-chimiques sont bien connues. Nous nous sommes appuyés sur ces données pour analyser nos résultats. Elles constituent notre modèle d'étude.

Les doses d'exposition typiques de ces résines sont données à $50keV$, ce qui correspond à une énergie d'accélération des électrons fréquemment utilisée en lithographie électronique.

CAR

Les résines à amplification chimique sont apparues dans les années 70. Un des premiers exemples est donné par [Smith, 1973]. Elles sont principalement développées pour la lithographie optique. Leur sensibilité aux électrons autorise également leur emploi en lithographie électronique.

Des résolutions de $25nm$ ont été rapportées dans la littérature par [Golovkina et al., 2004] et [Shiono et al., 2009] par exemple. Elles ont été obtenues par lithographie électronique et EUV respectivement. Ces résines sont couchées typiquement à des épaisseurs de $100nm$ et permettent des résolutions jusque $30nm$. L'*aspect ratio* (rapport hauteur sur largeur) est alors de 3. La dose d'exposition est de l'ordre de quelques dizaines de $\mu C/cm^2$ à $50keV$.

Au cours de l'exposition d'une résine amplifiée, un catalyseur est généré. Suite à une cascade de réactions, la résine est modifiée localement. Elle devient soluble ou réticule selon sa polarité.

Le procédé résine d'une CAR comprend un recuit après couchage ainsi qu'un recuit après exposition. Les CAR sont développées dans une solution aqueuse à base d'hydroxyde de tetraméthylammonium, ou TMAH, de concentration proche de 2.5%. Un exemple de réaction d'hydrolyse

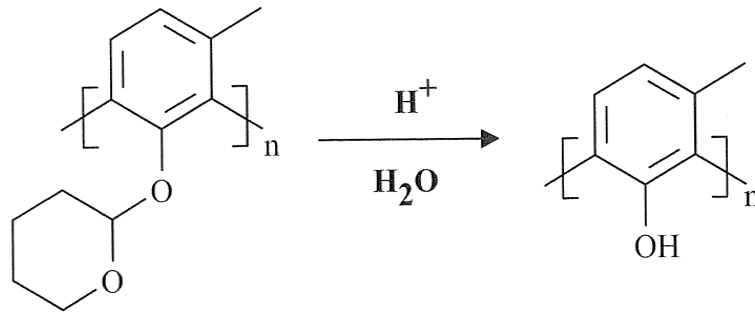


FIGURE 2.3: Exemple : hydrolyse du THP en milieu acide

typique des résines amplifiées est présenté en figure 2.3. Il s'agit de poly(tétrahydropyranyl éther), ou THP [Jouve et al., 2010]. Cette résine étant positive, la partie du polymère exposée sera éliminée lors du développement.

Les liaisons chimiques des chaînes polymères modifiées sont constituées d'atomes de carbone. Des énergies de liaison typiques sont :

- C-H : 4.3eV (413kJ/mol)
- C-C : 3.6eV (348kJ/mol)
- C=C : 6.4eV (838kJ/mol)
- C≡C : 8.7eV (839kJ/mol)

HSQ

Le HSQ, ou hydrogen silsesquioxane, est un matériau initialement développé pour ses propriétés diélectriques par Dow Corning©. C'est une résine inorganique à base de silicium. Un premier article fait état de son utilisation en tant que résine électronique en 1998 [Namatsu et al., 1998a]. Depuis, des motifs de très haute résolution, inférieure à 10nm, obtenus avec ce matériel ont été régulièrement rapportés [Grigorescu and Hagen, 2009, Maile et al., 2000, Word et al., 2003] [Yamazaki and Namatsu, 2004]. De ce fait, le HSQ est aujourd'hui fréquemment utilisée en laboratoire pour la nanofabrication de dispositifs aux dimensions extrêmes. Son instabilité en terme de dose d'exposition [Henschel et al., 2003] ainsi que le solvant non usuel (MIBK, méthylisobutyle cétone) dans lequel il est dilué ont jusqu'à aujourd'hui proscrit toute application industrielle de ce matériau en tant que résine électronique.

La formulation commerciale permet d'atteindre des épaisseurs allant de quelques dizaines à quelques centaines de nanomètres, selon la dilution. Le développement a un impact significatif sur sa sensibilité aux électrons. Celle-ci oscille entre quelques centaines à plusieurs milliers de $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ à 50keV.

Il est possible d'appliquer un recuit PAB et un *hard bake* à cette résine. Le premier recuit vise à éliminer toute trace éventuelle de solvant dans le film. Il permet également de diminuer la dose d'exposition, au détriment de la résolution, en amorçant la réaction de réticulation de la résine [Henschel et al., 2003, Rio et al., 2009b]. Le développement peut se faire dans du TMAH à 2.5% ou plus concentré. Des recherches se sont également orientées vers des développeurs moins conventionnels afin d'améliorer la résolution atteignable [Schmid et al., 2004, Yang and Berggren, 2007].

Le HSQ n'est pas constitué de chaînes polymères, mais de cages de silicium. Celles-ci contiennent

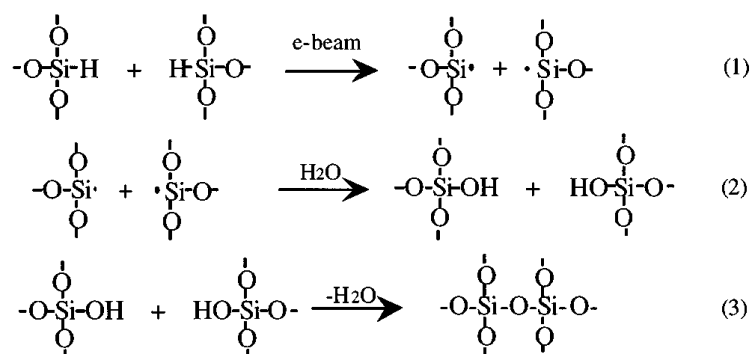


FIGURE 2.4: Réticulation de le HSQ sous faisceau électronique. (1) L'énergie déposée par les électrons permet de rompre des liaisons faibles Si-H. (2) Des groupements OH se lient aux liaisons pendantes. (3) Des liaisons Si-O-Si entre molécules de HSQ se forment, libérant des molécules d'eau. (d'après [Namatsu et al., 1998a])

un nombre de molécules de silicium plus ou moins important. Il en résulte un poids moléculaire variable. Il est augmenté sous insolation électronique. La figure 2.4 montre la réaction de réticulation du HSQ ([Namatsu et al., 1998a]). L'insolation rompt des liaisons Si-H. Des liaisons Si-OH sont ensuite créées. Finalement, suite à la formation de molécules d'eau, des liaisons Si-O-Si relient des cages entre elles.

Les énergies de liaison impliquées lors de l'exposition électronique sont :

- Si-H : 3.1eV (295kJ/mol)
- Si-O : 8.3eV (796kJ/mol)

PMMA

Le polyméthacrylate de méthyle, ou PMMA, est identifié parmi les résines électroniques dès 1969 [Hatzakis, 1969]. Depuis nombre d'articles ont conclu à un pouvoir résolvant inférieur à 10nm [Arjmandi et al., 2009, Chen and Ahmed, 1993, Vieu et al., 2000]. Le PMMA est le plus souvent développé dans un mélange de méthyle isobutyle cétone (MIBK) et d'isopropanole (IPA) en proportions variables. Le fait que ce développeur ne soit pas conventionnel, ainsi que la mauvaise résistance du PMMA à la gravure ont empêché son utilisation dans l'industrie. Il est très sensible à l'abrasion, ou phénomène de *shrink*, lors des inspections par microscopie électronique à balayage (MEB ou CD SEM). Sous l'action des électrons de la sonde, le polymère tend à se rétracter.

Le PMMA peut être développé dans différentes solutions, comme cela est rapporté dans la littérature [Olzierski and Raptis, 2004, Thoms et al., 1998, Yasin et al., 2002]. Sa sensibilité à 50keV varie alors de quelques centaines à plusieurs milliers de $\mu\text{C}/\text{cm}^2$. MicroChem© propose des dilutions conduisant à des épaisseurs après couchage de 100nm à quelques microns. La réaction de dégradation de la résine sous l'action des électrons est détaillée dans [Choi et al., 1988]. L'énergie déposée par les électrons casse des liaisons carbone, réduisant ainsi le poids moléculaire moyen du polymère (cf. figure 2.5, schéma issu de [Choi et al., 1988]).

Les énergies de liaison impliquées sont les mêmes que celles des résines amplifiées.

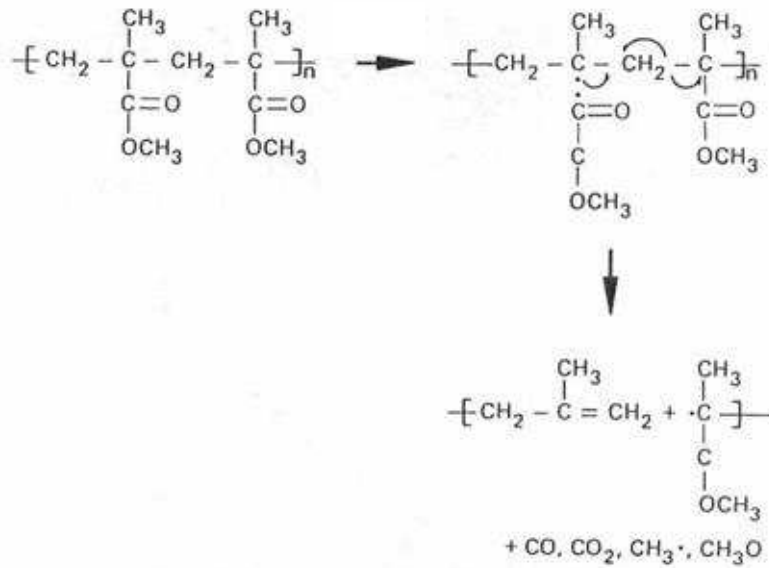


FIGURE 2.5: Dégradation de le PMMA sous faisceau électronique. La chaîne polymère initiale est découpée en trois molécules de poids inférieurs.

2.2.3 Impact des électrons

Lorsqu'un électron accéléré entre en interaction avec la résine, il perd de l'énergie. Plusieurs mécanismes en sont à l'origine :

- Électrons secondaires. Ces électrons sont essentiellement des électrons de valence arrachés aux atomes du matériau traversé. Leur énergie est de l'ordre de 10eV .
- Électrons Auger. Ils sont éjectés après ionisation puis désexcitation d'atomes. Leur énergie est de 10 à 1000eV . Pour des matériaux légers tels que les résines, cette énergie est de l'ordre de quelques dizaines d'eV.
- Cathodoluminescence. Il s'agit d'un rayonnement dans le visible ou proche du visible. Cela se produit après désexcitation d'un atome ayant perdu un électron de valence.
- Rayons X. Ces photons sont plus énergétiques que ceux liés à la cathodoluminescence. Ils ont deux origines. D'une part, ils proviennent du freinage que subissent les électrons incidents traversant le champ électrique des atomes rencontrés. D'autre part, ils sont dus à des désexcitations suite à des ionisations d'électrons des couches profondes des atomes du matériau cible.

L'intensité relative de chacun de ces phénomènes est représentée dans la figure 2.6. L'énergie des liaisons covalentes dans la résine est de l'ordre de quelques électron-volts. Celle des électrons primaires est trois ordres de grandeur plus élevée. Ces électrons sont trop rapides pour casser des liaisons covalentes directement. C'est principalement par le biais des électrons secondaires, les plus nombreux dans la gamme d'énergie efficace, que la modification chimique de la résine est réalisée. Il s'agit d'une interaction non spécifique, puisqu'elle n'est pas initiée directement par les électrons primaires.

2.2.4 Caractérisation chimique de l'interaction électron-matière

Parmi les méthodes disponibles pour caractériser la modification chimique de la résine sous insolation électronique, deux ont été employées dans ce travail. La première est la courbe de

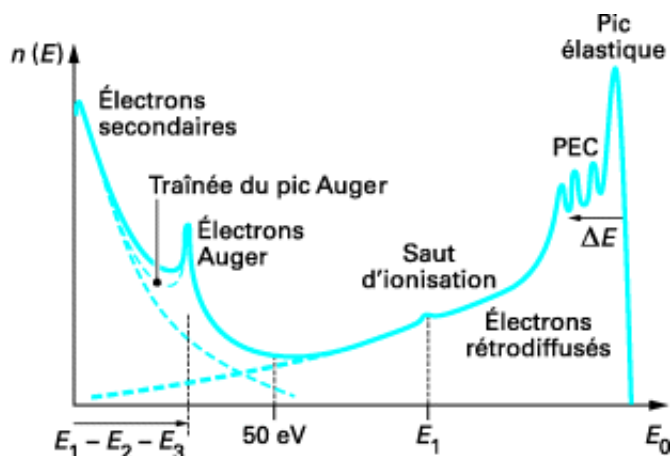


FIGURE 2.6: Interactions électron-matière. Intensité des différents types d'électrons générés lors du passage du faisceau primaire dans la matière. Ce sont les électrons secondaires, ayant une énergie de quelques électrons-volts, qui vont générer ou briser des liaisons chimiques dans la résine. (d'après [Paqueton and Ruste, 2010])

contraste. Elle donne, pour un procédé résine donné, une estimation de la dose d'exposition ainsi que du pouvoir résolvant. Elle est couramment utilisée en lithographie. La seconde, la spectroscopie infrarouge (FTIR, *Fourier transform infrared*), renseigne sur la nature et la quantité des liaisons chimiques dans le film de résine.

La courbe de contraste

La courbe de contraste permet de caractériser la résolution et la sensibilité aux électrons d'un procédé résine. Des motifs plus larges que la distance de rétrodiffusion (cf. partie 2.3.2) sont exposés à des doses croissantes. Il peut s'agir de carrés de $100\mu\text{m}$ de côté à 50keV par exemple. Pour chaque dose, l'épaisseur de résine est mesurée après développement. En traçant la variation de l'épaisseur normalisée en fonction du logarithme de la dose, on obtient des courbes de contraste telles que représentées dans la figure 2.7. Le contraste correspond à la valeur absolue de la tangente de ces courbes en leur point d'épaisseur nulle. La sensibilité de la résine peut être caractérisée par la dose d'électrons nécessaire à obtenir une épaisseur normalisée de 0,5. Ce critère permet de comparer des résines négatives et positives.

Cette courbe permet également de remonter à l'érosion de la résine, ou *dark erosion*. Pour un procédé résine idéal, après développement l'épaisseur des motifs exposés devrait être égale à l'épaisseur du film de résine après couchage pour une résine négative (l'épaisseur des zones non exposées pour une résine positive). Or la résine réticulée n'est pas parfaitement insoluble dans le développeur. Ceci conduit à une perte d'épaisseur de résine, typiquement de l'ordre de quelques nanomètres.

Le contraste a pour expression, à partir des notations introduites dans la figure 2.7 :

$$\gamma = \left| \log \left(\frac{D_1}{D_0} \right) \right|^{-1} \quad (2.1)$$

Le contraste traduit l'impact d'un changement de dose d'exposition sur une résine. Il varie

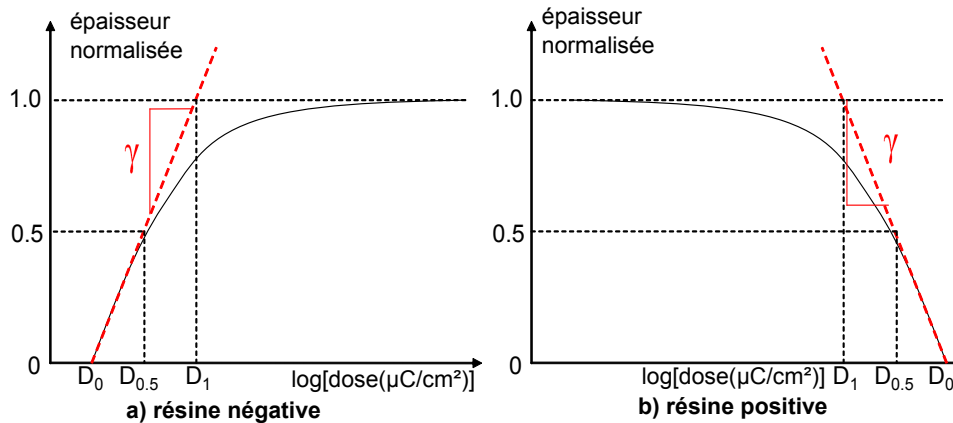


FIGURE 2.7: Courbes de contraste. a) Cette courbe correspond à une résine de tonalité négative. La tangente à partir de laquelle est calculé le contraste est représentée en rouge. Sont identifiés les paramètres caractéristiques de la sensibilité du procédé résine : dose D_0 de début de réticulation, dose D_1 de début de saturation et dose médiane $D_{0,5}$, ainsi que le paramètre de contraste γ . b) Une courbe et des paramètres analogues sont obtenus avec une résine positive.

typiquement de l'unité à dix. De façon analogue à une photographie, plus le contraste est grand, meilleure est la qualité de l'image reproduite. Des procédés résine conduisant à de forts contrastes sont donc recherchés. Un contraste infini conduirait à une courbe en forme de marche. Cela se traduirait par un comportement binaire de la résine. Dans ce cas idéal le motif du masque serait parfaitement reproduit dans la résine. Tout bruit de fond, tel que la rétrodiffusion par exemple (cf. partie 2.3.2), pourvu qu'il soit sous le seuil d'énergie de développement de la résine, serait sans impact sur la lithographie.

Le poids des molécules de la résine impacte la courbe de contraste, et donc la résolution et la sensibilité de la résine [Reichmanis and Thompson, 1989] :

- Poids moléculaire moyen. Plus il est grand, plus la sensibilité est forte si la résine est de tonalité négative. Le contraste est alors dégradé puisque la différence de poids moléculaire entre zone exposée et zone non exposée est moindre. Pour une résine positive, ces tendances sont inversées.
- Dispersion du poids moléculaire. Le contraste est d'autant plus fort que cette dispersion est faible. En effet le poids moléculaire de la zone exposée se distingue alors plus nettement.

Plusieurs paramètres du procédé résine (température, nature du développeur, etc.) peuvent modifier le poids moléculaire moyen et la polydispersité (dispersion de la dimension des molécules) dans le film de résine. Ils modifient donc la courbe de contraste. Considérons une résine négative non amplifiée :

- Recuit PAB. Une température plus élevée conduit à un poids moléculaire moyen plus grand. Il initie la réticulation de la résine. Sa sensibilité est donc plus grande. Introduisant une sorte de fond continu de réticulation, il dégrade le contraste.
- Développement. Un développement plus agressif (forte concentration, temps long, agitation ultrasonique, température élevée du développeur...) est susceptible d'éliminer des molécules de plus fort poids moléculaire. Il nécessite donc une dose d'exposition plus grande. De plus, le contraste en terme de distribution des masses moléculaires entre zone exposée et non exposée est amélioré.

Ces paramètres ont le même effet sur les poids moléculaires dans la résine positive non amplifiée. Par contre leur impact sur la courbe de contraste est inverse puisque cette fois les zones exposées sont éliminées lors du développement. Un fort recuit PAB a tendance à diminuer la sensibilité de la résine et à améliorer le contraste. Une étape de développement moins agressive favorise les fortes doses d'exposition et améliore le contraste.

Comme nous l'avons précisé précédemment, les valeurs numériques du contraste et de la sensibilité d'un procédé résine sont définies à partir du tracé d'une tangente à la courbe de contraste en son intersection avec l'axe des abscisses. Or le tracé d'une telle tangente est assez aléatoire : quels points expérimentaux sont à considérer ? La valeur de contraste en dépend fortement (variation de plusieurs dizaines de pour-cents selon les points pris en compte). Au cours de cette étude nous nous sommes astreints à employer une méthodologie rigoureuse pour le déterminer. Les courbes expérimentales ont été approchées par un modèle mathématique simple dans lequel apparaissent le contraste γ et la dose limite D_0 nécessaire à obtenir un résidu de résine après développement. Les paramètres γ et D_0 ont été calculés par ajustement de ce modèle avec les points expérimentaux. La fonction mathématique de variation de l'épaisseur normalisée ep_{norm} en fonction de la dose doit répondre aux hypothèses suivantes, pour une résine de tonalité négative :

- épaisseur nulle en D_0
- tangente en D_0 égale à γ en échelle semi-logarithmique (pour une dose D_1 conduisant à une épaisseur normalisée de 0,9, l'utilisation du logarithme permet alors de retrouver l'équation 2.1)
- tangente nulle aux doses infinies
- épaisseur normalisée à l'unité aux doses infinies

L'équation 2.2 ci-dessous répond à ces critères.

$$ep_{norm} = 1 - \left(\frac{D_0}{D}\right)^\gamma \quad (2.2)$$

Pour une résine positive, il faut prendre en compte la pente négative de la courbe en D_0 (cf. équation 2.3).

$$ep_{norm} = 1 - \left(\frac{D_0}{D}\right)^{-\gamma} \quad (2.3)$$

La courbe correspondant à l'équation 2.2 est physiquement réaliste pour des doses supérieures à D_0 . En-dessous, on calculerait une épaisseur négative. Pour la même raison, la courbe relative à l'équation 2.3 est réaliste physiquement pour des doses inférieures à D_0 . Le modèle n'est donc appliqué qu'aux points expérimentaux pour lesquels l'épaisseur mesurée est non nulle.

La spectroscopie infrarouge

La spectroscopie infrarouge consiste en l'analyse de spectres d'absorption de lumière après traversée d'un substrat. Ces spectres présentent des pics d'intensité d'énergie absorbée. Ils sont caractéristiques des liaisons chimiques présentes dans le matériau analysé.

Cette technique convient tout particulièrement à notre étude puisque les rayons de lumière dans l'infrarouge sont peu absorbés par des substrats de silicium de quelques centaines de microns d'épaisseur.

Dans la pratique un premier étalonnage est réalisé en effectuant une mesure dans l'air. Un spectre est obtenu, qui sera retranché aux mesures suivantes. Puis le substrat de silicium est

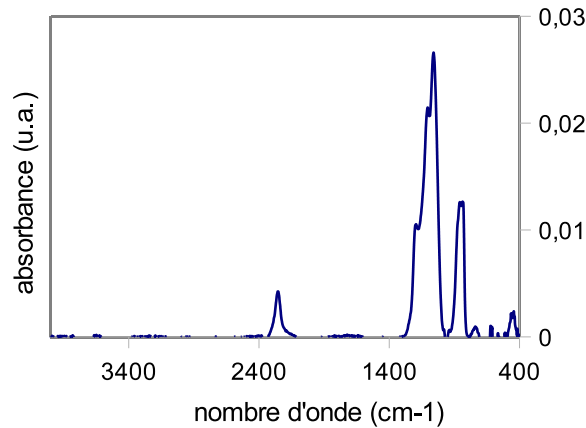


FIGURE 2.8: Exemple de spectre d'absorption infrarouge d'un film de résine HSQ de $40nm$ exposée à $20keV$, avec une dose de $1000\mu C/cm^2$. Des pics caractéristiques notamment de liaisons Si-O apparaissent.

analysé avant le couchage de la résine. Ensuite l'empilement constitué de la plaquette de silicium et de la résine est analysé. Au spectre obtenu est retranché le spectre du silicium. Ainsi on obtient le spectre d'absorption caractéristique du film de résine étudié.

Des pics d'intensités variables sortent du fond continu. La position de chaque pic (c'est-à-dire le nombre d'onde) est caractéristique de l'absorption d'une liaison chimique particulière présente dans la résine. Des tables établies expérimentalement et disponibles dans la littérature permettent d'identifier ces liaisons (voir par exemple [Liu et al., 1998] pour les pics caractéristiques du HSQ et [Choi et al., 1988] pour le PMMA). Un exemple de spectre est présenté dans la figure 2.8.

Comme nous l'avons vu précédemment, le taux de réticulation de la résine est lié au poids moléculaire moyen. La proportion des différentes liaisons chimiques constitutives d'une molécule donnée dépend de sa taille. Ainsi, en comparant l'intensité des différents pics d'un spectre à un autre, il est possible de déterminer si la résine est plus ou moins réticulée.

2.3 La physique de l'interaction électron-matière

Dans la partie précédente nous nous sommes intéressés à la chimie de l'interaction électron-matière. Elle nous permet de mieux comprendre les mécanismes de base permettant de modifier une résine à l'échelle moléculaire, puis de révéler des motifs grâce à l'étape de développement.

Une vision à plus large échelle, jusque quelques dizaines de microns, est cependant nécessaire pour rendre compte de toute la complexité de l'interaction électron-matière et expliquer l'ensemble des observations expérimentales dont une lithographie électronique peut faire l'objet. En effet les électrons du faisceau ne traversent pas simplement le film de résine et ne déposent pas l'énergie de façon idéale. Du bruit est généré. Ceci est illustré par la figure 2.9. Il s'agit d'un exemple de trajectoires de 50 électrons accélérés à $5keV$ traversant un film de $40nm$ de HSQ sur un substrat de silicium.

L'objet de ce chapitre est de présenter la nature des interactions électron-matière. Deux types de réactions sont distinguées : les chocs élastiques, provoquant la diffusion de l'électron, et les chocs inélastiques, engendrant des pertes d'énergie. Des modèles physiques permettant de quantifier chacun des effets traités sont présentés. Par ailleurs les propriétés de l'électron

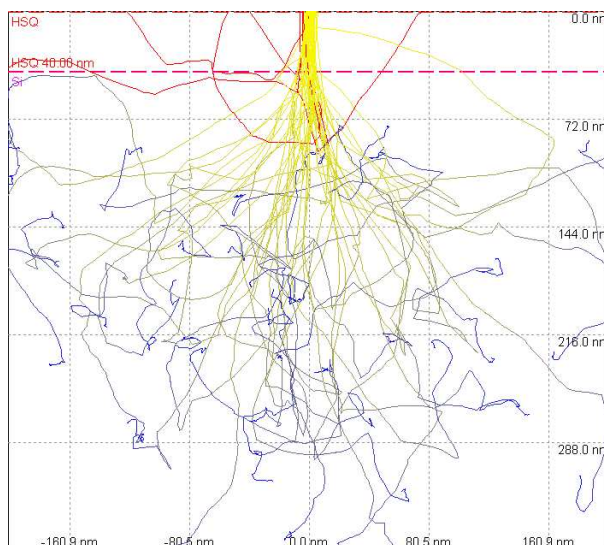


FIGURE 2.9: Trajectoires électroniques obtenues par simulation Monte Carlo (CASINO©). Le faisceau est incident en surface de la résine, au centre (haut de la figure). Les électrons sont accélérés vers le substrat (bas de la figure). 50 électrons accélérés à $5keV$ sont simulés. L'empilement est constitué de $40nm$ de HSQ sur du silicium. Des électrons représentés en rouge, les rétrodiffusés, sont renvoyés vers la surface. La couleur, du jaune vers le bleu, traduit la perte d'énergie de chaque électron au cours de son trajet.

susceptibles d'impacter la lithographie sont étudiées.

2.3.1 L'électron

Comportement relativiste

La vitesse de l'électron s'approche de celle de la lumière aux énergies d'accélération appliquées en lithographie électronique.

La vitesse classique de l'électron est, pour une énergie d'accélération E_0 :

$$v_{clas} = \sqrt{\frac{2E_0}{m_e}} \quad (2.4)$$

où m_e est la masse de l'électron.

Avec les mêmes notations, la vitesse relativiste de l'électron devient :

$$v_{rel} = c \frac{\sqrt{E_0^2 + 2E_0U_0}}{E_0 + U_0} \quad (2.5)$$

où c est la célérité de la lumière et U_0 est l'énergie au repos de l'électron.

Une comparaison de la vitesses classique et relativiste des électrons en fonction de leur énergie d'accélération est donnée par la figure 2.10. Il apparaît qu'à $5keV$ les électrons sont peu relativistes (1% d'erreur sur la vitesse classique). À $50keV$ le calcul de leur vitesse avec la formule relativiste devient nécessaire (9% d'erreur).

Limite de diffraction

Le but de la lithographie est d'atteindre de hautes résolutions. Cela devient problématique avec la photolithographie car la résolution se trouve limitée par la diffraction des photons. Les

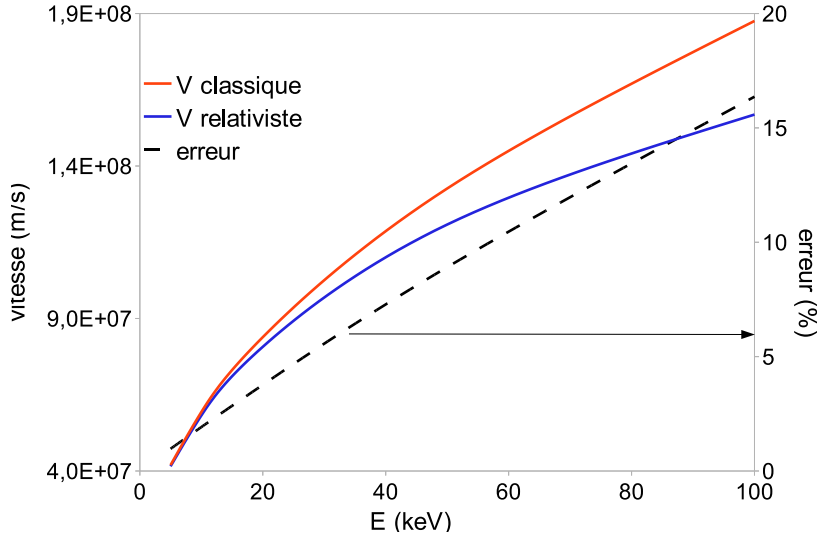


FIGURE 2.10: Effets relativistes sur les électrons. Les vitesses classiques (courbe rouge) et relativistes (courbe bleue) ont été calculées pour des énergies d'accélération allant de 5keV à 100keV . La droite pointillée trace l'erreur réalisée lorsque l'aspect relativiste de la physique n'est pas pris en compte. Une erreur de 16% sur la vitesse d'un électron est alors commise à 100keV .

sources actuellement utilisées en photolithographie ont des longueurs d'onde de 193nm . La longueur d'onde associée à un électron accéléré à une énergie E_0 est (calcul relativiste) :

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_e E_0}} \left[1 + \frac{E_0}{2m_e c^2} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (2.6)$$

où h est la constante de Plank, m_e la masse de l'électron et c la vitesse de la lumière. Cette longueur d'onde est de 17pm à 5keV et $0,5\text{pm}$ à 50keV . Ceci est nettement inférieur à la longueur d'onde des photons à 193nm . La diffraction des électrons, aux accélérations usuelles employées en lithographie électronique, ne restreint pas la résolution.

L'incertitude d'Heisenberg

Le principe d'incertitude d'Heisenberg [Heisenberg, 1927] (cf. équation 2.7) énonce l'impossibilité de prévoir avec exactitude à un instant donné la vitesse et la position d'une particule. Plus la vitesse est connue avec précision, plus l'incertitude sur la position est grande, et vice versa. Cela peut nuire à la rugosité des motifs et à la résolution limite atteignable.

$$\Delta x \Delta p \geq \frac{h}{2\pi} \quad (2.7)$$

où Δx et Δp sont respectivement les incertitudes sur la position et sur la quantité de mouvement. h est la constante de Plank.

On considère que l'imprécision sur la vitesse d'accélération des électrons est de 0,1%. Il s'agit de la limite de précision pour le potentiel d'accélération des équipements de lithographie électroniques actuels. D'après l'équation 2.5. La quantité de mouvement à 5keV et 50keV est respectivement de $p_{5\text{keV}} = 4.10^{-23}\text{kg.m.s}^{-1}$ et $p_{50\text{keV}} = 1.10^{-22}\text{kg.m.s}^{-1}$. Les incertitudes associées sont alors de $\Delta p_{5\text{keV}} = 4.10^{-26}\text{kg.m.s}^{-1}$ et $\Delta p_{50\text{keV}} = 1.10^{-25}\text{kg.m.s}^{-1}$. L'erreur sur

la position se calcule à partir de l'équation 2.7. À $5keV$ et $50keV$ on obtient respectivement $\Delta x_{5keV} = 2,8nm$ et $\Delta x_{50keV} = 0,9nm$.

Si l'erreur sur la quantité de mouvement augmente, alors la précision sur la position de la particule est améliorée selon Heisenberg. Mais ceci se fait au détriment des aberrations chromatiques. Il peut alors survenir des problèmes de focalisation du faisceau.

2.3.2 Les chocs élastiques

Les chocs élastiques concernent l'interaction entre l'électron incident et les noyaux atomiques de la cible. Cette fois les électrons ne perdent pas d'énergie, mais sont diffusés. La formule de Rutherford [Rutherford, 1911] est utilisée pour décrire cette diffusion élastique.

Formule de Rutherford pour la diffusion élastique

La formule de Rutherford [Rutherford, 1911] décrit la section efficace de diffusion d'une particule chargée bombardant un matériau cible.

Elle donne la probabilité pour un électron d'être diffusé avec un angle θ particulier. Elle considère une surface de détecteur délimitée par un angle solide $d\Omega$ à un angle θ par rapport à la direction du faisceau.

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta \quad (2.8)$$

Le taux de particules diffusées selon un angle θ est proportionnel à la section efficace différentielle $d\sigma(\theta)/d\Omega$. C'est la variation de cette grandeur en fonction des paramètres expérimentaux que la formule de Rutherford traduit. Une expression de la formule de Rutherford [Rutherford, 1911] est donnée par l'équation 2.9.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left[\frac{qZ}{16\pi\epsilon_0 E_0} \right]^2 \sin^{-4} \left(\frac{\theta}{2} \right) \quad (2.9)$$

Cela correspond à une probabilité de voir la particule incidente diffusée avec un angle θ donné. Les termes de l'équation sont :

σ [m^2] section efficace

Ω [sr] angle solide de diffusion

q [C] charge de la particule incidente

Z numéro atomique moyen de la cible

ϵ_0 permittivité du vide ($8.85e^{-12}kg^{-1}m^{-3}A^2s^4$)

E_0 [J] énergie de la particule incidente

θ angle de diffusion

Un angle nul correspond à une particule non déviée. C'est le cas le plus probable. Plus l'énergie du faisceau incident est forte, plus l'angle de diffusion est faible. La même variation est obtenue lorsque l'on utilise un matériau de numéro atomique plus faible. Cela est illustré dans la figure 2.11 ci-dessous.

Le modèle de Rutherford est adapté aux électrons non relativistes, pour des angles de diffusions inférieurs à 90° . Un modèle relativiste est proposé par Mott [MOTT, 1933].

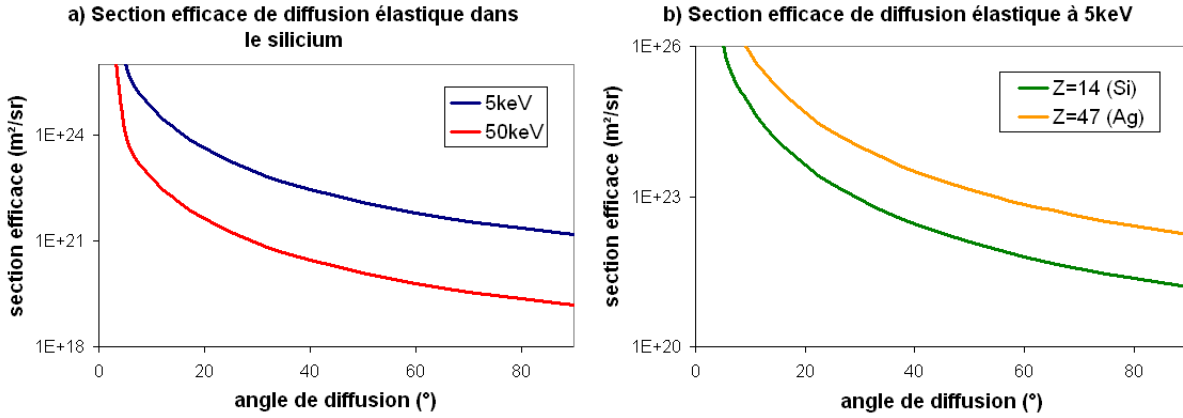


FIGURE 2.11: Section efficace de diffusion d'un électron incident dans un matériau cible. a) Influence de l'énergie de l'électron incident. Une forte énergie minimise l'angle de diffusion. b) Influence du matériau cible. Plus il est lourd, plus l'angle de diffusion est grand.

Nombre d'événements élastiques

Le nombre moyen d'événements élastiques subis par un électron ayant parcouru une distance z_0 peut être calculé à partir de l'équation 2.9, pourvu que l'énergie qu'il perd soit négligeable. C'est le cas si l'on considère la traversée d'un film de résine.

Ce nombre P_e d'événements élastiques encourus par un électron d'énergie E_0 lorsqu'il traverse une résine d'épaisseur z_0 est calculé en multipliant la section efficace de diffusion d'un atome (intégrale de l'équation 2.9) par le nombre de centres de diffusion. P_e s'écrit alors [Brewer, 1980] :

$$P_e = \frac{400z_0(\mu m)}{E_0(keV)} \quad (2.10)$$

Il s'agit d'une approximation valide pour les résines électroniques typiques. Le calcul donne par exemple 4 événements élastiques lorsqu'un électron accéléré à $5keV$ traverse $50nm$ de résine. Le même calcul conduit à 0,4 événements à $50keV$, pour un même film de résine.

L'élargissement du faisceau dans la résine

La diffusion élastique des électrons génère un élargissement du faisceau dans la résine. On parle de *forward scattering*. Cela est prévu par la formule de Rutherford (équation 2.9). L'équation 2.10 donne une idée de l'impact de l'énergie et de l'épaisseur du film de résine sur cet élargissement. En effet, à mesure que l'énergie du faisceau est diminuée ou que l'épaisseur du film de résine est augmentée, le nombre d'événements élastiques que subit un électron lors de la traversée du film de résine augmente. A chaque choc, la trajectoire de l'électron est déviée d'un certain angle. Plus le nombre de chocs est grand, plus l'électron sera dévié finalement. Ainsi une énergie d'accélération faible ou une grande épaisseur de résine favorisent l'élargissement du faisceau dans la résine.

Des équations empiriques permettent de calculer le diamètre de cet élargissement en fonction de l'épaisseur de la résine t et de la tension d'accélération E_0 des électrons. Une expression est donnée par Rai-Choudhury [Rai-Choudhury, 1997] :

$$d[nm] = 0.9 \left(\frac{t[nm]}{E_0[keV]} \right)^{1.5} \quad (2.11)$$

Une autre équation empirique est proposée par [Steenbrink et al., 2008] :

$$d[nm] = k \left(\frac{t[nm]}{E_0[keV]} \right)^{1.75} \quad (2.12)$$

où k est une constante.

Ces deux équations concluent sur une expression légèrement différente. L'équation 2.11 présente la particularité d'être générale. Une même équation serait applicable quelle que soit la composition de la résine. Toutes les résines auraient un impact comparable sur l'élargissement du faisceau primaire. L'équation 2.11 montre pour sa part un facteur k qui pourrait varier selon le matériau résine. Il resterait alors à étalonner ce facteur. Ces deux expressions empiriques sont données sans discussion sur la gamme d'énergie ou d'épaisseur de résine auxquelles elles seraient applicables.

Ces deux équations permettent une même conclusion. Le cas le plus favorable à la haute résolution du procédé lithographique est d'avoir une résine d'épaisseur faible avec des électrons incidents accélérés à haute énergie.

L'étape de gravure suivant la lithographie requiert cependant une épaisseur minimale de résine. Ce film doit pouvoir servir de masque. L'énergie d'accélération des électrons ne peut être trop importante, ne serait-ce que du point de vue de l'outil de lithographie électronique.

La rétrodiffusion

Lorsque l'angle de diffusion est supérieur ou égal à 90° , l'électron est renvoyé vers la surface de la cible. Le même phénomène est obtenu avec un électron incident dont la somme des angles des diffusions successives atteint 90° ou plus. On parle de rétrodiffusion. De tels électrons causent une exposition parasite à distance de la zone directement exposée par les électrons primaires. Ils génèrent un bruit au niveau de l'énergie déposée. Le contraste en énergie entre zone exposée et zone non exposée s'en trouve détérioré.

Le taux de rétrodiffusion correspond à la proportion d'électrons rétrodiffusés pour un électron incident. [Everhart, 1960] en donne une expression théorique simplifiée pour des électrons de forte énergie (entre $2keV$ et $50keV$), considérant un matériau cible donné.

$$\eta_N = \frac{0.045Z - 1 + 0.5^{0.045Z}}{1 + 0.045Z} \quad (2.13)$$

où Z est le numéro atomique moyen de la cible. Cette équation est illustrée par la courbe 2.12.

Il apparaît que le taux de rétrodiffusion ne dépend pas de l'énergie du faisceau, mais uniquement de la composition chimique du matériau cible. Il s'agit d'une approximation valable pour des électrons incidents accélérés à des énergies entre $2keV$ et $50keV$. Everhart précise que ce modèle est valide pour le silicium tant que l'énergie de l'électron incident est supérieure à $500eV$, ou $150eV$ pour un matériau à base de carbone par exemple. Des travaux ultérieurs ont précisé la formule de Everhart, en prenant en compte la densité volumique du matériau [Sogard, 1980] ou l'énergie du faisceau incident [Verma, 1977].

Le bruit grenaille

Le bruit grenaille, ou *shot noise*, est lié à l'incertitude sur le nombre d'électrons incidents dans la résine. Plus cette incertitude est grande, plus la rugosité des bords des motifs est importante. Finalement cela joue également sur la résolution. Lors de l'exposition le dessin est discrétisé

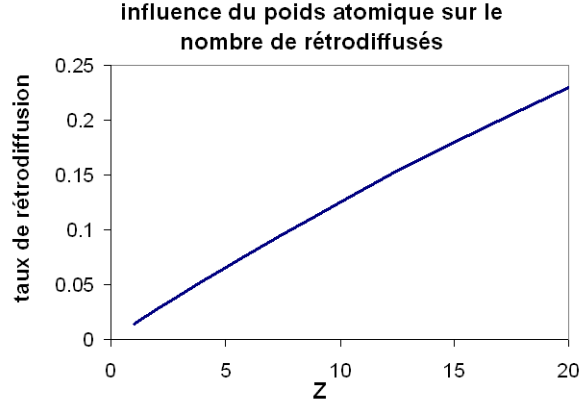


FIGURE 2.12: Variation du taux de rétrodiffusion d'un matériau en fonction de son poids atomique moyen. Cette approximation est valide tant que Z est inférieur à 80, lorsque les électrons incidents ont une énergie de 5keV par exemple.

en pixels d'écriture. Un certain nombre d'électrons par pixel est requis pour une dose d'exposition donnée. Or l'émission des électrons par la source obéit à une statistique de Poisson, qui décrit une distribution de probabilité discrète d'occurrences d'un nombre d'événements dont le taux moyen est connu [Tsoufanidis, 1995]. [Kruit and Steenbrink, 2005, Neureuther et al., 2006, Rau et al., 1998] sont parmi les articles des plus cités sur ce sujet.

Des considérations plus simples, moins calculatoires, faisant apparaître clairement l'impact des paramètres lithographique (dose d'exposition, contraste de la résine) sur le bruit grenaille sont apportées dans l'ouvrage [Brewer, 1980]. Il résume le rapport de Sutherland [Sutherland et al., 1976]. Considérons un pixel de largeur l , supérieure à la taille du spot. Ainsi on ne s'intéresse qu'à la variation d'émission des électrons au cours du temps. Ce pixel est exposé à une dose D . Le nombre moyen N d'électrons déposés dans ce pixel est :

$$N = \frac{D.l^2}{q} \quad (2.14)$$

où q est la charge de l'électron. Étant donné le nombre d'électrons impliqués, une statistique de Poisson peut être appliquée. Pour N événements, l'écart type d'une variable suivant une loi de Poisson est \sqrt{N} . Le rapport signal sur bruit est donc :

$$\frac{S}{N} = \frac{N}{\sqrt{N}} = \sqrt{N} \quad (2.15)$$

L'application de la loi de Poisson permet une autre approche de ce problème, par le calcul de la probabilité de déposer précisément N électrons quand l'on cherche à en déposer un nombre \bar{N} . Ce nombre \bar{N} serait atteint avec certitude s'il n'y avait pas de fluctuations statistiques.

$$P(N) = \frac{\bar{N}^N}{N!} \exp(-\bar{N}) \quad (2.16)$$

Considérons une résine totalement exposée pour un nombre d'électrons supérieur ou égal à N , et totalement sous exposée pour un nombre d'électrons inférieur à N . Pour un pixel de résine de comportement binaire, exposé à partir d'un nombre N d'électrons, la probabilité d'erreur

serait alors :

$$P_{err}(N < \bar{N}) = \sum_{N=0}^{\bar{N}-1} P(N) \quad (2.17)$$

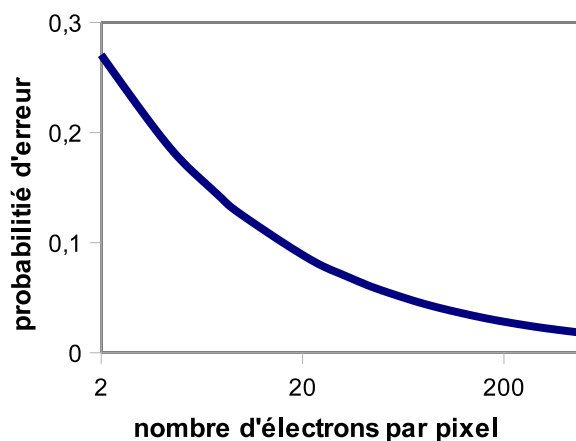


FIGURE 2.13: Évolution de la probabilité d'erreur d'écriture selon le nombre d'électrons déposés par pixel. Plus le nombre d'électrons déposés par pixel d'écriture est grand, moins un pixel risque d'être mal écrit.

La figure 2.13 présente l'évolution de la probabilité d'erreur d'écriture d'un pixel, en fonction du nombre d'électrons déposés. Les points de cette courbe sont calculés à partir de l'équation 2.17. On constate naturellement que la probabilité d'erreur diminue à mesure que le nombre d'électrons déposés par pixel diminue.

Il convient d'insister sur le fait que l'analyse développée précédemment considère une exposition à partir d'un faisceau quasi ponctuel, de dimension largement inférieure à la taille du pixel considéré. Il comporte un nombre limité d'électrons, cent par exemple. Dans la réalité les faisceaux gaussiens ont une distribution gaussienne d'intensité de rayon de quelques nanomètres à quelques dizaines de nanomètres. L'extension spatiale du faisceau induit donc une incertitude non négligeable en terme de position des électrons incidents. Cette incertitude est d'autant plus faible que le faisceau est de faible dimension. Plus un faisceau électronique est large, plus il va générer de rugosités de bord de ligne, ou LER. La résolution atteignable s'en trouvera limitée.

Le contraste de la résine impacte également la rugosité de bord de ligne. Un fort contraste permet de compenser l'impact du bruit grenaille. La section 3.3 détaille tout cela à partir de données expérimentales.

2.3.3 Les chocs inélastiques

Les chocs inélastiques sont provoqués par l'interaction entre l'électron incident et le nuage électronique du matériau cible. L'ensemble des réactions décrites dans le chapitre 2.2.3 se produisent non seulement dans la résine, mais également dans le substrat, le long du trajet de chaque électron primaire. Elles font perdre continûment de l'énergie aux électrons par des chocs inélastiques. Ce type d'interaction produit généralement un très faible angle de diffusion. La sensibilité de la résine dépend, outre les liaisons chimiques impliquées, de l'efficacité de cette perte d'énergie.

Perte d'énergie continue

Formule de Bethe Un modèle simple permettant de modéliser cette perte d'énergie a été proposé par Bethe en 1930 [Bethe, 1930]. Il est largement utilisé pour prédire les pertes d'énergie en lithographie électronique. Ce modèle a été développé pour des particules chargées. Nous l'appliquons au cas particulier de l'électron. Il est basé sur les lois de la physique classique : transfert d'énergie cinétique, champ électromagnétique, loi de composition des vitesses. Une explication du calcul de cette formule peut être trouvée dans [Calvert, 2010]. L'approximation prise en compte considère que l'électron incident ne perd de l'énergie que par interaction avec le champ électromagnétique des noyaux atomiques rencontrés. Les électrons incidents ont une énergie cinétique si élevée qu'ils voient le matériau cible comme un nuage d'atomes sans cohésion. Seuls le poids atomique moyen de la cible ainsi que sa densité volumique impactent la perte d'énergie d'un électron. La loi de perte d'énergie de Bethe peut s'écrire, pour un électron sur une distance ds [Brewer, 1980] :

$$\varepsilon = \frac{-dE}{ds} = \frac{N_A q^4 \rho Z}{8\pi\epsilon_0^2 A} \frac{1}{E(s)} \ln \left[\frac{aE(s)}{I} \right] \quad (2.18)$$

où :

ε énergie perdue par un électron par unité de longueur

E énergie de l'électron au point considéré (J)

s distance parcourue par l'électron (m)

N_A nombre d'Avogadro ($6,02 \cdot 10^{23} mol^{-1}$)

q charge de l'électron ($1,6 \cdot 10^{-19} C$)

ρ masse volumique de la cible ($g.L^{-1}$)

ϵ_0 permittivité du vide ($8,85 \cdot 10^{-12} kg^{-1} m^{-3} A^2 s^4$)

Z numéro atomique moyen

A masse atomique moyenne

a constante de valeur 1.1658 [Birkhoff, 1958]

I énergie moyenne d'excitation (J). Elle est déterminée expérimentalement (cf. équation 2.19)

Une expression expérimentale de l'énergie moyenne d'excitation est donnée par exemple par [MJ Berger, 1964] :

$$I = 1.610^{-19} (9.76 + 58.8Z^{-1.19}) Z \quad (2.19)$$

La prise en compte d'effets relativistes à partir de $50keV$ est donnée dans la formule de Bethe-Bloch [Bloch, 1933]. La formule de diffusion de Moller intègre d'autres corrections, liés notamment à la faible masse de l'électrons incident et de l'indiscernabilité de cet électron avec les électrons du nuages électronique du matériau cible [Møller and Plesset, 1934].

La faible masse des électrons incidents modifie en réalité leur trajectoire lors de la traversée de la cible. De plus l'électron incident ne peut être distingué de l'électron cible, appartenant au nuage électronique traversé. De ce fait l'énergie transférée par l'électron incident ne peut être supérieure à $E_0/2$. Elle fait notamment intervenir un terme de correction prenant en compte la structure complète des noyaux de la cible. De telles considérations ne présentent pas d'intérêt significatif pour la lithographie. Nous nous contenterons donc d'un modèle plus simple, considérant uniquement les effets relativistes :

$$\varepsilon = \frac{-dE}{ds} = \frac{N_A q^4 \rho Z}{8\pi\epsilon_0^2 A} \frac{1}{E(s)} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.20)$$

où $\beta = \sqrt{2E/m_e c^2}$, avec m_e la masse de l'électron ($m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$) et c la vitesse de la lumière ($c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$). Lorsque la vitesse des électrons est éloignée de la vitesse de la lumière, β tend vers zéro et l'on retrouve l'expression classique.

Incidence sur la dose d'exposition

Comme nous l'avons vu dans la partie 2.2, le poids moléculaire moyen des résines doit être modifié significativement sous exposition électronique pour permettre un développement convenable des motifs. Cela se fait par brisure ou création de liaisons chimiques dans la résine.

Une certaine quantité d'énergie par unité de volume doit être déposée dans la résine afin de modifier ces liaisons. Cette quantité dépend de la nature des liaisons à modifier d'une part, et du nombre de liaisons à modifier dans ce volume d'autre part.

La quantité d'énergie perdue par tous les électrons incidents lors de la traversée du film de résine doit être égale à la quantité par unité de volume nécessaire à la modification chimique de la résine. La dose d'exposition est définie par le nombre d'électrons incidents par unité de surface de résine. On retrouve le volume en multipliant par l'épaisseur du film de résine. Le nombre d'électrons nécessaire à la modification chimique de la résine dépend de la perte d'énergie individuelle de chaque électron. Plus un électron perd d'énergie, moins la dose d'exposition doit être importante.

L'équation de Bethe montre que cette perte d'énergie par électron primaire lors de la traversée de la résine dépend principalement de trois paramètres :

- Le poids atomique moyen du matériau : plus il est grand, plus le noyau est lourd, plus le champ électromagnétique qu'il génère est élevé. Ainsi un électron incident, pour un nombre d'atomes rencontrés donné, perd plus d'énergie.
- La densité volumique du matériau : plus cette densité est élevée, plus un électron incident a de probabilité de rencontrer de noyaux atomiques. Pour une distance parcourue donnée, la perte d'énergie de l'électron incident est alors plus importante.
- L'énergie du faisceau incident : plus elle est élevée, moins l'électron perd d'énergie. L'équation de Rutherford 2.9 montre clairement la plus faible probabilité d'interaction d'un électron avec la matière pour les plus fortes énergies.

La figure 2.14) illustre une plus forte perte d'énergie des électrons incidents pour une faible énergie d'accélération et une forte masse volumique.

Distance parcourue par un électron incident

La distance de parcours d'un électron avant qu'il ne soit arrêté peut être calculée à partir de l'équation 2.18. C'est la distance s telle que l'intégrale de cette équation conduise à une énergie nulle. Everhart en donne une expression [Everhart, 1960] :

$$R = \frac{v_0^4}{c\rho} \tag{2.21}$$

où v_0 est la vitesse initiale de l'électron incident, c est la vitesse de la lumière et ρ la densité volumique du matériau cible. Cette équation est illustrée dans la figure 2.15.

La distance de pénétration R_G de l'électron dans la matière est plus faible, du fait du parcours chaotique des électrons. Elle tient compte de la diffusion. Une expression est donnée par la

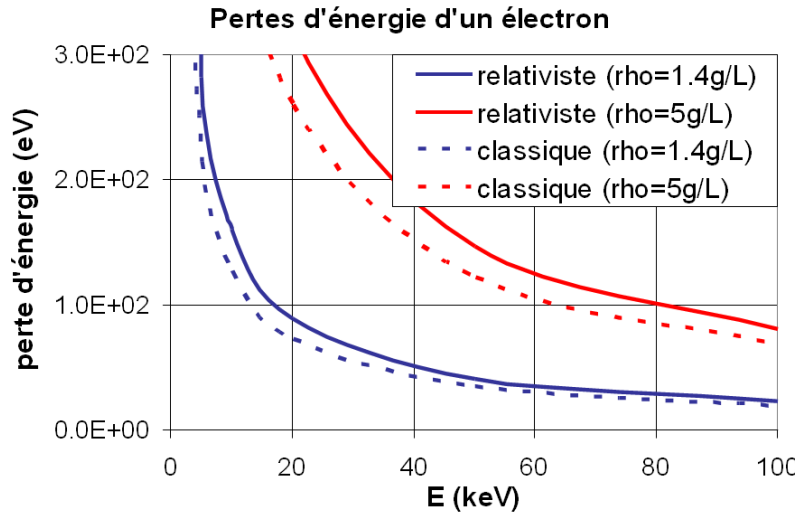


FIGURE 2.14: Perte d'énergie d'un électron incident en fonction de son énergie d'accélération. Ces courbes ont été obtenues en calculant la perte d'énergie d'un électron lorsqu'il traverse un film de résine HSQ de 50nm. La densité de $1.4g.cm^{-3}$ liée aux courbes bleues correspond à un film de HSQ réel. La comparaison avec les courbes rouges montre l'impact de la densité du film de résine sur la perte d'énergie. Plus le matériau est dense, plus l'électron perd d'énergie. D'autre part, plus l'électron incident est rapide, moins il perd d'énergie. La prise en compte des effets relativistes (courbes en trait pleins contre celles en pointillés) apporte une légère correction.

distance de Grün, notamment évoqué dans [R. D. Heidenreich and Smith, 1973].

$$R_G = \frac{4,6 \cdot 10^{-8} \cdot E_0^{1,75}}{\rho} \quad (2.22)$$

où R_G est exprimée en mètre, E_0 est l'énergie de l'électron incident en keV , et ρ la densité volumique du substrat.

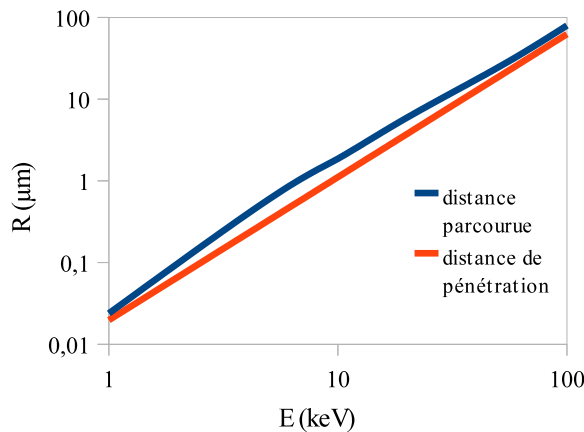


FIGURE 2.15: Parcours maximal d'un électron dans le silicium en fonction de son énergie initiale. La distance effectivement parcourue par l'électron et la distance de pénétration dans la matière sont distinguées.

L'épaisseur du film de résine est choisie de sorte que la grande majorité des électrons traversent le film sans y être arrêtés. Leur libre parcours moyen est supérieur à cette épaisseur.

Les effets thermiques

L'interaction entre électrons et matière est susceptible de dissiper localement de la chaleur, par transfert d'énergie cinétique des électrons du faisceau vers les atomes du substrat. Un échauffement significatif de la résine peut modifier localement sa sensibilité (cf. 2.2.4). Un transfert de chaleur important au substrat peut le dilater, et ainsi détériorer la lithographie. L'augmentation de la température dépend de l'énergie du faisceau, de sa densité de courant, de la dose d'exposition, de la densité des motifs exposés, des matériaux de l'empilement. [Abe et al., 1988, Groves, 1996, Kratschmer and Groves, 1990] traitent de cet effet et sont des plus fréquemment citées. Les modèles présentés sont complexes et calculatoires. Ils concluent à une augmentation de la température de l'ordre de 10°C dans la résine à 40keV , ou jusque 40°C dans le substrat à 100keV par exemple. Cela concerne des exposition avec faisceaux formés de densités de courant de l'ordre de $100\text{A}/\text{cm}^{-2}$.

Notre étude porte sur un outil multifaisceaux gaussiens. Actuellement les faisceaux ont un diamètre de l'ordre de 30nm et un courant de $0,1\text{nA}$ par faisceau. La densité de courant est majorée en considérant que la totalité du courant I est comprise dans un disque de 30nm de rayon : $I = 1.10^{-19} / [\pi (30.10^{-9})^2] = 4\text{A}.\text{cm}^{-2}$. La valeur de densité de courant obtenue est très inférieure à celle des publications que nous avons citées. On peut donc s'attendre à ce que l'échauffement de la résine et du substrat soit négligeable à 5keV sur l'outil MAPPER dans sa version actuelle.

A terme, l'équipement MAPPER disposera d'une colonne de 13.000 faisceaux, accélérés à 5keV , ayant chacun un courant de $0,3\text{nA}$. Une telle configuration est susceptible de générer un échauffement inadmissible pour le contrôle dimensionnel et l'alignement en lithographie. Ne disposant pas de cette configuration d'équipement, il n'a pas été possible de quantifier expérimentalement les effets thermiques.

L'échauffement du substrat au cours de l'exposition est un problème complexe qui nécessiterait des simulations pour être traité rigoureusement, ce qui dépasse le sujet de cette thèse. Nous allons néanmoins dérouler un raisonnement simple pour essayer de le quantifier grossièrement.

Le budget overlay Pour un *budget overlay* de 1nm , le coefficient de dilatation du silicium étant de $2,5.10^{-6}\text{m}.\text{K}^{-1}$, l'élévation de la température doit être limitée à $0,4\text{mK}$.

Echauffement à 5keV - MAPPER un faisceau MAPPER définit un courant par faisceau de $0,3\text{nA}$, pour une dose de $30\mu\text{C}.\text{cm}^{-2}$ et un débit de 10wph . A 5keV la diffusion des électrons est limitée à un rayon de 200nm dans le silicium. Dans ces conditions on peut approximer l'élévation de la température à :

$$\Delta T = \frac{U.I}{4.\pi.\lambda.R} \quad (2.23)$$

où U est la tension d'accélération des électrons, I le courant électronique, λ est la conductivité thermique du silicium et R le rayon de la demie-sphère dans laquelle se fait le dépôt d'énergie.

Dans les conditions de fonctionnement de l'outil MAPPER, on aboutit à un échauffement du silicium de l'ordre de 4mK , ce qui est largement supérieur au *budget overlay*.

Echauffement à l'échelle d'une puce exposée à 5keV - MAPPER Une puce définie par l'outil MAPPER est large de $26mm$. Elle est exposée avec 13.000 faisceaux simultanément. L'élévation de température peut s'exprimer pour cet élément de surface comme :

$$\Delta T = \frac{U.I.Ep}{\lambda.S} \quad (2.24)$$

où U est la tension d'accélération des électrons, I le courant électronique, λ est la conductivité thermique du silicium, S la surface sur laquelle est déposée l'énergie et Ep l'épaisseur dans laquelle est dissipée la chaleur.

Cette fois il faut considérer pour l'épaisseur Ep la longueur de diffusion de la chaleur dans le silicium $\sqrt{D.t}$, t étant le temps d'application du courant et D le coefficient de diffusivité thermique (avec $D = 9,1.10^{-5}m^2.s^{-1}$). Sachant que l'on expose 80 puces par plaquette, le débit de $10wph$ conduit à un temps par puce de 4,5s, d'où une profondeur de pénétration thermique de $20mm$, ce qui excède largement l'épaisseur de la tranche de silicium. En faisant l'hypothèse d'un contact thermique parfait entre la plaquette et son support que l'on suppose en silicium. On calcule ainsi une élévation de la température de $3mK$. Cette deuxième approche conduit également à un échauffement du substrat réhibitoire avec le *budget overlay*. Le refroidissement du support et de la plaquette sont donc inévitables.

Echauffement à 50keV - faisceau unique L'approche décrite précédemment pour un faisceau unique de $0,3nA$ peut être appliquée à un faisceau accéléré à $50keV$. Considérant par ailleurs un libre parcours moyen des électrons de $10\mu m$ dans le silicium à $50keV$, on trouve une élévation de la température de $0,8mK$. Ce cas est, a priori, plus favorable que la basse énergie. Notons toutefois qu'à $50keV$ avec une poire de diffusion de $10\mu m$ les énergies apportées par deux faisceaux voisins se recouvrent. Cette description ne reflète donc pas correctement le fonctionnement du MAPPER multifaisceaux.

Echauffement à l'échelle d'une puce exposée à 50keV Des considérations comparables aux précédentes, pour une puce de $26x26mm^2$ conduisent à une élévation de température de $30mK$ à $50keV$ avec le même courant par faisceau. Le courant étant défini par la sensibilité de la résine et le débit qui restent les mêmes quelle que soit l'accélération des électrons. Ce cas de figure est clairement moins favorable que celui de l'exposition MAPPER. Il justifie l'emploi de la basse énergie pour garder la maîtrise du budget thermique déjà critique avec une élévation de température de $3mK$.

L'effet de charge

Lors du bombardement électronique, des charges sont ajoutées à l'empilement cible. Il s'agit d'une part des électrons primaires, et d'autre part des secondaires générés par l'interaction électron-matière. L'effet de charge dépend du matériau cible [Constancias et al., 2010].

- Métal : les électrons incidents ainsi que les électrons secondaires s'ajoutent aux électrons libres du matériau et sont évacués par conduction, pourvu que le métal soit relié à la masse.
- Semi-conducteur : les collisions avec les électrons de la bande de valence créent des paires électron-trou. Les électrons atteignent alors la bande de conduction, à partir de laquelle ils sont évacués si le semi-conducteur est relié à la masse. L'énergie des électrons nécessaire pour produire ces porteurs libres correspond au gap du semi-conducteur, typiquement quelques électrons-volts ($3,6eV$ pour le silicium).

- Isolant : cette fois aucun porteur libre n'est généré. À mesure que le matériau reçoit d'avantage d'électrons, il se charge. La charge ne pouvant se dissiper, un champ électrique se crée localement. Il est susceptible de dévier les électrons du faisceau incident. Le transfert des motifs dans la résine ne se fait plus correctement.

L'effet de charge des isolants est un phénomène complexe. Plusieurs études se sont penchées sur ce phénomène [Bai et al., 1999, Cummings and Kiersh, 1989, Lee et al., 2000]. Il en ressort une certaine difficulté pour le quantifier aussi bien que pour le modéliser. Des potentiels de surface de l'ordre du volt sont rapportés pour un film de résine de quelques centaines de nanomètres d'épaisseur sur substrat de silicium. Ils sont à comparer aux quelques kilovolts d'énergie d'accélération des électrons incidents. L'impact de la charge est donc négligeable sur un substrat de silicium dans ces conditions. Lorsque nécessaire, sur substrat totalement isolant par exemple, il est possible de dissiper la charge par ajout de couches conductrices en surface du film de résine ou du substrat. Il peut s'agir de métaux ou de polymères conducteurs [Angelopoulos et al., 1991, Kondek and Poli, 1994, Kurihara et al., 1992].

2.4 Les effets de proximité

Les phénomènes de diffusion élastique autorisent la diffusion d'électrons loin du point d'impact, jusque quelques dizaines de microns à $50keV$ par exemple. Ceci est à comparer avec les dimensions de quelques dizaines de nanomètres des motifs exposés. Certains sont rétrodiffusés vers la surface. Ils génèrent une exposition parasite de la résine. Un bruit de fond, caractérisé par son extension spatiale et son intensité, est ajouté.

La PSF (*Point Spread Function*), ou fonction d'étalement du point, permet de caractériser ce dépôt d'énergie parasite. Sa détermination est utile à l'application de corrections par modulation de dose qui améliorent la lithographie en minimisant le bruit de fond. Cette fonction peut être déterminée expérimentalement ou par simulation.

2.4.1 Caractérisation par la fonction d'étalement du point, ou PSF

Afin de fixer les idées, commençons par visualiser la trajectoire des électrons dans le plan contenant le faisceau d'électrons incidents et perpendiculaire au film de résine. La figure 2.16 correspond à une simulation relative à des électrons accélérés à $5keV$, incidents sur un empilement de $50nm$ de HSQ sur un substrat de silicium. Cette simulation a été réalisée avec le logiciel CASINO©. Les trajectoires des électrons sont présentées sur la figure 2.16.a. L'aspect erratique des trajectoires apparaît clairement. La figure 2.16.b montre les pertes d'énergie des électrons le long de leurs parcours, dues aux interactions inélastiques.

La zone à considérer en lithographie est le film de résine. C'est l'énergie qui y est déposée qui dicte le résultat de l'étape de lithographie. Le substrat doit néanmoins être pris en compte puisqu'il est à l'origine du phénomène de rétrodiffusion.

Il peut également causer des problèmes d'échauffement ou de charge (cf. 2.3.3). Ce n'est pas l'objet de la PSF que de quantifier ces phénomènes. Ils sont par ailleurs négligeables dans les conditions de lithographie usuelles (substrat de silicium, haute énergie, faible épaisseur de résine).

Le lien entre la PSF et l'énergie déposée dans la résine est présenté dans la figure 2.17. Le même axe radial apparaît sur les deux images. On constate un maximum d'énergie déposée en 0. Deux régimes peuvent être distingués sur cette courbe. Près de l'origine beaucoup d'énergie est déposée. La décroissance observée est principalement due à l'élargissement du faisceau dans

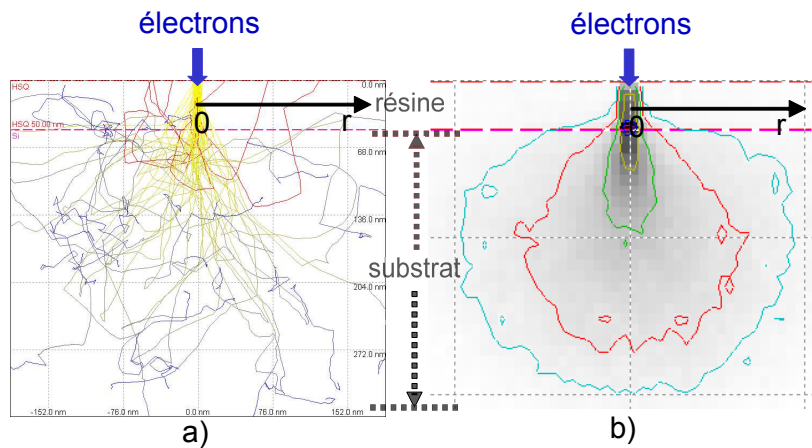


FIGURE 2.16: Dépôt d'énergie dans l'empilement résine-substrat. Il s'agit du plan contenant le faisceau d'électrons, perpendiculaire au film de résine. Les électrons sont incidents au point 0, accélérés vers le substrat. L'axe r identifie la distance radiale. Ces simulations ont été réalisées avec le logiciel CASINO[®], sur un empilement de 50nm de HSQ sur un substrat de silicium de $750\mu\text{m}$ d'épaisseur. Les électrons sont accélérés à 5keV . a) Trajectoires des électrons. Chaque trait correspond à la trajectoire de l'un des 50 électrons simulés. La variation de la couleur, du jaune vers le bleu, traduit la perte d'énergie des électrons le long de leur parcours. Les trajectoires rouges correspondent aux électrons rétrodiffusés, source de bruit lors de toute exposition par lithographie électronique. b) Dépôt d'énergie dans l'empilement, courbes iso-énergie. La variation en niveaux de gris, du noir vers le blanc, montre le plus fort dépôt d'énergie auprès du point d'impact du faisceau (en noir).

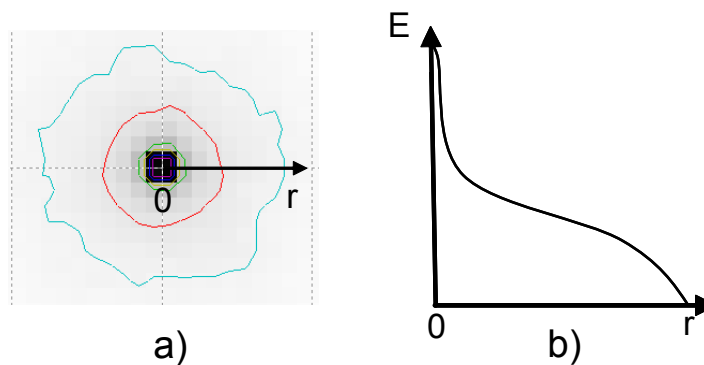


FIGURE 2.17: PSF. Il s'agit de la même simulation que pour la figure 2.16. a) Vue de dessus du dépôt d'énergie en surface de la résine. Le même code couleur est appliqué que dans la figure 2.16.b. Le noir au centre représente la plus forte densité d'énergie déposée. La quantité d'énergie déposée diminue à mesure que l'on s'éloigne du centre. b) PSF. La distribution d'énergie E déposée en fonction de la distance radiale r , par unité de volume de résine, apparaît sur cette courbe.

la résine. La seconde partie de la courbe, pour des distances radiales plus grandes, correspond à une énergie principalement déposée par des électrons rétrodiffusés.

L'information pertinente à retirer de cette fonction est la variation relative de l'énergie, en fonction la distance radiale. La valeur absolue de l'énergie déposée n'est pas directement liée à la lithographie, puisque l'on ne prend pas en compte les caractéristiques chimiques de la résine. Par ailleurs seule la variation relative d'énergie est utile à la correction des effets de proximité (cf. 2.4.3 et 2.4.5).

2.4.2 Obtention de PSF par simulation

Il existe de nombreux logiciels de simulation de l'interaction électron-matière. Certains, spécialement développés pour la lithographie électronique, donnent une PSF après l'entrée de quelques lignes de commandes. D'autres, orientés vers la microscopie électronique ou la physique nucléaire, permettent également d'obtenir des PSF.

Trois logiciels de simulation ont été employés lors de cette thèse. Ils sont présentés dans cette sous-section. C'est le logiciel CASINO qui a été le plus utile à notre étude, du fait de sa simplicité d'utilisation et des différentes données calculées auxquelles l'utilisateur a accès.

Tous ces logiciels sont basés sur la méthode dite de Monte Carlo, apparue en 1949 et nommée en référence aux jeux de hasard [Metropolis and Ulam, 1949]. Elle permet le calcul de valeurs numériques impliquées dans des phénomènes probabilistes. Dans notre cas la probabilité concerne l'angle de diffusion des électrons et les lois appliquées. Les calculs se concentrent sur la trajectoire des électrons et leur perte d'énergie.

L'empilement est discrétisé en volumes élémentaires. Considérons un électron incident en un tel volume, avec une certaine énergie E . Connaissant la composition du matériau traversé et l'énergie cinétique de l'électron, il est possible de calculer sa section efficace de diffusion, par l'équation de Rutherford (cf. 2.9 par exemple). Un angle de diffusion est calculé en pondérant la probabilité de diffusion avec un nombre aléatoire. On considère ensuite que l'électron parcourt une distance égale à son libre parcours moyen entre deux collisions élastiques. L'énergie perdue par l'électron sur cette distance est évaluée, à partir de l'équation de Bethe (cf. 2.18). C'est l'approximation de perte d'énergie continue (CSDA : *continuous slow down approximation*). L'énergie est répartie dans chaque cellule traversée. Puis la cellule de destination est déterminée. Les mêmes calculs peuvent être effectués, de cellule en cellule. Ils sont arrêtés lorsque l'énergie de l'électron se trouve en deçà d'un certain seuil. La méthode de Monte Carlo consiste donc à suivre un électron pénétrant dans la matière et subissant des déflexions angulaires et des pertes d'énergie.

Au cours d'une simulation, un grand nombre de trajectoires électroniques sont calculées. La perte d'énergie de tous les électrons est cumulée dans chaque cellule. Plus le nombre d'électrons pris en compte est grand, plus on réduit l'erreur liée à la statistique et plus la courbe PSF obtenue est lissée.

Ces simulations considèrent la résine du point de vue de sa densité et de son poids moléculaire moyen. Les liaisons chimiques à briser ou encore l'impact du développement ne sont pas pris en compte.

Les logiciels de simulation sont basés sur cette approche. Les modèles physiques considérés peuvent cependant différer. Intéressons-nous plus particulièrement à trois d'entre eux : SCELETON⁹, CASINO¹⁰ et MCNP¹¹.

SCELETON© est un logiciel de simulation Monte Carlo dédié à la lithographie électronique.

Il faut disposer d'une licence pour son utilisation. Il n'a pas d'environnement graphique.

Les données numériques doivent être traitées par un logiciel externe pour être visualisées.

Il réalise des simulations 2D, dans le plan perpendiculaire à l'empilement, contenant le faisceau d'électrons.

9. <http://www.synopsys.com/Tools/Manufacturing/MaskSynthesis/CATS/Pages/ProximityEffectCorrection.aspx>

10. <http://www.gel.usherbrooke.ca/casino/What.html>

11. <http://mcnp-green.lanl.gov/>

Un empilement d'extension latérale infinie est défini. Sont pris en compte l'épaisseur de chaque couche, leur composition chimique (proportion de chaque type d'atome présent), leur densité volumique, l'énergie du faisceau incident (supposé ponctuel) et le nombre d'électrons simulés. Un million d'électrons permettent d'obtenir une statistique peu bruitée. La grille peut être figée ou définie automatiquement par le logiciel.

L'utilisateur entre ces données dans des fichiers texte et lance des lignes de commandes sous Unix pour exécuter les calculs. Les résultats sont donnés dans le plan perpendiculaire à l'empilement, contenant le faisceau (analogue à la figure 2.16.b). L'énergie est exprimée en $eV\mu m^{-3}$.

Un premier fichier donne l'énergie dans chaque cellule simulée en fonction de la distance radiale, pour différentes profondeurs dans l'empilement. De ce fichier est extraite la valeur de l'énergie déposée à une profondeur particulière. Cela permet de reconstruire la PSF.

CASINO (*monte Carlo Simulation of electron trajectory in solids*) est un logiciel libre d'utilisation développé à l'université de Sherbrooke, au Canada. Plusieurs publications exposent son mode de fonctionnement et présentent les modèles physiques utilisés [Drouin et al., 2007, Drouin et al., 1997, Hovington et al., 1997a, Hovington et al., 1997b]. Il est développé principalement pour la microscopie électronique. Cependant ses calculs sont facilement mis à profit pour la lithographie électronique. Il permet l'affichage graphique des résultats obtenus. Les données numériques sont également disponibles. Les calculs se font selon les trois dimensions de l'espace. Le temps de calcul est plus long que sous SCELETON.

Les latitudes de l'utilisateur quant au choix des paramètres de simulation sont plus grandes qu'avec SCELETON. Les mêmes paramètres doivent être définis : épaisseur, composition atomique et densité volumique des différentes couches de l'empilement, énergie et nombre des électrons incidents, mailles de la simulation. Les paramètres supplémentaires sont l'angle d'impact et la dimension de la sonde, l'énergie minimale à partir de laquelle les calculs des trajectoires électroniques sont arrêtés, les modèles physiques à considérer, ainsi que différentes options d'affichage.

Ces paramètres sont entrés par le biais d'une interface graphique. Une partie des résultats est donnée sous formes d'histogrammes (profondeurs atteintes par les primaires, par les rétrodiffusés, énergie transmise, rayonnement X...). Le dépôt d'énergie par position, exprimé en proportion d'énergie déposée dans chaque cellule, est également disponible. La figure 2.16.a montre les trajectoires électroniques tracées sous CASINO, tandis que la figure 2.16.b affiche l'énergie déposée dans le même plan.

Ce dépôt d'énergie peut être traité sous forme de fichier texte. En considérant uniquement l'énergie déposée dans des cellules alignées le long d'un axe radial dans le film de résine, la PSF est extraite.

MCNP (*Monte-Carlo N-Particle*) est un logiciel qui est développé pour simuler des interactions nucléaires. Son exécutable est aujourd'hui distribué gratuitement par le laboratoire national de Los Alamos. Il permet de simuler en trois dimensions l'interaction entre des particules (électron, photon ou neutron) et la matière. Il est aujourd'hui utilisé en imagerie médicale, radioprotection, instrumentation... De manière analogue à SCELETON, un fichier texte contenant les informations relatives à la simulation à réaliser est écrit. Une ligne de commande permet ensuite son interprétation par l'exécutable. Il génère un fichier texte contenant les résultats de la simulation. Il est plus complexe à utiliser que SCELETON ou CASINO, mais autorise des simulations à partir de structures en trois dimensions. Une documentation française résumée est proposée par le *Centre d'Études Nucléaires de*

Bordeaux Gradignan¹².

De nombreux paramètres sont ajustables par l'utilisateur, outre ceux déjà cités pour SCELETON puis CASINO. Il s'agit tout d'abord de la géométrie de l'échantillon. Par un système de création de plans et de cellules, il est possible de définir tout type de géométrie. La nature des particules générées, la position de la source ainsi que sa distribution spatiale ou énergétique sont également à définir.

L'origine de l'énergie déposée peut être discriminée en fonction des phénomènes physiques impliqués. Des statistiques sur l'ensemble des phénomènes encourus par les électrons lors de leur traversée de l'échantillon sont également disponibles.

L'utilisateur définit les cellules dans lesquelles le dépôt d'énergie doit être quantifié. L'énergie peut être donnée en MeV. En se concentrant sur les cellules du film de résine il est alors possible de déterminer la PSF.

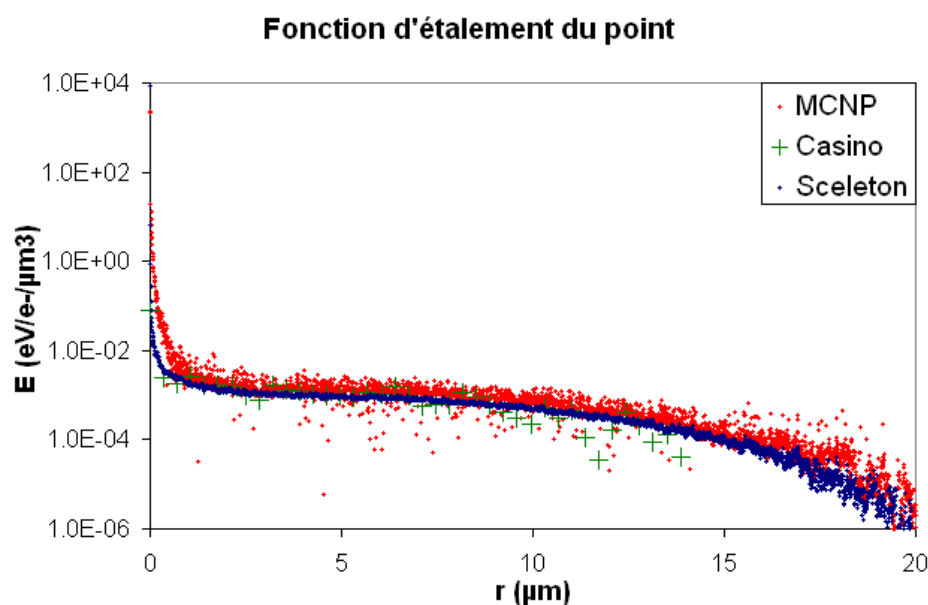


FIGURE 2.18: PSF obtenues avec SCELETON, CASINO et MCNP. Les simulations considèrent un faisceau d'électrons de 10nm de rayon (source ponctuelle pour SCELETON), accéléré à 50keV impactant un empilement constitué de 100nm de PMMA sur 750μm de silicium. L'allure des courbes est comparable. Le bruit variable d'une simulation à l'autre est expliqué par un nombre d'électrons simulés différent (SCELETON : 10⁶ ; CASINO : 10⁴ ; MCNP : 10⁵). Les différences de maillage peuvent aussi l'expliquer.

Une comparaison des PSF obtenues avec ces trois logiciels est présentée dans la figure 2.18. L'empilement correspondant à ces simulations est constitué de 100nm de PMMA sur 750μm de silicium. Étant donné les temps de calcul inhérents aux logiciels d'une part et aux ordinateurs à partir desquels les calculs ont été effectués d'autre part, le nombre d'électrons simulés n'a pas été identique. Il est de 10⁶ pour SCELETON, 10⁴ pour CASINO et 10⁵ pour MCNP. Des sources de 10nm de rayon (ponctuelle avec SCELETON) et une énergie d'accélération de 50keV ont été choisis. Un bon accord entre les simulations est constaté, malgré un niveau de bruit très variable du fait des nombres différents d'électrons pris en compte.

12. http://www.cenbg.in2p3.fr/IMG/pdf/Doc_pratique_MCNP.pdf

2.4.3 Approximation gaussienne de la PSF

La PSF est souvent approximée par une somme de deux gaussiennes. Cette approximation est valide pour un empilement simple, constitué d'une résine et de son substrat. Elle apparaît dès 1975 [Chang, 1975]. Elle vise à alléger le temps de calcul lors de la correction des effets de proximité ainsi que lors de la détermination de la PSF, selon la méthode employée. Cette approximation facilite la convolution de la PSF avec les motifs discrets. La forme usuellement adoptée fut définie par Parikh en 1979 [Parikh, 1979] :

$$E(r) = k \left[\exp\left(-\frac{r^2}{\alpha^2}\right) + \eta_I \left(\frac{\alpha^2}{\beta^2}\right) \exp\left(-\frac{r^2}{\beta^2}\right) \right] \quad (2.25)$$

où k est un facteur de normalisation. α et β sont les demi-largeurs de gaussiennes associées respectivement à la distribution des électrons primaires diffusés dans la résine (ou *forward*) et des électrons rétrodiffusés par le substrat (ou *backscattered*). η_I est le rapport des intensités des électrons rétrodiffusés I_r sur les primaires I_p . Une intensité I_i a pour expression :

$$I_i = 2\pi \int_0^\infty r \exp\left(-\frac{r^2}{\beta_i^2}\right) dr \quad (2.26)$$

et η_I s'écrit :

$$\eta_I = \frac{I_r}{I_p} \quad (2.27)$$

2.4.4 Méthodes expérimentales de détermination de la PSF

Il est également possible d'obtenir des fonctions d'étalement du point à partir d'expériences. Cela se déroule en quatre étapes :

- Exposition de la résine
- Développement des motifs
- Inspection des motifs, en fonction de la dose d'exposition
- Calculs à partir des observations

L'intérêt de telles PSF est la prise en compte de phénomènes mal considérés voire non considérés dans les simulations de Monte Carlo :

- Les effets résine. La PSF expérimentale tient compte du couchage de la résine ainsi que son développement. Des effets de diffusion d'acide dans le cas des CAR sont également considérés, contrairement aux simulations Monte Carlo.
- Les paramètres équipement. La PSF expérimentale inclut l'impact de la dimension réelle du faisceau, de son étalement, ainsi que de sa distribution spatiale.

Plusieurs techniques, plus ou moins intuitives ou calculatoires, ont été développées.

Méthode dite des *Doughnuts*

Elle est décrite une première fois dans la publication de Stevens [Stevens et al., 1986]. Cette technique est basée sur l'inspection de motifs en forme d'anneau, ou *doughnut*. Elle ne nécessite pas de mesure de largeur de motif, ce qui constitue son principal intérêt. En effet on s'affranchit alors d'éventuelles erreurs de mesure.

Des anneaux de différentes dimensions sont exposés à différentes doses. L'expérimentateur note, pour chaque dimension, à partir de quelle dose le disque intérieur disparaît.

La dose minimale nécessaire à la disparition du disque intérieur implique que le seuil de développement a été alors atteint au centre de l'anneau. La PSF est approximée comme étant égale à

la somme de gaussiennes. Ceci rend possible la résolution numérique des équations déterminant la dose déposée pour un anneau de taille donnée.

Méthodes calculatoires

Ces méthodes s'appuient sur la détermination de la dose à la cote (*dose to size*) de différents motifs. Elles ne sont pas intuitives. Elles sont basées sur des calculs numériques, faisant intervenir des convolutions et des déconvolutions.

Des lignes ou des tranchées de différentes largeurs sont exposées et développées. L'expérimentateur, par des mesures CD-SEM, détermine la dose à la cote de chaque motif. Il convolue ensuite les motifs avec différentes PSF, et retient les paramètres de PSF qui expliquent le mieux les résultats expérimentaux.

La PSF est considérée comme étant égale à la somme de gaussiennes. Cette approximation simplifie les calculs et diminue significativement les temps de calcul.

Exposition ponctuelle

Cette méthode a été proposée par Rishton en 1987 [Rishton and Kern, 1987]. Elle consiste en une exposition ponctuelle à des doses croissantes. La mesure du rayon des disques obtenus après développement, en fonction de la dose d'exposition, permet de tracer la PSF.

Elle est basée sur l'hypothèse que l'énergie déposée au bord d'un motif après développement est constante, quelle que soit la dose d'exposition. Les principes de cette méthode sont les mêmes que ceux utilisés pour l'exposition linéaire (cf. ci-après). Le lecteur se reportera à ce paragraphe pour plus de détails.

Surexposition linéaire

Au cours de ce travail, une méthode de détermination expérimentale de la PSF analogue à celle de Rishton a été développée. L'exposition ponctuelle n'était pas possible sur l'outil utilisé. Le temps d'exposition requis par pixel exposé est si grand, que l'outil de lithographie électronique ne pouvait stabiliser le faisceau. En outre les mesures de largeur de disques sont malaisées. L'exposition de disques, analogue à une exposition ponctuelle, mais présentant une incertitude liée à sa largeur, requiert également des temps d'exposition largement trop longs. C'est pourquoi l'exposition de lignes a été testée avec succès. Nous allons dans la suite nous pencher sur cette technique, puisqu'elle a été utilisée pour déterminer les PSF expérimentales au cours de notre étude.

Fondements de la méthode Reprenons le développement de Rishton. Soit $f(r)$ la PSF à déterminer et $D(r)$ la distribution de la dose déposée. Alors la distribution d'énergie déposée dans la résine est donnée par la convolution de la dose par la PSF :

$$E(r) = a \int D(r') f(r - r') dr' \quad (2.28)$$

a est un facteur de conversion de la charge en énergie. Il est constant pour une énergie et un procédé résine donnés.

Pour une exposition ponctuelle avec une charge Q_i :

$$D_i(r) = Q_i \delta(r) \quad (2.29)$$

$\delta(r)$ est une distribution de Dirac. Elle traduit le fait que tous les électrons sont déposés en un même point. Il vient alors :

$$E_i(r) = aQ_i f(r) \quad (2.30)$$

La dose d'exposition D_0 en bord de tout motif développé est définie par le procédé résine employé. D_0 est constante pour un procédé résine donné [Herzog et al., 1972]. Soit R le rayon du disque développé :

$$D(R) = D_0 \quad (2.31)$$

puis

$$E(R) = aD_0 \quad (2.32)$$

Suivant cette définition, la fonction $f(r)$ définit l'impact des primaires et des rétrodiffusés, mais également de la taille du faisceau sur le dépôt d'énergie dans la résine. Le niveau d'énergie E_0 , seuil de développement de la résine, est atteint en bord de disque. Il est constant. On peut écrire :

$$E_0 = aD_0 = aQ_i f(R_i) \quad (2.33)$$

d'où l'expression de la fonction PSF normalisée $f(r)$, pour une charge Q_i et un rayon R_i mesuré après développement :

$$f(R_i) = \frac{D_0}{Q_i} \quad (2.34)$$

En déposant une plus grande charge Q_i , le rayon R_i du disque après développement est augmentée. La PSF en chaque R_i peut alors être déterminée : le niveau d'énergie déposée par un électron est proportionnel à l'inverse de la charge totale Q_i déposée.

Application à une exposition linéaire La méthode de détermination expérimentale décrite dans cette partie a été développée et utilisée au cours de cette étude.

Rishton part du constat que l'énergie déposée à l'interface entre les zones développée et non développée est constante, pour un procédé résine donné. Cela reste évidemment vrai lorsqu'une ligne est exposée. La distribution radiale de l'énergie conduisant à développer un disque dans le cas d'une exposition ponctuelle, est par contre perdue. L'évolution de la largeur de la ligne dépend pourtant des paramètres de la PSF. C'est ce que nous allons voir dans cette partie.

Cette approche est basée sur l'approximation double gaussienne de la PSF. Elle permet de calculer les paramètres de l'équation 2.25 : α , β et η_I . Un traitement distinct est appliqué aux points expérimentaux relevant de l'énergie déposée par les électrons primaires de celle déposée par les rétrodiffusés.

Expérimentalement la discrimination des deux phénomènes se fait par les doses d'exposition. Les doses les plus faibles correspondent aux électrons primaires. L'énergie déposée en bord de ligne est majoritairement due aux électrons primaires. La part des rétrodiffusés est négligeable. Pour les doses plus fortes, l'énergie déposée en bord de ligne est principalement apportée par les électrons rétrodiffusés. Cela est vérifié grâce à une courbe expérimentale par notre méthode.

Concentrons-nous tout d'abord sur l'énergie déposée par les électrons rétrodiffusés. Partant de l'équation 2.25, la part des rétrodiffusés dans la PSF s'écrit :

$$E_r(r) = k\eta_I \left(\frac{\alpha^2}{\beta^2} \right) \exp\left(-\frac{r^2}{\beta^2}\right) \quad (2.35)$$

L'équation 2.30 permet de faire le lien avec la PSF relative aux rétrodiffusés :

$$f_r(r) = k_r \exp\left(-\frac{r^2}{\beta^2}\right) \quad (2.36)$$

où

$$k_r = \frac{k\eta_I}{aQ_i} \left(\frac{\alpha^2}{\beta^2}\right) \quad (2.37)$$

k_r est constante pour une exposition donnée.

Pour étendre la méthode de Rishton à une ligne, il suffit de réaliser des expositions ponctuelles le long d'une ligne, espacées d'un pas inférieur à la taille du faisceau, de sorte qu'après développement une ligne continue soit effectivement obtenue. Référons-nous à la figure 2.19. Les expositions ponctuelles successives sont espacées d'un pas a . La longueur de la ligne est considérée infinie, c'est-à-dire plus grande que la distribution des rétrodiffusés. Plusieurs expositions ponctuelles contribuent à l'énergie seuil E_r^0 déposée en bord de ligne.

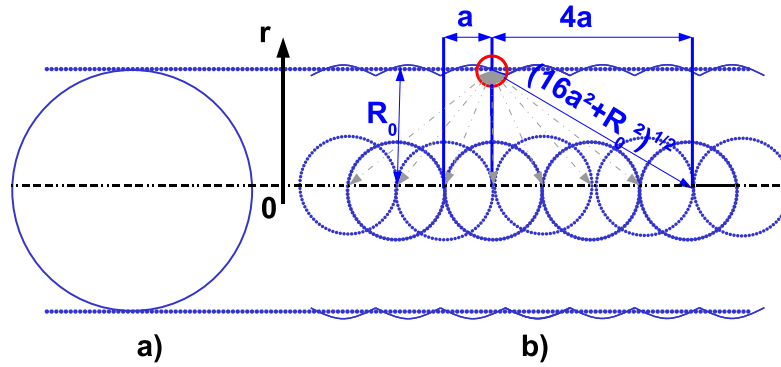


FIGURE 2.19: Exposition linéaire pour déterminer la PSF. a) Exposition ponctuelle, correspondant à la méthode de Rishton. Plus la dose d'exposition est grande, plus le cercle après développement est large. La mesure de l'évolution du rayon du cercle en fonction de la dose d'exposition permet de remonter à la PSF. b) Schéma faisant le lien entre les largeurs de lignes mesurées et celles des disques d'expositions ponctuelles. L'exposition linéaire correspond à une succession d'expositions ponctuelles alignées et espacées d'un pas a . Ce pas doit être suffisamment faible pour que l'on mesure une ligne continue après développement. Chaque exposition ponctuelle, si elle avait été réalisée isolée, aurait conduit à une largeur correspondant à un disque représenté en pointillés. La largeur d'une ligne ainsi définie est plus grande, pour une même dose par point d'exposition. Les paramètres utilisés dans les calculs de cette section sont indiqués. La ligne est considérée de longueur infinie. En tout point du bord de cette ligne (point rouge par exemple), l'énergie reçue est égale à la somme de l'énergie déposée par chaque exposition ponctuelle de la ligne (flèches grises pointillées). L'approximation gaussienne permet de lier l'évolution de la largeur de la ligne aux paramètres de la PSF.

Soit une ligne exposée avec une charge Q_i , développée à une largeur $2R_0$, la somme des PSF reçues en un point du bord de ligne s'écrit :

$$F_r(R_0) = f_r(R_0) + 2f_r\left(\sqrt{R_0^2 + a^2}\right) + 2f_r\left(\sqrt{R_0^2 + 4a^2}\right) + \dots \quad (2.38)$$

$$F_r(R_0) = k_r \left[\exp\left(-\frac{R_0^2}{\beta^2}\right) + 2 \exp\left(-\frac{R_0^2 + a^2}{\beta^2}\right) + 2 \exp\left(-\frac{R_0^2 + 4a^2}{\beta^2}\right) + \dots \right] \quad (2.39)$$

$$F_r(R_0) = 2k_r \exp\left(-\frac{R_0^2}{\beta^2}\right) \left[\frac{1}{2} + \exp\left(-\frac{a^2}{\beta^2}\right) + \exp\left(-\frac{4a^2}{\beta^2}\right) + \dots \right] \quad (2.40)$$

$$F_r(R_0) = 2k_r \exp\left(-\frac{R_0^2}{\beta^2}\right) \left[\frac{1}{2} + \sum_{i=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{i^2 a^2}{\beta^2}\right) \right] \quad (2.41)$$

Le deuxième facteur de l'équation 2.41 ne dépend pas de R_0 . Il est constant, quelque soit la dose d'exposition. La variation de la largeur de la ligne due aux rétrodiffusés, en fonction de la dose d'exposition suit donc exactement la même loi que dans le cas d'une exposition ponctuelle. Seule l'intensité d'énergie change.

On définit la constante c_r :

$$c_r = \frac{1}{2} + \sum_{i=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{i^2 a^2}{\beta^2}\right) \quad (2.42)$$

Il vient :

$$F_r(R_i) = 2c_r f_r(R_i) \quad (2.43)$$

Par analogie avec l'équation 2.34, il vient :

$$F(R_i) = \frac{D_0}{Q_i} \quad (2.44)$$

$$2c_r k_r \exp\left(-\frac{r^2}{\beta^2}\right) = \frac{D_0}{Q_i} \quad (2.45)$$

que l'on réécrit :

$$\ln(Q_i) = \ln\left(\frac{D_0 \beta^2}{2c_r k_r \eta_I \alpha^2}\right) + \frac{R_i^2}{\beta^2} \quad (2.46)$$

où c_r est la constante indépendante de la dose d'exposition définie par l'équation 2.42. L'équation 2.46 montre que le tracé de $\ln(Q_i)$ en fonction de R_i^2 donne une droite. Le calcul de β est alors possible, à partir du coefficient directeur de cette droite.

Un raisonnement analogue permet de caractériser la diffusion des électrons primaires dans la résine, pour des largeurs de ligne $2R_i$ plus faibles. Cette fois l'équation de la droite s'écrit :

$$\ln(Q_i) = \ln\left(\frac{D_0}{2c_p k}\right) + \frac{R_i^2}{\alpha^2} \quad (2.47)$$

où :

$$c_p = \frac{1}{2} + \sum_{i=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{i^2 a^2}{\alpha^2}\right) \quad (2.48)$$

La figure 2.20 présente des résultats expérimentaux obtenus dans un film de HSQ sur substrat de silicium, à $5keV$ avec l'outil MAPPER. La charge Q_i y est notée D. Il s'agit de ce qui

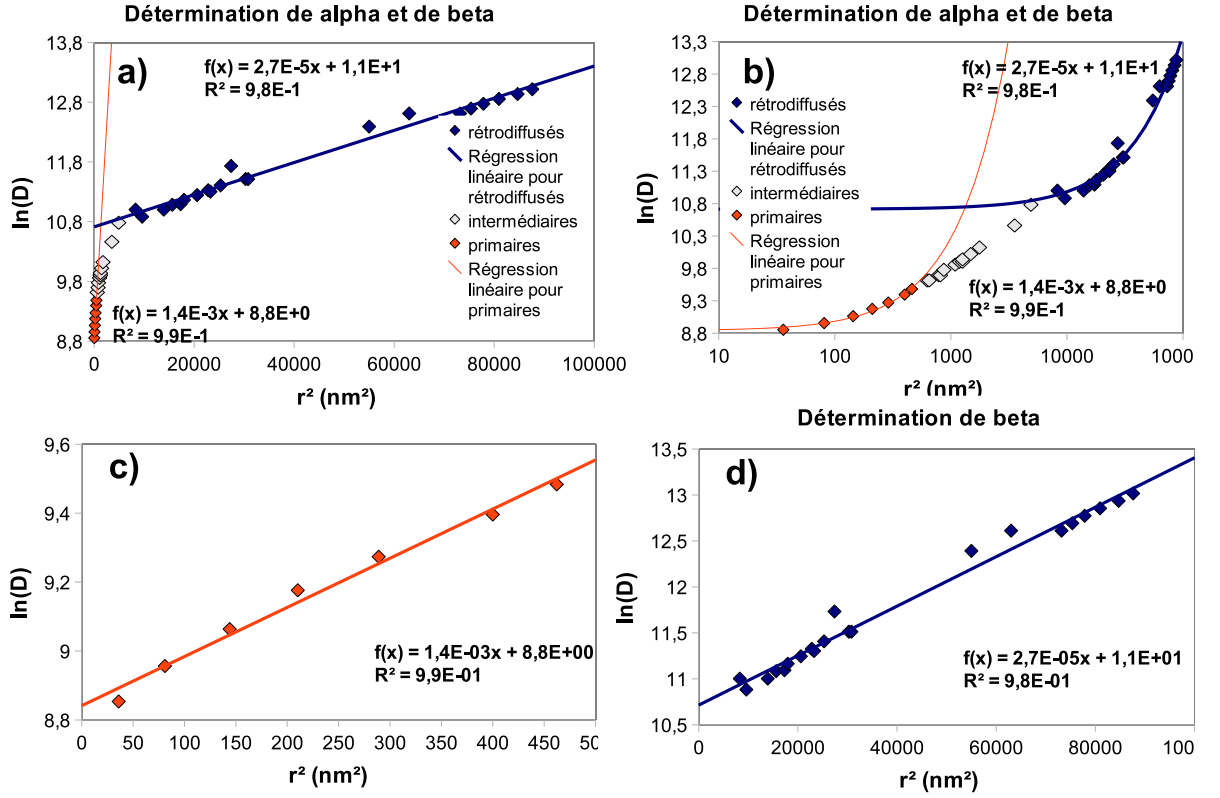


FIGURE 2.20: Détermination expérimentale de α et β par la méthode de surexposition d'une ligne. Les résultats expérimentaux présentés ici sont issus de l'exposition à $5keV$ d'un film de $40nm$ de HSQ déposé sur un substrat de silicium. Que l'on considère le dépôt d'énergie dans la résine dû à la diffusion des primaires ou aux rétrodiffusés, $\ln(D)$ varie linéairement avec r^2 . Ceci est confirmé expérimentalement, avec un coefficient de corrélation de 98% et 99% dans le cas présenté ici, selon que l'on s'intéresse aux électrons primaires ou aux rétrodiffusés. Le coefficient directeur de la droite obtenue permet de calculer les écarts types des distributions gaussiennes. a) Représentation de l'intégralité de la courbe. Les deux populations apparaissent. b) Courbe complète. L'échelle logarithmique permet de grossir l'échelle pour les plus faibles largeurs de lignes, c'est-à-dire pour les électrons primaires. c) Distribution gaussienne de l'énergie due aux électrons primaires. $\alpha = 25nm$ d) Distribution gaussienne de l'énergie due aux électrons rétrodiffusés. $\beta = 190nm$

est nommé la dose d'exposition, en $\mu C/cm^2$. La prévision découlant des calculs déroulés précédemment est vérifiée. Il est possible de caractériser d'une part le comportement des électrons primaires et d'autre part celui des secondaires en traçant la variation du logarithme de l'inverse de la dose en fonction de la demie largeur au carré. Cette variation est linéaire, le coefficient de corrélation des droites obtenues étant de 98% et 99%, selon que l'on s'intéresse aux électrons primaires ou aux rétrodiffusés. La distinction entre les points relatifs aux électrons primaires et ceux des rétrodiffusés apparaît clairement sur les figures 2.20.c et 2.20.d. Les calculs donnent $\alpha = 25nm$ et $\beta = 190nm$.

Des calculs permettent également de remonter à la valeur de η . Les constantes $D_0\beta^2/c_r k\eta\alpha^2$ et $D_0/c_p k$ apparaissant dans les équation 2.46 et 2.47 sont calculées à partir de l'ordonnée à

l'origine des droites. Le rapport entre ces constantes a pour expression :

$$\frac{D_0}{2c_p k} \left(\frac{D_0 \beta^2}{2c_r k \eta \alpha^2} \right)^{-1} = \left\{ \eta \left(\frac{\alpha^2}{\beta^2} \right) \left[\frac{1}{2} + \sum_{i=1}^{\infty} \exp \left(-\frac{i^2 a^2}{\beta^2} \right) \right] \right\} \left\{ \left[\frac{1}{2} + \sum_{i=1}^{\infty} \exp \left(-\frac{i^2 a^2}{\alpha^2} \right) \right] \right\}^{-1} \quad (2.49)$$

Les valeurs des sommes sont calculées numériquement. Dans notre expérience l'écart entre les points exposés est $a = 2.5nm$. La somme sur α vaut alors 8,9 et celle sur β 68,1. À partir des ordonnées à l'origine des droites expérimentales, le rapport de l'équation 2.49 est évalué à 0,11. Connaissant les valeurs de α et β on calcule $\eta = 0,87$.

2.4.5 La correction des effets de proximité

Les effets de proximité ont été identifiés dans les années 70 [Greeneich and Van Duzer, 1973, Hawryluk et al., 1974, Chang, 1975]. Ils sont dus aux électrons rétrodiffusés. Des motifs séparés par une distance inférieure à la distance maximale atteinte par les électrons rétrodiffusés vont chacun ajouter à l'autre du bruit dû à la rétrodiffusion.

Ces effets indésirables doivent être minimisés, tout particulièrement pour les motifs de plus faibles dimensions. Différents types d'effets sont à distinguer. Il existe plusieurs techniques de correction de ces effets de proximité.

Le dépôt d'énergie selon les motifs exposés.

La PSF $f(r)$ quantifie les effets de proximité. Soit une fonction binaire $M(x, y)$ définissant les motifs à insoler. Cette fonction détermine les pixels à exposer. Elle a pour valeur 1 si le pixel doit être exposé, 0 sinon. La distribution en énergie $E(x, y)$ effectivement déposée lors de l'exposition d'un motif défini par cette fonction est donnée par le produit de convolution entre les fonctions $f(r)$ et $M(x, y)$:

$$E(x, y) \propto M(x, y) \otimes f(r) \quad (2.50)$$

Les figures 2.21 et 2.22 présentent les effets de proximité observés sur des motifs différents. Intéressons-nous plus particulièrement à la figure 2.21 pour le moment. Le motif présenté, un réseau de lignes, est usuellement employé en lithographie pour caractériser la résolution. Comme nous l'avons vu dans la section 2.2.4, le contraste de la résine est un premier paramètre qui doit être maximisé pour améliorer la résolution. Le contraste de dépôt d'énergie est également primordial pour obtenir une bonne lithographie. Il dépend de la PSF (c'est-à-dire de l'élargissement des primaires dans la résine et des rétrodiffusés) et du motif considéré. Dans le cas d'un réseau, il peut être calculé pour chaque ligne comme étant la pente entre le minimum et le maximum d'énergie. Ce contraste est d'autant amélioré que l'élargissement des primaires est faible. Ce paramètre dépend principalement de la taille du faisceau électronique. Son impact est illustré dans la figure 2.21. Plus le faisceau est étroit, meilleur est le contraste en énergie pour une ligne donnée, et moins la différence de largeur de ligne bord-centre du réseau est significative. Du fait que l'espacement entre deux lignes exposées est de l'ordre de grandeur du diamètre d'élargissement des primaires dans la résine (paramètre α), les effets de proximité sont ici principalement dus à ce paramètre.

1. www.aselta.com Société issue du CEA-LETI, proposant un logiciel de calcul et de correction des effets de proximité.

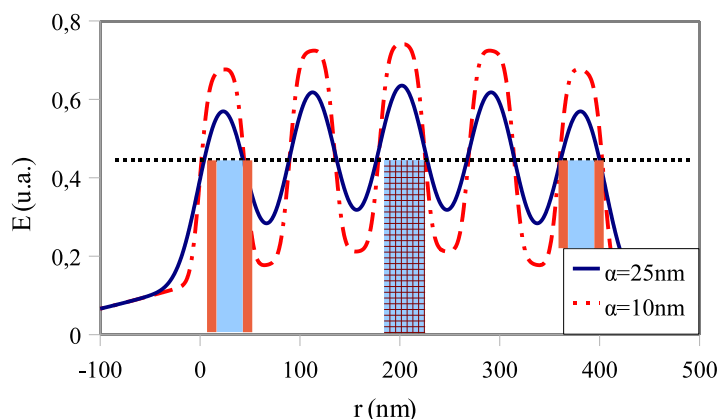


FIGURE 2.21: Effets de proximité dans un réseau de lignes. Les calculs ont été réalisés avec le logiciel Aselta ©¹. Cinq lignes de 45nm espacées de 45nm sont exposées avec les mêmes paramètres que pour la figure 2.20 ($\alpha = 25\text{nm}$, $\beta = 190\text{nm}$ et $\eta = 0.9$) pour la première courbe. Le paramètre alpha est diminué à $\alpha = 10\text{nm}$ pour la seconde. Soit un seuil correspondant au niveau d'énergie de 0,5. Alors les lignes du bord du réseau sont plus étroites que celles du centre. La ligne la plus large est la ligne centrale. Les largeurs de lignes après développement sont représentées en bleu pour le faisceau de 25nm et en rouge pour celui de 10nm .

Nature des effets de proximité

Il existe deux types d'effets de proximité : les effets d'inter-proximité et les effets d'intra-proximité. Ils sont illustrés dans la figure 2.22.

- Inter-proximité : deux motifs sont exposés à une distance inférieure à la longueur maximale de diffusion des électrons rétrodiffusés. Le bruit généré par ces électrons est ajouté d'un motif vers le motif voisin. Cela est identifié dans la figure 2.22. Il s'agit des zones D et D' . Les rétrodiffusés y déposent d'avantage d'énergie qu'en B et B' par exemple.
- Intra-proximité : les effets de proximité peuvent également se faire sentir à l'intérieur d'un même motif. Par exemple, la dose due aux rétrodiffusés au point A est deux fois plus forte qu'en B . Elle l'est quatre fois plus qu'en C et $4/3$ fois plus qu'en E . Le dépôt d'une dose uniforme n'est donc pas convenable pour développer correctement ces motifs.

La correction des effets de proximité

Comme nous l'avons vu précédemment, le dépôt de l'énergie dans la résine ne se fait pas de façon idéale. L'élargissement de la distribution des électrons primaires, de même que la distribution d'électrons rétrodiffusés induisent des écarts entre les motifs à exposer et les motifs après développement si aucune correction n'est effectuée. Plusieurs types de corrections existent.

Modulation de dose L'idée d'appliquer une dose différente, selon le motif, voir à l'intérieur d'un motif, est apparue dès les années 1970. [Ozdemir et al., 1973] propose ainsi de faire varier la vitesse de balayage lors d'expositions de lignes d'un réseau.

[Speth et al., 1975] propose en 1975 une surexposition des bords de motifs. Cela a pour effet à la fois de limiter la quantité de rétrodiffusés pour un motif donné (diminution de la dose à l'intérieur des motifs) et d'augmenter le contraste en énergie en bord de motifs.

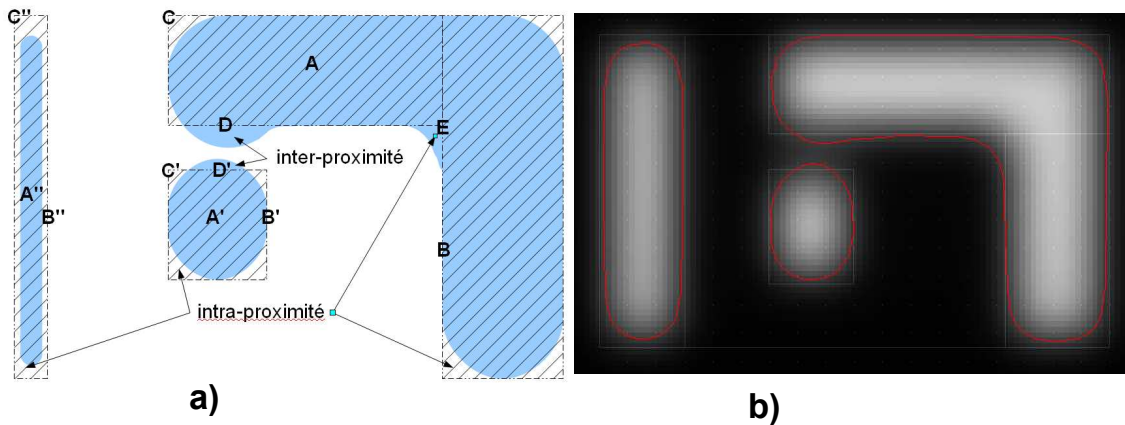


FIGURE 2.22: Illustration des effets de proximité. Trois motifs de dimensions différentes sont exposés à une même dose. a) Les surfaces hachurées représentent la zone exposée, c'est-à-dire balayée par le faisceau électronique. Cela correspond à la fonction $M(x, y)$. Les surfaces bleues illustrent les motifs après développement de la résine. L'énergie $E(x, y)$ déposée à l'intérieur de ces motifs est supérieure ou égale à l'énergie seuil E_0 nécessaire au développement de la résine. On constate que les surfaces bleues ne se superposent pas parfaitement aux surfaces hachurées. Différentes zones sont identifiées, selon la quantité d'énergie qu'elles reçoivent. Les effets d'intra-proximité, dus à l'énergie déposée à l'intérieur d'un motif, sont identifiés, de même que les effets d'inter-proximité, dus à l'influence des motifs voisins. b) Résultat de simulation avec des motifs comparables. Les largeurs de lignes sont de 60nm à 70nm . La simulation a été réalisée avec le logiciel Aselta ©, en prenant en compte une PSF de paramètres $\alpha = 25\text{nm}$, $\beta = 190\text{nm}$ et $\eta = 0.9$, obtenue avec 40nm de HSQ sur substrat de silicium à 5keV . L'intensité d'énergie déposée est représentée en niveaux de gris (du blanc pour les fortes intensités vers le noir). Les contours rouges correspondent à un niveau seuil d'énergie nécessaire au développement des motifs.

Une méthodologie plus générale a été développée par Parikh [Parikh, 1978, Parikh, 1980]. Cette méthode consiste à moduler la dose en fonction des motifs à exposer. Les motifs sont découpés en sous éléments. La dose incidente en chacun de ces sous éléments est altérée, de sorte que l'énergie déposée dans l'ensemble des sous éléments soit finalement la même. Des calculs de déconvolution, prenant en compte les motifs (fonction $M(x, y)$) et la PSF ($f(r)$) permettent de calculer la dose à appliquer en chaque zone à exposer. L'utilisation de la forme double gaussienne de la PSF (équation 2.25) permet de réduire significativement les temps de calcul.

Une méthode plus récemment développée consiste en une exposition multiple. Les motifs sont exposés une première fois. Puis une seconde exposition au centre ou en bord de motifs permet d'améliorer les performances lithographiques en terme de sensibilité de la largeur de ligne à la dose d'exposition et de rugosités de bord de ligne [Martin et al., 2009].

Modulation de la géométrie. Cette solution de correction des effets de proximité est analogue à une technique utilisée en lithographie optique (OPC, pour *Optical Proximity Correction*). Sewell la propose dès 1978 [Sewell, 1978]. Sa méthode est empirique. Pour un procédé résine donné, il vérifie la modification des motifs du masque après développement. La forme des motifs est ensuite modifiée de sorte que les motifs après développement se rapprochent des motifs du masque.

Une technique combinant la modulation de dose et de la géométrie a été proposée en 1978 par Youngman [Youngman and Wittels, 1978].

GHOST Cette technique de correction des effets de proximité se propose de transformer l'énergie rétrodiffusée en un fond continu d'énergie. Elle a été proposée en 1983 [Owen and Rissman, 1983]. Elle ajoute une exposition en négatif de l'énergie déposée par les électrons rétrodiffusés. Ainsi le niveau de bruit introduit par les rétrodiffusés est constant, quelle que soit la position. Ceci est illustré dans la figure 2.23.

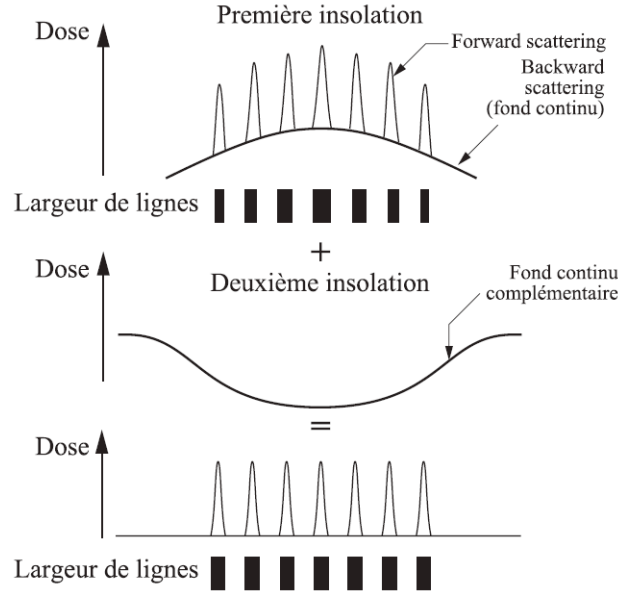


FIGURE 2.23: Principe de la méthode GHOST. Une seconde exposition permet de niveler la nappe d'énergie déposée par les électrons rétrodiffusés. (d'après [Constancias et al., 2010])

On définit la fonction $M(x, y)$ représentant les motifs à exposer. Pour chaque pixel d'écriture elle renvoie la valeur 1 si le pixel doit être écrit, 0 sinon. Sans correction, la répartition spatiale de l'énergie déposée est définie par l'équation 2.50, pour une PSF $f(r)$.

Soit $f_r(r)$ la fonction associée à la part des électrons rétrodiffusés dans la PSF précédente. L'expression mathématique de l'énergie additive à déposer pour appliquer la méthode GHOST est donnée par l'équation 2.51.

$$E_r(r) = [1 - M(x, y)] \otimes f_r(r) \quad (2.51)$$

Concrètement tous les pixels de la surface de la résine sont exposés. Les motifs à imprimer sont exposés, tous à la même dose. Les autres pixels sont tous exposés à une même dose, avec un faisceau aussi large que les électrons rétrodiffusés. Ainsi le niveau de bruit des rétrodiffusés est le même dans toute la surface. Cela peut être traduit par l'équation suivante de dépôt total d'énergie :

$$E(r) = E_G + M(x, y) \otimes f_p(r) \quad (2.52)$$

où E_G est le niveau d'énergie constant sur l'ensemble de la plaque dû aux rétrodiffusés et à l'exposition de la méthode GHOST et $f_p(r)$ est l'énergie déposée par les seuls électrons primaires.

Les inconvénients de cette méthode sont le temps d'exposition, le fait qu'elle ne corrige pas l'impact de la diffusion des électrons primaires dans la résine et qu'elle diminue le contraste en énergie déposée dans la résine.

2.4.6 Notion de contraste en énergie

De même que pour le procédé résine, un contraste peut être associé au dépôt d'énergie pour un motif donné. Considérons une courbe telle que celles présentées dans la figure 2.21. Il s'agit de la pente entre un niveau maximal et un niveau minimal d'énergie. Plus cette pente est abrupte, meilleur est le contraste. Dans cet exemple, le contraste est d'autant meilleur que la taille du faisceau est faible. Le contraste en énergie dépend à la fois de la courbe PSF et des motifs à exposer. Il est d'autant meilleur que α et η sont faibles.

D'une façon générale un fort contraste en énergie peut compenser un mauvais contraste du procédé résine ou un trop fort bruit grenaille.

2.5 Actions conjuguées du contraste, de la rétrodiffusion et du bruit grenaille sur la lithographie

La méthode de caractérisation présentée dans cette partie constitue une approche originale de ce travail.

Nous avons vu dans ce chapitre que le résultat d'une lithographie dépend d'un ensemble de paramètres expérimentaux. Il existe principalement deux techniques de caractérisation, chacune donnant des informations différentes :

- Courbe de contraste. Elle caractérise l'impact de la dose d'exposition sur la modification chimique d'une résine. Cette courbe donne la variation d'épaisseur de résine en fonction de la dose. Plus cette variation est forte, meilleure est la résolution atteignable avec un procédé résine donné. On en tire également une information sur la sensibilité de la résine sous exposition électronique.
- PSF. La PSF caractérise la physique de l'interaction électron-matière. Elle tient compte de l'empilement traversé par les électrons. Elle donne la proportion d'énergie déposée dans le film de résine en fonction de la distance radiale. En convoluant cette courbe avec les motifs à exposer, on obtient le dépôt en énergie dans le plan de la résine. L'opération inverse, la déconvolution, permet de moduler la dose d'exposition pour réaliser des corrections des effets de proximité.

Par ailleurs la résolution et la rugosité d'un procédé résine dépendent également du bruit grenaille. Il est lié à la sensibilité de la résine. La courbe de contraste donne donc une analyse qualitative de ce phénomène. La comparaison de deux courbes de contraste permet de dire si ce phénomène sera plus ou moins critique, selon le procédé résine utilisé.

Les courbes présentées dans la figure 2.24 rassemblent l'ensemble des informations dont nous pouvons disposer à partir des critères expérimentaux listés précédemment : courbe de contraste, PSF et bruit grenaille. Elles permettent la synthèse des effets que nous avons décrits. Elles prédisent le profil des motifs après développement et de quantifient la rugosité.

La figure 2.24.a présente une courbe de contraste obtenue pour 40nm de HSQ à 5keV. La figure 2.24.b donne la PSF pour des conditions proches de l'expérience. Les paramètres sont précisés dans la légende. Il s'agit d'une PSF obtenue avec l'outil MAPPER. Ces courbes ont été employées pour prédire le profil et la résolution atteignable pour un réseau dense de lignes de 32nm, longues de 1 μ m.

La convolution de la PSF avec le motif permet le calcul du dépôt d'énergie correspondant. La figure 2.24.c donne le profil d'énergie à mi-hauteur du réseau de lignes.

On fait l'hypothèse que le développement sélectionne un niveau d'énergie à 4,9 afin de développer la ligne centrale du réseau à la dose à la cote. Une seconde hypothèse consiste à dire que cette dose est la dose nécessaire au développement de la résine à mi-hauteur (cf. courbe de contraste 2.24.a). On fait ainsi le lien entre énergie déposée et dose d'exposition. Cette dose correspond à un nombre d'électrons déposés par pixel. La taille d'un pixel est choisie de l'ordre de la longueur de diffusion des électrons secondaires (5nm, cf. [Leunissen et al., 2005]). Un étalonnage avec l'expérience serait nécessaire pour avoir des valeurs plus proches de la réalité. Connaissant ce nombre, l'impact du bruit grenaille sur le profil des lignes est évalué d'après la statistique de Poisson (cf. figure 2.24.d).

En chaque point de cette courbe on connaît le nombre d'électrons déposés par pixel, donc la dose d'exposition, ainsi que l'erreur associée. La courbe de contraste permet alors de faire le lien entre la dose d'exposition et l'épaisseur de résine après développement. Ceci est présenté dans la figure 2.24.e.

Ces différentes étapes permettent de tracer le profil des motifs après développement. L'incertitude sur le profil des lignes traduit la rugosité de bord de ligne. Un procédé résine sera résolvant si les espaces entre les lignes de résine sont débouchés. C'est le cas dans l'exemple présenté ici, hors fluctuations statistiques. Ces fluctuations, avec l'étalonnage utilisé dans cet exemple, conduisent à une perte de résolution.

Les considérations exposées précédemment nécessitent des étalonnages pour coïncider correctement aux données expérimentales. Ces étalonnages concernent la dose d'exposition correspondant au niveau d'énergie à la cote et la taille du pixel à considérer pour prendre en compte le bruit grenaille. Ils doivent se faire par comparaison de la simulation avec des images CD SEM ou AFM. Les variables d'étalonnage sont la dose d'exposition atteinte à mi-hauteur des lignes et la taille de pixel à considérer pour calculer le bruit grenaille. Ce dernier doit prendre en compte la longueur de diffusion des électrons secondaires ou de l'acide dans le cas d'une résine amplifiée.

L'observation de la courbe 2.24.e donne un aperçu du résultat lithographique après développement, prenant en compte à la fois l'impact du procédé résine, de la rétrodiffusion due au substrat et de l'équipement (taille du faisceau). Elle conduit à plusieurs conclusions concernant la lithographie :

- Résolution atteignable. Une exposition donnée est résolue si la résine est totalement éliminée entre deux lignes exposées.
- Rugosité. La rugosité est d'autant plus forte que l'écart entre les courbes verte et rouge est important.
- Pente des lignes. La pente des motifs de résine est un paramètre important pour la gravure. Elle doit être aussi forte que possible. Ceci est vérifiable par cette approche.
- Perte d'épaisseur de résine. Une épaisseur maximale de résine après développement apparaît dans la courbe de contraste. Elle n'est pas atteinte dans les lignes après développement. La hauteur des motifs après développement ressort de cette analyse. C'est également un paramètre capital pour l'étape ultérieure de gravure. Une épaisseur trop faible complique l'étape de gravure.

La figure 2.25 donne plusieurs exemples d'impact des paramètres expérimentaux sur le profil des lignes et le bruit grenaille. Les conclusions sont les suivantes :

- Contraste. Plus le contraste est faible, moins la résolution atteignable est forte et plus la pente des motifs est faible.
- Dose. Plus la dose d'exposition est faible, plus la variation statistique de largeur des lignes

est forte. Il en résulte une augmentation de la rugosité et une perte de résolution. Un fort phénomène de pontage (pont de résine entre les lignes après développement) est susceptible d'apparaître.

- Taille du faisceau. Plus le faisceau est étroit, mieux le dépôt en énergie est contrôlé. Par conséquent, la pente des motifs après développement est d'autant plus abrupte. L'impact du bruit statistique est alors significativement minimisé.
- Largeur de rétrodiffusion. Plus l'énergie du faisceau est forte, plus la distribution des électrons rétrodiffusés se fait sur une grande distance. Tous les autres paramètres étant constants, une distribution plus large des électrons rétrodiffusés conduit à une meilleure uniformité des lignes dans le cas considéré. Ceci est dû au fait que l'énergie alors déposée dans le réseau est moindre.

L'analyse de certains résultats expérimentaux des chapitres suivants s'appuiera sur cette approche. Faute d'étalonnage, elle sera utilisée non pour quantifier les phénomènes, mais pour comprendre les variations observées.

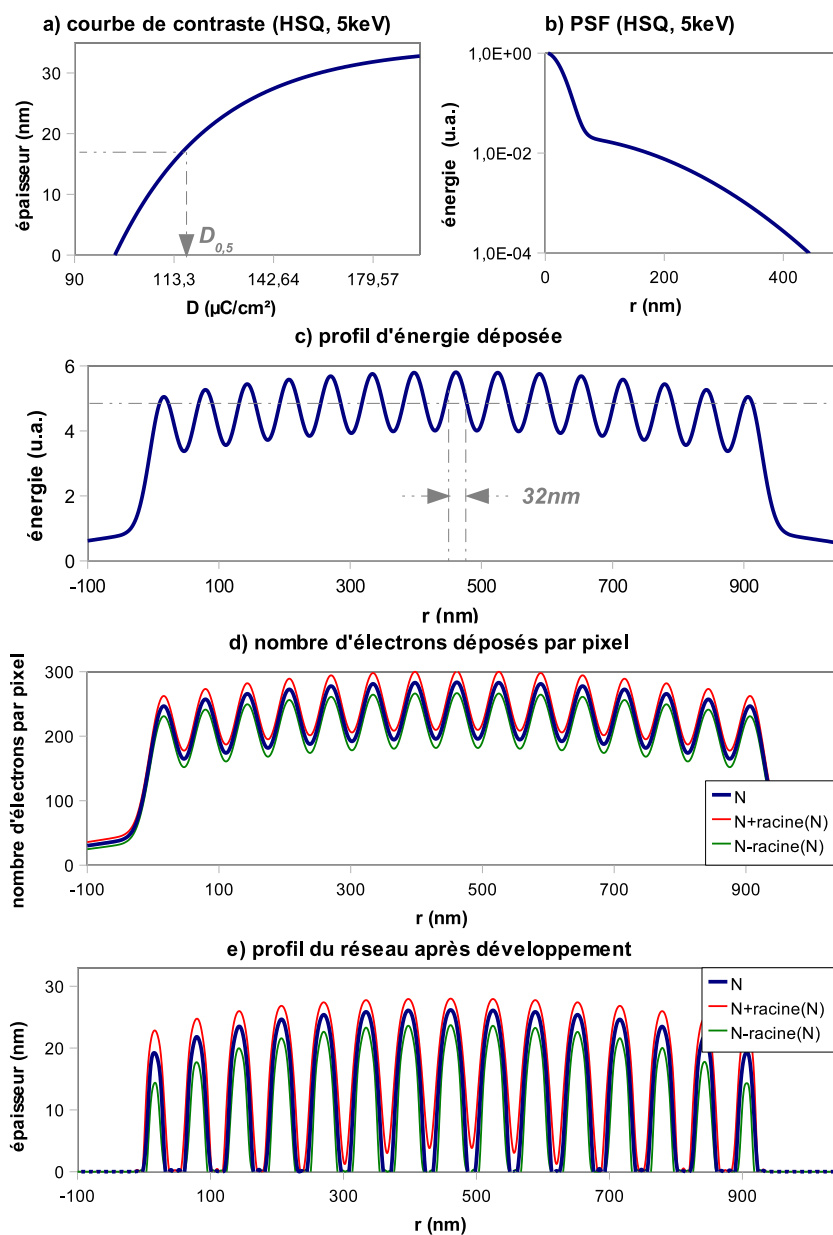


FIGURE 2.24: Prédiction du résultat lithographique à partir des courbes expérimentales. Le cas présenté ici est proche d'un empilement exposé à 5keV sur l'outil MAPPER. Un réseau de quinze lignes larges de 32nm , espacées de la même distance et longues de $1\mu\text{m}$ est considéré. a) La courbe de contraste expérimentale permet tout d'abord de déterminer deux paramètres : le contraste de la résine et sa sensibilité, respectivement $4,4$ et $116\mu\text{C}/\text{cm}^2$ (cf. définitions de la sous-section 2.2.4). b) La PSF caractérise le dépôt d'énergie dans le film de résine. Les paramètres α et β sont de 30nm et 190nm , η est à $0,9$. c) Le profil d'énergie déposée est calculé au centre du réseau, avec le logiciel ASELT, par convolution entre la PSF et les motifs à exposer. d) On choisit que la ligne centrale doit être développée à la dose à la cote, c'est-à-dire à 32nm . D'après la courbe *c* cela correspond à un niveau d'énergie de $4,9\text{u.a.}$ Il est associé à la dose $D_{0,5}$ (cf. 2.7). Le fait que l'énergie déposée soit proportionnelle à la dose permet de calculer la dose d'exposition atteinte en tout point de la courbe. Il en découle le nombre N d'électrons déposés par pixel. L'application de la loi de Poisson en chaque point quantifie ensuite le bruit grenaille. e) Connaissant la dose d'exposition, la courbe de contraste permet de calculer l'épaisseur de résine en tout point de cette section. L'erreur introduite par le bruit grenaille (courbes fines) apparaît également en tant qu'incertitude sur l'épaisseur, et par conséquent sur la largeur du motif : c'est la rugosité de bord de ligne observée au CD SEM.

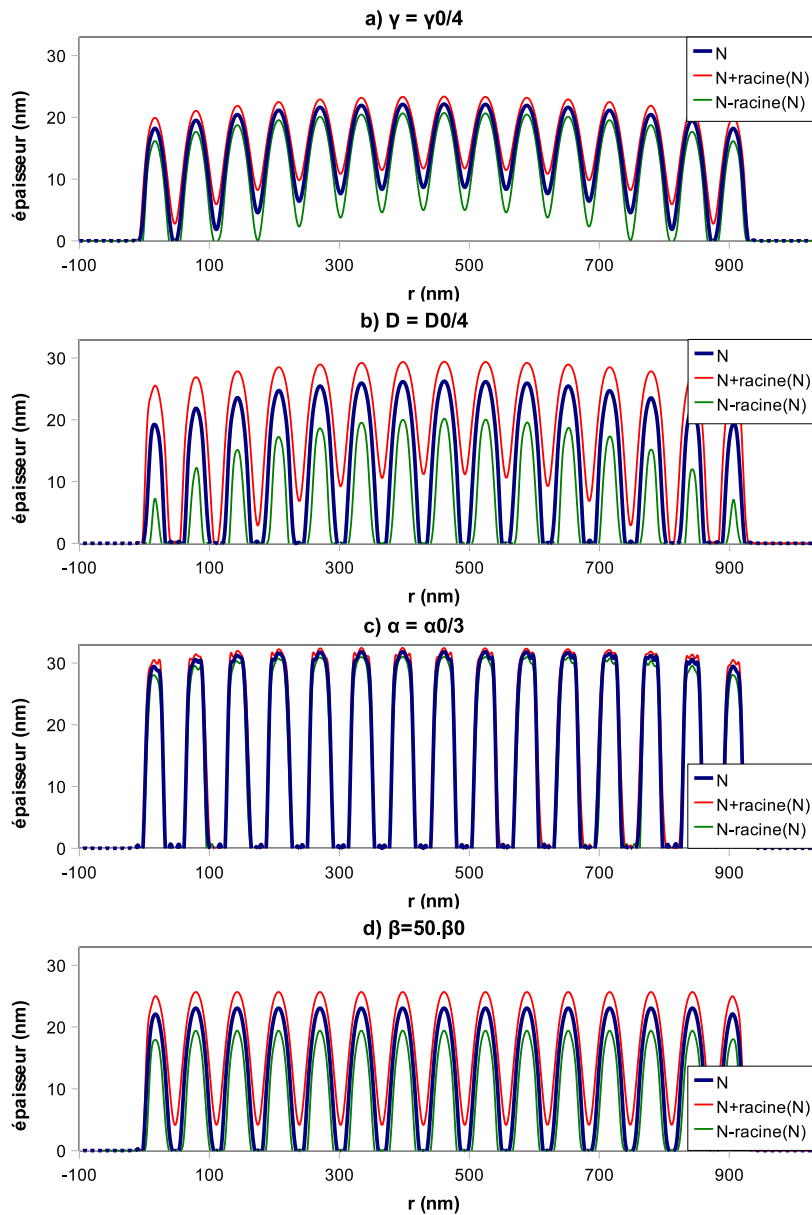


FIGURE 2.25: Influence de paramètres expérimentaux sur le profil après développement. Les paramètres initiaux sont ceux de la figure 2.24. Les valeurs correspondant à cette figure sont : contraste γ_0 (4, 4), dose D_0 ($116\mu C/cm^2$), rayon faisceau α_0 (30nm) et distribution des rétrodiffusés β_0 (190nm). a) Un contraste abaissé conduit à une perte de résolution et une augmentation de la rugosité. Le phénomène d'érosion des lignes est également accentué. b) Une plus faible dose d'exposition augmente l'incertitude sur la largeur de ligne. c) Un faisceau plus étroit présente de grands avantages. Il améliore tous les paramètres : résolution, pente des motifs, bruit grenaille et l'érosion des lignes. Il a en outre l'avantage, pour ce motif, de limiter la variation de largeur et de hauteur des lignes entre le centre et le bord du réseau. d) Une plus large distribution de rétrodiffusés diminue l'énergie totale déposée dans ce réseau. La majeure partie de l'énergie rétrodiffusée est déposée en dehors du réseau. L'uniformité de l'énergie déposée dans la réseau est meilleure. Le profil et la hauteur des lignes externes sont très proches de ceux des lignes centrales.

3

Impact de l'énergie du faisceau sur la lithographie électronique

Sommaire

3.1	Moyens mis en œuvre	69
3.1.1	Lithographie électronique : VB6 HR	69
3.1.2	Fonctionnement à basse énergie du VB6 HR	69
3.1.3	Équipements de traitement de la résine	71
3.1.4	La métrologie	72
3.2	La modification chimique de la résine de 50kV à 5kV	74
3.2.1	Intérêt des courbes de contraste	75
3.2.2	Impact de l'énergie sur la dose d'exposition	77
3.2.3	Impact de l'énergie du faisceau sur la résolution	81
3.2.4	Impact sur la nature de la modification chimique	82
3.2.5	Conclusion	89
3.3	L'interaction électron-matière de 50keV à 5keV	90
3.3.1	Le bruit grenaille	91
3.3.2	Impact sur la rétrodiffusion	99
3.3.3	Discussion sur la correction des effets de proximité à 5keV	105
3.4	Conclusions	106

Depuis l'origine de la lithographie électronique, la tendance a été d'augmenter l'énergie d'accélération des électrons du faisceau afin d'améliorer la résolution. En effet, pour une charge d'espace dans le faisceau donnée, la force des interactions coulombiennes diminue à mesure que les électrons ont un comportement relativiste, permettant de focaliser des faisceaux plus fins, donc d'atteindre de plus hautes résolutions. Par ailleurs les fortes énergies limitent nombre d'aberrations :

- aberrations dues à la diffractions
- aberrations chromatiques
- aberrations sphériques

Les énergies d'accélération les plus fortes sont aujourd'hui de $200keV$, l'énergie la plus fréquemment utilisée étant autour de $50keV$. Cependant ces dernières années plusieurs études se sont intéressés à la lithographie basse énergie, jusque quelques centaines d'électron-volt. L'interaction entre les électrons et la matière varie significativement avec la tension d'accélération des électrons. De telles tensions se montrent ainsi favorables à la réalisation de certains dispositifs,

ou à certaines configurations d'équipements. C'est le cas de l'outil MAPPER. Les considérations qui ont conduit les concepteurs de cet équipement à privilégier une stratégie basse énergie, à $5keV$, seront présentées dans le chapitre suivant (cf. chapitre 4). Un tel choix à contre courant a conduit à un certain nombre d'interrogations. Ce chapitre vise à les identifier et à y apporter une réponse. Tout au long de cette étude, une comparaison des résultats obtenus à basse et à haute énergie (de $5keV$ à $50keV$) est réalisée.

La version pré- α de l'outil MAPPER a été installée au LETI en juillet 2009. Les critères de performance de la machine ont été validés en janvier 2010. Cette thèse a commencé plusieurs mois auparavant, en décembre 2007, bien avant que l'outil MAPPER ne soit disponible. C'est pourquoi les premières études en énergie ont été réalisées à partir d'un outil à simple faisceau gaussien disponible au LETI. Les résultats présentés dans ce chapitre ont été obtenus grâce à cet équipement, à différentes énergies. Le présent chapitre reprend la distinction que nous avons déjà utilisée dans le chapitre précédent entre la dimension chimique de l'interaction électron-matière et la dimension physique. Et ce dans le but de caractériser l'impact de l'énergie du faisceau sur les résultats lithographiques dans leur intégralité.

Le propos de ce chapitre est de démontrer qu'un équipement de lithographie électronique dont le faisceau est accéléré à $5keV$ est capable de réaliser des lithographies de même qualité (résolution, rugosité) qu'un outil dont les électrons sont accélérés à $50keV$. Pour ce faire différentes techniques de caractérisation sont mises à profit.

La spectrométrie infrarouge permet de mettre en évidence les modifications des liaisons chimiques de la résine dues à l'insolation électronique. Il apparaît que celle-ci est comparable à basse et haute énergie, pour une lithographie donnée (même procédé résine, même motif exposé et même résultat après développement).

La résolution des procédés résine, en fonction de l'énergie du faisceau, est étudiée à l'aide de courbes de contraste. Il est démontré qu'elle ne varie pas avec l'énergie du faisceau.

Ces mêmes courbes sont également mises à profit pour étudier l'évolution de la sensibilité de la résine avec l'énergie. Il est généralement considéré que la sensibilité de la résine (nombre d'électrons nécessaires pour qu'il reste la moitié de l'épaisseur initiale du film de résine après développement, selon notre définition) varie proportionnellement avec l'énergie du faisceau. Nous démontrons que ce coefficient doit être corrigé. Entre $5keV$ et $50keV$ il est trouvé un facteur de l'ordre de 6,5 et non de 10.

Des courbes PSF ont été obtenues aux énergies étudiées, de $5keV$ à $50keV$. La plus large dispersion des électrons rétrodiffusés β à plus forte énergie est mise en évidence.

Le lecteur gardera en mémoire les résultats présentés à la fin du chapitre précédent, concernant l'impact des paramètres de la PSF et de la courbe de contraste sur la lithographie (cf. figure 2.25). Cela permet d'illustrer l'effet de chaque paramètre sur la lithographie.

Les résultats expérimentaux présentés dans ce chapitre sont confrontés aux analyses théoriques introduites dans le chapitre précédent.

Les travaux présentés dans ce chapitre ont fait l'objet de plusieurs publications scientifiques [Icard et al., 2009] [Rio et al., 2009a, Rio et al., 2009b, Rio et al., 2010b, Rio et al., 2010a].

3.1 Moyens mis en œuvre

Puisque l'outil MAPPER n'était pas disponible pendant une large part de ce travail, de nombreuses études ont été menées à partir d'un VB6 HR commercialisé par la société Vistec. Cet outil et l'ensemble des équipements utilisés pour coucher et développer la résine, ainsi que les équipements de métrologie sont présentés dans cette section.

Comme nous le verrons, cette étude a nécessité de faire fonctionner l'outil de lithographie électronique dans des conditions qui ne sont pas prévues par l'équipementier. Les limites que cela implique sur la lithographie sont discutées. Leur prise en compte a guidé la démarche expérimentale développée dans ce chapitre.

3.1.1 Lithographie électronique : VB6 HR

Le fonctionnement détaillé du VB6 HR est donné dans la sous-section 1.2.2.

3.1.2 Fonctionnement à basse énergie du VB6 HR

Comme nous l'avons précisé dans la section précédente, la colonne électronique du VB6 HR n'est pas conçue pour fonctionner à des énergies en deçà de $20keV$. Pour mener à bien notre étude, une énergie de $5keV$ devait pourtant être atteinte. Il n'était pas évident au départ qu'une densité de courant suffisamment élevée pour réaliser des expositions électroniques puisse être atteinte à une si basse énergie d'accélération des électrons avec cette machine.

Possibilité d'opérer à basse énergie

La toute première étape du travail a donc consisté à vérifier la possibilité de travailler à basse énergie avec le VB6 HR. Il a été effectivement validé qu'un courant de plusieurs centaines de picoampères pouvait être atteint au niveau de l'échantillon. Par la suite, des tests de qualification de l'équipement ont été réalisés après la remontée en tension, à $50keV$, afin de vérifier l'innocuité du travail à basse énergie sur l'équipement. Finalement aucun problème dû au travail à $5keV$ n'a été relevé.

Mise en œuvre de la descente en tension

Les descentes en tension jusque $5keV$ ont été réalisées par palier, le premier palier se situant à $20keV$. À chaque palier une même marque octogonale du portoir est inspectée via le signal vidéo. Le fait de descendre progressivement la tension est nécessaire pour ne pas perdre le signal vidéo de cette marque, c'est-à-dire l'alignement du faisceau, puisque la descente en tension modifie progressivement les réglages du faisceau. Il n'est possible de régler le faisceau que par observation de cette marque.

À cette énergie de $20keV$, le diaphragme est changé. Un diaphragme de $400\mu m$ est utilisé à $50keV$. Il est remplacé par un diaphragme de $800\mu m$ à partir de $20keV$. Il s'agit d'une part d'une précaution visant à éviter de dégrader ce diaphragme. D'autre part cela permet d'avoir des densités de courant plus grandes (environ $\times [800^2/400^2]$). La perte de courant due à une plus faible extraction d'électrons de la source à basse énergie est ainsi compensée.

À chaque palier, les réglages des lentilles électromagnétiques sont effectués. D'une part il s'agit de se positionner au courant maximal avec le diaphragme utilisé, à la tension de fonctionnement du palier. Ainsi l'on se trouve plus proche du nouveau maximum de courant lorsque l'on diminue

à nouveau la tension. Dans un second temps les réglages du faisceau se font de manière analogue à ceux qui sont réalisés lors d'un changement de courant du faisceau. Le réglage de la focalisation est effectué. Puis des réglages plus fins concernant l'astigmatisme et l'alignement du faisceau (*tilt, shift*) sont réalisés. La basse énergie rend ces réglages plus critiques, du fait d'un rapport signal sur bruit fortement réduit.

Cas particulier des expositions pour les courbes FTIR

Les expositions utiles à l'obtention de courbes FTIR (cf. sous section 3.2.4) ont requis l'exposition de larges surfaces carrées de $5mm$ de côté pour chaque dose. Aux courants maximaux atteints à basse énergie et aux fortes doses nécessaires pour nos expériences (jusque $1000\mu C/cm^2$), de telles expositions auraient pris des journées entières, ce qui n'était pas envisageable. Pour ces expositions à basse énergie le diaphragme de $800\mu m$ a été remplacé par un trou de quelques millimètres de diamètre. Le courant a ainsi pu être augmenté de plusieurs ordres de grandeur. La contrepartie est alors que le faisceau est si large qu'il n'est pas possible de le focaliser suffisamment pour que la marque octogonale des portoirs puisse être utilisée pour les calibrations habituelles.

Dans des conditions normales de fonctionnement, une imprécision sur la position du faisceau de quelques dizaines de nanomètres est observée entre les extrémités d'un champ de $300\mu m$ avant ces calibrations. La même imprécision n'a pas été corrigée pour les expositions utiles aux analyses FTIR. Les courbes FTIR sont obtenues à partir de la traversée de l'échantillon par un faisceau lumineux large de plusieurs millimètres. L'intensité d'énergie absorbée étant moyennée sur la largeur du faisceau du FTIR (de $2mm$ à $3mm$), une imprécision de position du faisceau électronique lors de l'exposition de moins de $100nm$ tous les $300\mu m$ ne peut biaiser les mesures.

Stabilité du courant

Le manuel Leica [Leica©, 2005] conseille un temps de stabilisation de huit heures lors d'un changement de tension. Une modification de la tension d'accélération des électrons rompt l'équilibre thermodynamique de la pointe d'émission. Les positions des atomes émettant les électrons peuvent alors changer. L'émission est plus ou moins intense selon leur organisation.

La stabilité en courant est très importante. Le courant est mesuré au départ d'une exposition. La fréquence de balayage est réglée en conséquence, selon la dose d'exposition désirée. Si le courant varie pendant l'exposition, sa mesure étant ponctuelle la dose déposée n'est plus connue précisément. Durant notre étude, il est apparu que le courant présente déjà une stabilité convenable pour nos expériences une heure après la modification de la tension. Au cours des expériences de cette étude, le courant a été mesuré à intervalles de temps très réguliers, typiquement de l'ordre de dix minutes.

TABLE 3.1: Courant (I) et diamètre de faisceau (ϕ) en fonction de l'énergie

Énergie	$50keV$	$20keV$	$10keV$	$5keV$
$I \pm \sigma$ (nA)	$0,26 \pm 0,01$	$6,3 \pm 0,3$	$2,37 \pm 0,07$	$1,51 \pm 0,05$
ϕ (nm)	35	180	90	150

Les valeurs de courant, de dispersion et de taille de faisceau sont rassemblées dans la table 3.1. Il est à noter que la largeur du faisceau à $20keV$ est due à un problème ponctuel de carte vidéo ayant empêché les calibrations du faisceau. Nos expositions ne nécessitant pas de haute

résolution, ceci n'était pas un problème. Les courants ont été réglés de sorte que les expositions soient le plus rapides possibles, considérant les sensibilités des résines et la fréquence maximale d'écriture. Seul le courant à $50keV$ n'a pas été optimisé en ce sens lors de ces expériences. La méthode de détermination expérimentale des tailles de faisceau est inspirée de la sous-section 2.4.4. L'élargissement du faisceau dans la résine est mesuré à partir de surexpositions de lignes. La part due à la diffusion dans la résine est évaluée selon l'équation 2.11 puis retranchée. Elle est en fait négligeable vue l'épaisseur de résine et la largeur du faisceau.

Le temps de stabilisation recommandé de huit heures a été respecté après la remontée de la tension à $50kV$.

Durant l'ensemble des expériences réalisées à basse énergie la valeur du courant du faisceau a été mesurée très régulièrement (en moyenne tous les quart d'heure) pour s'assurer du bon contrôle de la dose.

3.1.3 Équipements de traitement de la résine

Deux équipements automatiques de couchage et développement ont été utilisés dans cette étude. Ils permettent une très bonne reproduction des conditions de traitement de la résine d'une expérience à l'autre. Certains développements ont été effectués manuellement dans des cristallisoirs. Un accent particulier a été mis sur le contrôle des paramètres expérimentaux (durées, volumes) lors de ces développements. Des temps de développement de plusieurs minutes ont été alors préférés aux 60s généralement utilisées sur les pistes, une variation de quelques secondes ayant alors moins d'impact.

Couchage de la résine

Toutes les résines ont été couchées à l'aide d'une piste automatique *TEL MK8 C* sur des plaques de silicium de $200mm$. Les paramètres typiques de couchage sont rassemblés dans la table 3.2 pour chaque résine. Le HSQ a été fourni par Dow Corning©, sous le nom commercial de *XR1541 2%*. Le PMMA *950K A2* est produit par MicroChem©. La dilution de 2% ne permettait pas d'obtenir des films de résine de $50nm$ d'épaisseur. Il a été nécessaire de la diluer dans de l'anisole à raison d'un volume de résine pour un volume d'anisole.

Les résines à amplification sont protégées sous le sceau de la confidentialité. Il s'agit de résines ralenties, c'est-à-dire moins sensibles que les résines usuellement utilisées en lithographie électronique. Elles ont été spécialement développées pour la basse énergie. Les dilutions ont été effectuées par le fournisseur. Le numéro de la nomenclature choisie identifie une formulation donnée, et la dernière lettre les différentes dilutions éventuelles.

Développement de la résine

Les développements dans du TMAH à 2.38% ont été réalisés avec la piste déjà utilisée pour le couchage, la TEL MK8 C. Le développement du PMMA dans un mélange d'un volume de MIBK pour neuf volumes d'IPA a été réalisé dans une piste Süss Microtech, l'autre piste automatique ne disposant pas d'un tel développeur. Il est à préciser que cette solution n'est pas stable, les deux constituants tendant à se séparer en deux phases. De ce fait, nous avons pris soin d'agiter la bombonne, ou *canister*, contenant ce mélange dans la demie heure précédant chaque

1. Sauf mention contraire. D'autres températures ont également été testées pour une partie de l'étude.

TABLE 3.2: Paramètres typiques utilisés pour le couchage des résines étudiées

résine	HMDS	rotation (rpm)	épaisseur (nm)	PAB (°C/s)
HSQ	oui	2000rpm	40nm	¹ 90°C/90s
PMMA	oui	4000rpm	50nm	¹ 160°C/90s
CAR1	oui	1500rpm	50nm	110°C/60s
CAR2	oui	1500rpm	50nm	110°C/60s
CAR3a	oui	1500rpm	50nm	100°C/90s
CAR3b	oui	1500rpm	90nm	100°C/90s
CAR4a	oui	1500rpm	50nm	100°C/90s
CAR4b	oui	1500rpm	90nm	100°C/90s

développement.

Une partie de notre étude a porté sur l'impact de la concentration du développeur sur les paramètres lithographiques. Les développements dans des solutions plus ou moins concentrées que celles déjà citées ont été réalisés dans des cristallisoirs.

Les paramètres typiques de développement de chaque résine étudiée sont présentés dans le tableau 3.3 ci-dessous.

TABLE 3.3: Paramètres typiques utilisés pour le développement des résines étudiées

résine	PEB (°C/s)	développeur	durée (s)	hard bake (°C/s)
HSQ	x	² TMAH 25%	² 300s	110°c/60s
PMMA	x	² MIBK:IPA (1:6)	² 120s	100°c/60s
CAR1	80°C/60s	TMAH 2.38%	30s	x
CAR2	80°C/60s	TMAH 2.38%	30s	x
CAR3a	100°C/90s	TMAH 2.38%	30s	x
CAR3b	100°C/90s	TMAH 2.38%	30s	x
CAR4a	100°C/90s	TMAH 2.38%	30s	x
CAR4b	100°C/90s	TMAH 2.38%	30s	x

3.1.4 La métrologie

Plusieurs types d'équipements ont été employés à caractériser les résultats lithographiques. Cette sous-section se propose de les présenter. Les paramètres de mesures utilisés sont donnés.

CD SEM

Une description détaillée de la microscopie électronique à balayage (ou MEB) peut être trouvée dans les *Techniques de l'Ingénieur* [Paqueton and Ruste, 2006]. Un CD SEM est un MEB particulier, permettant une vue en deux dimensions, de dessus, des motifs.

Comme tout MEB il est constitué d'une colonne électronique créant un faisceau focalisé. Ce faisceau est balayé en surface d'un échantillon. Les électrons secondaires émis par la surface de

2. Sauf mention contraire. D'autres concentration et temps de développement ont également été testés pour une partie de l'étude.

l'échantillon sont ensuite analysés par un détecteur. Leur intensité varie selon la composition des matériaux du substrat et selon la topographie. Une image en niveaux de gris est ainsi reconstituée.

Deux CD SEM ont été utilisés lors de cette étude préliminaire sur le VB6 HR, avec des plaquettes de 200mm. Ils s'agit de deux Hitachi : un H9300 et un HCG4000. Le premier est en fait une version antérieure du second. Il présente une moins bonne résolution car sa sonde est plus large (de l'ordre de 4nm contre 2nm). Le H9300 est typiquement utilisé au LETI pour des mesures de largeurs de lignes jusque 65nm, le HCG4000 jusqu'aux environs de 45 – 32nm, en fonction des résines et empilements étudiés.

La mesure CD SEM est non destructive. La plaquette de silicium est chargée entière et restituée intègre. Le faisceau est balayé perpendiculairement à la surface. Des images vues de dessus sont obtenues. Les tensions d'accélération du faisceau utilisées au LETI sont de 300V, 500V et 800V. La tension doit être choisie selon la résine à analyser. Une plus forte tension permet d'obtenir des images de plus haute résolution. Le phénomène d'abrasion, ou *shrink*, tend à modifier les motifs inspectés. Il est plus critique à plus forte tension d'accélération du faisceau. Alors que le faisceau balaie la résine, les lignes se rétrécissent. Le PMMA est particulièrement sensible à ce phénomène. Lors des inspections CD SEM, le temps de balayage du PMMA a été minimisé tandis que le faisceau était accéléré à 300V. Les CAR sont également sensibles à l'abrasion électronique, bien que dans une moindre mesure.

Un ensemble de paramètres d'acquisition d'image d'une part et de mesure d'autre part sont laissés à la discrétion de l'utilisateur (nombre d'images intégrées, taille des pixels, algorithme de mesure, seuil d'intensité de signal d'électrons secondaires à prendre en compte...). La netteté de l'image obtenue de même que la valeur numérique de largeur de ligne dépendent du choix de ces paramètres. Ils ont été fixés pour toutes les mesures, sur toutes les résines. Ils sont ajustés en fonction de chaque résine, un compromis étant à établir entre dégradation de la résine lors de la mesure par abrasion et rapport signal sur bruit du signal d'électrons secondaires.

Toutes les mesures concernant une même résine et visant à une comparaison de ses propriétés ont été effectuées dans les mêmes conditions. Elles sont présentées dans la tableau 3.4. Les mesures de rugosité de bord de ligne (LER) sont données à 3σ .

TABLE 3.4: Paramètres utilisés pour les mesures CD SEM

résine	PMMA	HSQ	CAR
tension de la sonde	300V	500V	500V
images intégrées	32	64	32
seuil de mesure	80%	80%	80%

Ellipsomètre

Un article traitant de la théorie à la base de l'ellipsométrie est proposé par les *Techniques de l'Ingénieur* [Defranoux et al., 2003]. L'ellipsométrie permet de mesurer l'épaisseur de films déposés en surface d'un échantillon plan. Elle est basée sur l'analyse du changement de l'état de polarisation d'une onde lumineuse réfléchi par un empilement. Un balayage en longueur d'onde permet d'obtenir des courbes de variation d'intensité réfléchi. Elles sont ensuite comparées à des courbes théoriques pour déterminer l'épaisseur de chaque film constituant l'empilement.

L'ellipsomètre employé durant notre étude est un SE1280 produit par KLA Tencor. Pour chaque mesure un paramètre de *GOF* (*Goodness Of Fit*) permet de vérifier que les paramètres d'épaisseur déterminés rendent correctement compte des courbes expérimentales obtenues. La

précision de la mesure est difficile à quantifier avec exactitude. Elle est cependant considérée comme étant meilleure que $1nm$.

Cette technique a permis tout d'abord de déterminer l'épaisseur des films de résine après couchage. Elle a été utilisée également pour l'ensemble des mesures de courbes de contraste présentées dans cette partie. Les motifs générés pour l'obtention de ces courbes sont constitués de rectangles de $100\mu m$ par $200\mu m$ espacés de mêmes distances et exposés à différentes doses, le diamètre de la sonde de l'ellipsomètre étant de moins de $50\mu m$.

Spectromètre infrarouge

Le principe général de la spectrométrie infrarouge, ou *FTIR* (*Fourier Transform InfraRed*), est présenté dans la section 2.2.4. Le lecteur pourra se référer au chapitre correspondant de l'article [Gardette, 1998] issu des *Techniques de l'Ingénieur* pour plus de détails.

L'équipement disponible au LETI est un ACCENT QS3300A. Il permet de charger les plaques de silicium de $200mm$ entières. C'est une technique non destructive. La sonde est large de 2 à $3mm$. Chaque motif exposé consiste en un carré de $5mm$ de côté. Un premier étalonnage a été nécessaire entre les positions du VB6 HR et celles du FTIR. Pour ce faire une croix de $2,5cm$ de hauteur, chaque branche étant large de $5mm$ a été exposée, puis développée. Un fort contraste en intensité des spectres est ainsi obtenu entre les zones exposées et les zones non exposées. La plaquette a été balayée selon des directions perpendiculaires jusqu'à trouver la position des maxima d'intensité absorbée relatifs à la résine dans les directions horizontale et verticale. Le centre de la croix a ainsi été déterminé. Il a aussi été vérifié que la taille de la sonde était inférieure à la largeur des carrés exposés.

Les courbes FTIR ne permettent pas de remonter au nombre de liaisons créées ou rompues pour une certaine dose d'exposition dans la résine. Elles donnent une variation d'intensité d'énergie absorbées en fonction de la longueur d'onde, proportionnelle au nombre de liaisons impliquées dans cette absorption. Ainsi l'on a pu suivre l'évolution de la réticulation des résines étudiées.

3.2 La modification chimique de la résine de 50kV à 5kV

Le cheminement que nous avons choisi dans cette section part de résultats lithographiques obtenus à l'échelle microscopique (courbes de contraste), pour aller vers la structure du film de résine (spectrométrie infrarouge). L'analyse de la modification chimique de la résine nous permet de mettre en lumière l'impact de l'énergie du faisceau sur la lithographie, à l'échelle moléculaire. Finalement cela permet d'expliquer les résultats obtenus par l'approche traditionnelle caractérisant résolution et dose d'exposition.

Les résultats présentés dans cette section sont résumés dans plusieurs articles. De premiers résultats relatifs à la lithographie électronique ont été présentés dans [Icard et al., 2009]. Ils ont notamment permis de quantifier la variation de la dose d'exposition. L'article [Rio et al., 2009b] précise cette variation pour le HSQ. Il s'appuie sur des courbes de contraste et des analyses par spectrométrie infrarouge afin de déterminer l'impact de l'énergie du faisceau sur la modification chimique de la résine. [Rio et al., 2010b] étend l'étude précédente au PMMA. La variation de la dose d'exposition expérimentale y est comparée à la théorie, à partir de l'équation de Bethe, relative à la perte d'énergie d'une particule lors de son parcours dans la matière.

3.2.1 Intérêt des courbes de contraste

Cette sous-partie s'attache à motiver le choix du travail à partir de courbes de contraste. Des courbes obtenues expérimentalement sont présentées. L'analyse de l'impact de l'énergie d'accélération du faisceau sur la dose d'exposition d'une part, puis sur la résolution du procédé résine d'autre part sera effectuée dans les deux-sections suivantes.

Une analyse de la résolution par inspection de motifs haute résolution, typiquement des réseaux denses de lignes ou tranchées (largeurs de lignes égale aux espaces), aurait permis une analyse directe du pouvoir résolvant d'une lithographie. La dose d'exposition aurait pu être caractérisée de la même manière.

Pour un procédé résine donné, la dose d'exposition de la résine varie selon le motif à exposer. Chaque motif a sa propre dose à la cote. Cette dose varie en fonction de l'énergie d'accélération des électrons. Elle peut également dépendre de la taille du faisceau électronique pour des motifs de faibles dimensions par rapport à la taille du faisceau.

La forte variation de la taille du faisceau en fonction de l'énergie d'accélération du faisceau (cf. 3.1) n'a pas permis une approche basée sur l'analyse de motifs résolus. C'est pourquoi nous nous sommes intéressés à l'analyse de courbes de contraste obtenues à des énergies allant de 5keV à 50keV. La dépendance de la dose d'exposition vis à vis de l'énergie d'accélération des électrons primaires est ainsi déterminée, ainsi que l'information sur le pouvoir résolvant du procédé résine, indépendamment de la taille du faisceau.

Par ailleurs la détermination de la dose à la cote ainsi que de la résolution impliquent la mesure de largeurs de lignes avec un CD SEM. Comme nous l'avons précisé dans la section 3.1.4 la valeur numérique de largeur de ligne dépend significativement des paramètres de mesure choisis. La détermination de la sensibilité de la résine et de la résolution à partir de la mesure de largeur de lignes est donc peu précise. De plus la dose à la cote dépend de la taille du faisceau. La comparaison entre deux équipements n'est donc possible que pour des tailles de faisceau identiques, ce qui constitue une limitation.

L'utilisation de courbes de contraste présente par contre plusieurs avantages :

- Mesures ellipsométriques. La précision de mesure est meilleure que le nanomètre. La mesure ne repose pas sur une analyse d'image. Elle ne dépend pas de paramètres de mesure choisis par l'utilisateur.
- Analyse basée sur de large motifs ($100 \times 200 \mu m^2$). Les dimensions des motifs empêchent tout effet de variation statistique liée au nombre d'électrons déposés dans la résine. La courbe de contraste ne dépend pas de la taille du faisceau.
- Ajustement des points expérimentaux avec une courbe théorique. Le paramètre de sensibilité de la résine est calculé à partir de l'ensemble des points expérimentaux, obtenus à différents couples dose-épaisseur de résine après développement. L'impact d'une éventuelle erreur expérimentale sur un point de mesure est ainsi minimisé.

L'ensemble de ces raisons nous ont amenés à utiliser ce type de courbes pour caractériser la sensibilité des résines étudiées.

Dans un souci de rigueur, afin de ne comparer que l'impact de l'énergie d'accélération des électrons du faisceau, les courbes de contraste pour un procédé résine donné ont été effectuées sur une même plaquette. Ainsi toute déviation due aux délais (après couchage, après développement...), par exemple, impacte pareillement chaque courbe de contraste. Ceci est particulièrement important pour la résine HSQ, qui est connue pour son instabilité en terme de dose selon les délais.

La figure 3.1 présente des exemples de courbes de contraste obtenues expérimentalement, ainsi que la courbe modélisée associée à chaque expérience, ajustée aux points expérimentaux. Nous rappelons que les valeurs de contraste et de sensibilité ($D_{0,5}$, dose nécessaire pour que la demie-épaisseur de la résine persiste après développement d'un motif large) présentés dans les deux sous-parties suivantes sont calculées en tant que paramètres de ces courbes.

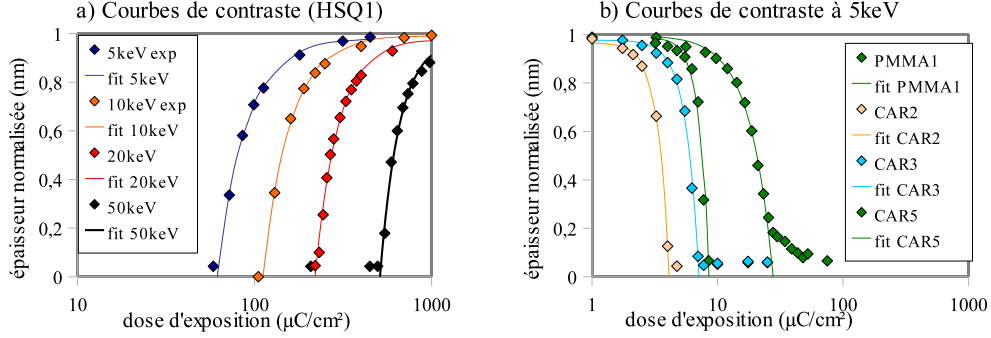


FIGURE 3.1: Exemples de courbes de contraste. Le modèle mathématique s'ajuste bien aux données expérimentales. Une discussion sur les résultats présentés est donnée dans les deux sous-parties suivantes.

Ces courbes confortent notre approche basée sur l'ajustement d'une formule théorique (cf. équation 3.1, exposant $+\gamma$ pour une résine négative et $-\gamma$ pour une positive) avec des points expérimentaux. La formule mathématique prévoit convenablement l'allure des courbes de contraste obtenues :

$$ep_{norm} = 1 - \left(\frac{D_0}{D} \right)^{\pm\gamma} \quad (3.1)$$

Le contraste correspond à la pente de la tangente de ces courbes en leur point d'épaisseur nulle. La sensibilité $D_{0,5}$ de la résine est définie comme la dose d'exposition pour laquelle la moitié de l'épaisseur de résine reste après développement.

Les paramètres des procédés résine PMMA1 et HSQ1 sont ceux qui sont relatifs aux procédés mentionnés pour ces résines dans les tableaux 3.2 et 3.3. Les paramètres qui diffèrent pour les procédés HSQ2, HSQ3, PMMA2 et PMMA3 sont précisés dans le tableau 3.5.

TABLE 3.5: Paramètres des procédés HSQ2, HSQ3, PMMA2 et PMMA3

résine	PAB ($^{\circ}\text{C}/\text{s}$)	développeur	durée (s)
HSQ1	90 $^{\circ}\text{C}/90\text{s}$	TMAH 25%	300s
HSQ2	90 $^{\circ}\text{C}/90\text{s}$	TMAH 2,5%	60s
HSQ3	90 $^{\circ}\text{C}/90\text{s}$	TMAH 2,5%	300s
PMMA1	160 $^{\circ}\text{C}/90\text{s}$	MIBK:IPA 1:4	120s
PMMA2	220 $^{\circ}\text{C}/90\text{s}$	MIBK:IPA 1:4	120s
PMMA3	160 $^{\circ}\text{C}/90\text{s}$	MIBK:IPA 1:10	120s

3.2.2 Impact de l'énergie sur la dose d'exposition

Il est couramment admis par les lithographes que la sensibilité de la résine varie proportionnellement avec l'énergie d'accélération des électrons. C'est ce que nous allons caractériser et préciser dans cette section à partir de données expérimentales, tirées de courbes de contraste. Nous identifions la sensibilité à la $D_{0,5}$ comme précisé précédemment.

Un modèle mathématique (cf. équation 3.1) est ajusté aux points expérimentaux. C'est à partir de ce modèle que la sensibilité est calculée.

Données expérimentales

La figure 3.2 présente la variation des doses d'exposition (sensibilités $D_{0,5}$ des courbes de contraste) en fonction de la tension d'accélération des électrons du faisceau, pour différents procédés résine. Les points expérimentaux sont représentés par des losanges. Les courbes sont calculées à partir de considérations théoriques. La théorie est discutée dans le paragraphe suivant.

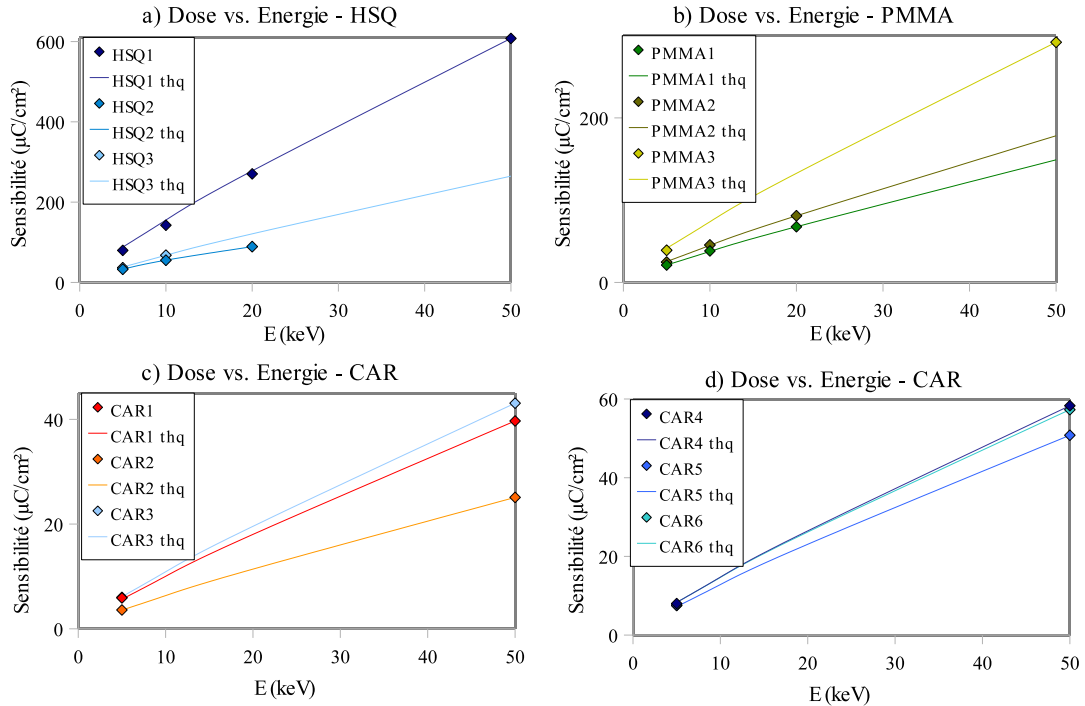


FIGURE 3.2: Variations de la sensibilité des résines en fonction de l'énergie d'accélération du faisceau. Les points représentent les valeurs de sensibilité déterminées à partir des courbes de contraste. Les courbes correspondent à l'évolution théorique de la sensibilité, d'après la formule de Bethe relativiste. a) Expositions de HSQ. b) Expositions de PMMA. c) Expositions de CAR. d) Exposition de CAR.

Les courbes expérimentales vont dans le sens de ce qui est généralement admis par les lithographes. La dose d'exposition diminue à mesure que la tension d'accélération du faisceau diminue. Cependant on ne calcule pas une dose proportionnelle à l'énergie, contrairement à ce qui est généralement admis.

Le facteur de variation de dose de $5keV$ à $50keV$ est de l'ordre de 6 – 7, et non de 10.

Lien avec la théorie

La théorie est utilisée pour comprendre les phénomènes physiques permettant d'expliquer la variation de la dose et pour conforter les résultats expérimentaux.

Une expression de la perte d'énergie d'un électron par interaction avec la matière est donnée par la formule de Bethe relativiste (cf. 2.20). Considérons un procédé résine et un motif isolé. Soit dQ_0 la quantité totale d'énergie par unité de volume à déposer pour atteindre la dose à la cote. Les dimensions du motif (très inférieures à la largeur de distribution des rétrodiffusés) font que la part d'énergie déposée par les électrons rétrodiffusés est négligeable. N électrons permettent d'atteindre la quantité d'énergie dQ_0 . Chacun perd une énergie dq dans le volume unitaire de résine. Il vient la relation suivante :

$$dQ_0 = dq.N \quad (3.2)$$

On fait l'hypothèse que la quantité d'énergie à déposer pour atteindre la dose à la cote est constante, quelle que soit l'énergie d'accélération des électrons incidents. Cela sera vérifié ultérieurement dans la sous-section 3.2.4. L'équation de Bethe montre qu'un électron ne perd pas la même énergie à $5keV$ ou à $50keV$. Soient dq_{5keV} et dq_{50keV} les pertes d'énergie respectives d'un électron dans ces conditions. La relation entre la quantité totale d'énergie à déposer pour atteindre la dose à la cote et la perte d'énergie individuelle des électrons s'écrit :

$$dQ_0 = dq_{5keV}.N_{5keV} = dq_{50keV}.N_{50keV} \quad (3.3)$$

où N_{5keV} et N_{50keV} sont les nombres d'électrons à déposer respectivement à $5keV$ et $50keV$. Cela peut se réécrire :

$$\frac{N_{50keV}}{N_{5keV}} = \frac{dq_{5keV}}{dq_{50keV}} \quad (3.4)$$

Les doses d'exposition étant proportionnelles au nombre d'électrons déposés par unité de volume de résine, c'est-à-dire par unité de surface dans notre cas (très faible épaisseur de résine), il vient la relation suivante entre dose d'exposition et perte d'énergie individuelle des électrons :

$$\frac{D_{50keV}}{D_{5keV}} = \frac{N_{50keV}}{N_{5keV}} = \frac{dq_{5keV}}{dq_{50keV}} \quad (3.5)$$

où D_{5keV} et D_{50keV} sont les doses d'exposition à $5keV$ et $50keV$. L'équation de Bethe (cf. équation 2.20) permet de déterminer que cela revient à faire le rapport entre les énergies d'accélération à $50keV$ sur $5keV$, et à multiplier ce rapport d'un terme correctif faisant intervenir le logarithme de l'énergie. L'approximation généralement considérée, qui veut que la dose soit proportionnelle à l'énergie, est ainsi affinée.

$$\frac{D_{50keV}}{D_{5keV}} = \frac{50keV}{5keV} \left[\frac{\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta_{5keV}^2}{I(1-\beta_{5keV}^2)} \right) - \beta_{5keV}^2}{\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta_{50keV}^2}{I(1-\beta_{50keV}^2)} \right) - \beta_{50keV}^2} \right] \quad (3.6)$$

Pour des motifs larges (plus larges que la longueur de rétrodiffusion), tels que les rectangles utilisés pour réaliser les courbes de contraste, les électrons rétrodiffusés apportent une part non négligeable de l'énergie déposée dans les motifs. À $5keV$, sur un substrat de silicium, près de la moitié de l'énergie dissipée dans la résine provient des électrons rétrodiffusés. Le calcul de la fin de la sous-section 2.4.4 donne par exemple une intensité d'énergie rétrodiffusée de 0,87 fois celle déposée par les électrons primaires.

Le paramètre η_I (rapport d'énergie déposée dans la résine par les électrons rétrodiffusés sur celle déposée par les primaires) a été évalué à plusieurs énergies d'accélération du faisceau dans la littérature. Il apparaît très peu dépendant de l'énergie dans notre gamme d'étude [Jackel et al., 1984, Owen, 1990, Parikh, 1979, Rishton and Kern, 1987].

Ainsi une même proportion d'énergie est rétrodiffusée quelle que soit l'énergie d'accélération des électrons. Le facteur de dose entre 50keV et 5keV pour des motifs pour lesquels l'énergie rétrodiffusée n'est pas négligeable, typiquement les courbes de contraste, a donc la même expression que dans le cas où cette contribution est négligeable (cf. équation 3.6).

L'application de ces considérations a permis de tracer les courbes théoriques de la figure 3.2. Les courbes théoriques ont été étalonnées à partir des données expérimentales. Les doses théoriques de chaque courbe correspondant à la plus forte énergie d'accélération des électrons primaires, 50keV en général, ont été prises égales aux doses expérimentales. À partir de ce point, les valeurs de dose des autres points ont été calculées en prenant en compte la perte d'énergie d'un électron prévue par l'équation de Bethe relativiste (cf. 2.20). Soit par exemple une résine nécessitant une dose d'exposition D_{50keV}^{exp} à 50keV. Le point théorique est défini comme suit :

$$D_{50keV}^{th} = D_{50keV}^{exp} \quad (3.7)$$

Les doses pour les points théoriques suivants ont été calculées comme suit :

$$D_{20keV}^{th} = D_{50keV}^{th} \frac{dq_{50keV}^P}{dq_{20keV}^P} \quad (3.8)$$

$$D_{10keV}^{th} = D_{50keV}^{th} \frac{dq_{50keV}^P}{dq_{10keV}^P} \quad (3.9)$$

$$D_{5keV}^{th} = D_{50keV}^{th} \frac{dq_{50keV}^P}{dq_{5keV}^P} \quad (3.10)$$

Les poids atomiques moyens des résines étudiées apparaissent dans l'équation de Bethe. Ils ont été pris égaux à :

- HSQ ($Si_2O_3H_2$) : $\bar{Z} = 7,7$
- PMMA ($C_5O_2H_8$) : $\bar{Z} = 3,6$

La composition chimique précise des résines amplifiées est protégée par le secret industriel. Puisqu'il s'agit de résines carbonées, nous avons supposé qu'elle est proche de celle du PMMA. Cette hypothèse sera par ailleurs validée par l'expérience.

Le tableau 3.6 donne les valeurs numériques de perte d'énergie d'un électron traversant 50nm de PMMA ou de HSQ, en fonction de l'énergie d'accélération des électrons incidents. Ces calculs sont effectués à partir de l'équation de Bethe relativiste (cf. 2.20). La table 3.7 rassemble les valeurs théoriques et expérimentales de sensibilité des résines, en fonction de l'énergie d'accélération du faisceau et de la résine. Les doses théoriques ont été étalonnées à partir de la valeur disponible à la plus forte énergie, pour un procédé résine donné. Ces valeurs sont représentées en italique. Le faible écart entre les valeurs obtenues et la théorie nous conforte dans les hypothèses qui ont guidé notre raisonnement.

La table 3.6 montre que l'électron perd d'autant plus d'énergie lorsqu'il traverse un film de résine donné que son énergie d'accélération est faible. Quelle que soit son énergie initiale, il rencontre les mêmes atomes. Mais plus il est accéléré, plus le temps de traversée de la résine est faible. Sa section efficace est faible. Ainsi sa probabilité d'interaction avec le film de résine est-elle

TABLE 3.6: Perte d'énergie par électron dans 50nm de résine

	5keV	10keV	20keV	50keV
dE_{HSQ}	461eV	271eV	156eV	73eV
dE_{PMMA}	502eV	291eV	166eV	77eV

TABLE 3.7: Variation des doses d'exposition avec l'énergie du faisceau

	5keV		10keV		20keV		50keV		$\frac{D_{50keV}^{exp}}{D_{5keV}^{exp}}$
	D_{5keV}^{exp}	D_{5keV}^{th}	D_{10keV}^{exp}	D_{10keV}^{th}	D_{20keV}^{exp}	D_{20keV}^{th}	D_{50keV}^{exp}	D_{50keV}^{th}	
HSQ1	96,8	100,7	174,5	181,5	x	x	584,4	584,4	6,0
HSQ2	32,9	34,4	55,4	58,6	89,1	101,7	217,4	217,4	6,6
HSQ3	56,5	56,3	99,2	99,2	x	177,3	x	387,9	x
PMMA1	21,1	23,3	38,3	40,1	67,7	70,3	151,6	151,6	7,2
PMMA2	24,7	24,3	45,5	41,9	81,0	73,5	158,5	158,5	6,4
PMMA3	39,1	41,5	x	73,8	x	132,6	292,0	292,0	7,5
CAR1	5,9	5,6	x	10,0	x	18,0	39,7	39,7	6,7
CAR2	3,6	3,6	x	6,3	x	11,4	25,1	25,1	7,0
CAR3a	6,0	6,1	x	10,9	x	19,6	43,1	43,1	7,2
CAR3b	8,0	8,3	x	14,7	x	26,5	58,3	58,3	7,3
CAR4a	7,5	7,2	x	12,8	x	23,1	50,8	50,8	6,7
CAR4b	7,5	8,3	x	14,7	x	26,2	57,3	57,3	7,7

plus faible. Il lui cède moins d'énergie.

Les valeurs numériques du tableau 3.7 montrent un bon accord entre la théorie et l'expérience. La formule de Bethe relativiste permet de rendre compte de la variation de la dose d'exposition en fonction de l'énergie d'accélération du faisceau électronique.

Ainsi une diminution de l'énergie d'accélération du faisceau conduit à une augmentation de la quantité d'énergie dissipée dans la résine par électron incident. Moins d'électrons sont nécessaires pour atteindre une même modification chimique de la résine.

Conclusion

L'idée couramment admise énonçant que la dose d'exposition est proportionnelle à l'énergie d'accélération des électrons du faisceau incident a été précisée grâce la formule de Bethe. Par exemple, au lieu d'une diminution de la dose d'un facteur 10 lorsque l'énergie du faisceau passe de 50keV à 5keV, nous avons mesuré expérimentalement et vérifié grâce à la formule de Bethe que ce facteur se situe en réalité entre 6 et 7, selon le matériau résine employé.

Une telle diminution de la dose permet un réel gain en temps d'exposition, l'essentiel du temps d'exposition étant dû au balayage du faisceau. Tous les autres paramètres étant fixés (fréquence d'écriture, courant du faisceau, résine, motifs), si l'énergie du faisceau est diminuée, la dose d'exposition est diminuée, et l'exposition est du coup plus rapide puisque le temps d'exposition est proportionnel à la dose d'exposition.

Par ailleurs une diminution excessive de la dose d'exposition est susceptible de nuire à la rugosité des bords de ligne ou à la résolution. Comme nous le verrons dans la suite, une dose plus faible risque de favoriser le bruit grenaille.

3.2.3 Impact de l'énergie du faisceau sur la résolution

Les courbes de contraste obtenues à différentes énergies, avec plusieurs procédés résine, nous ont permis d'étudier la variation de la dose d'exposition en fonction de l'énergie d'accélération du faisceau électronique. Ces courbes permettent également de déterminer le pouvoir résolvant d'un procédé résine donné. Cela se fait par mesure du contraste, avec la méthode expliquée dans la section 2.2.4.

Données expérimentales

Les valeurs de contraste obtenues avec les points expérimentaux présentés dans la figure 3.2 sont rassemblées dans le tableau 3.8 ci-dessous. L'erreur sur la détermination du contraste est inférieure à 20%.

TABLE 3.8: Variation du contraste avec l'énergie du faisceau

	5keV	10keV	20keV	50keV
HSQ1	3,6	4,0	x	5,5
HSQ2	1,6	1,6	1,5	1,9
HSQ3	3,2	3,6	x	x
PMMA1	2,3	1,9	2,1	2,4
PMMA2	2,4	2,0	2,2	2,4
PMMA3	4,0	x	x	3,1
CAR1	3,9	x	x	3,0
CAR2	4,7	x	x	6,3
CAR3a	4,2	x	x	4,8
CAR3b	9,2	x	x	9,6
CAR4a	9,2	x	x	6,3
CAR4b	12,1	x	x	11,5

Analyse des résultats

Le contraste traduit l'impact d'une variation de la dose d'exposition sur la modification chimique de la résine. Idéalement le passage d'un état complètement exposé à un état complètement non exposé serait déterminé à un électron près. Dans le cas d'une résine négative par exemple, l'ajout d'un électron à une dose donnée suffirait à passer d'une épaisseur de résine nulle à l'épaisseur maximale. Cela correspondrait à une valeur de contraste infini. La résine serait infiniment résolvante et ne présenterait pas de limite de résolution.

Les données expérimentales du tableau 3.8 montrent que le contraste ne varie globalement pas avec l'énergie d'accélération du faisceau électronique. Les variations de contraste observées ne sont pas significatives. Elles reflètent une imprécision de mesure due au faible nombre de points expérimentaux dans la pente de la courbe de contraste, en particulier pour les courbes à fort contraste.

Le raisonnement de la section 3.2.2 concernant la différence de dose peut ici aussi être utilisé. On considère que la réaction chimique de la résine n'est pas fonction de l'énergie des électrons incidents. Peu importe l'énergie de ces électrons, le facteur pertinent est l'énergie totale déposée dans la résine. La résine doit réagir pareillement pour un même dépôt d'énergie.

La chimie de la résine est indépendante de l'énergie des électrons incidents. Il est donc logique que le contraste ne varie pas en fonction de l'énergie d'accélération du faisceau.

Lien entre contraste et dose d'exposition

À une énergie donnée, pour une résine particulière, il est intéressant de constater que les procédés résine favorisant les fortes doses d'exposition sont également ceux qui ont le plus fort contraste. La comparaison des procédés HSQ1 et HSQ2 va par exemple dans ce sens ; une dose trois fois plus forte conduit à un contraste presque trois fois plus fort. Le fait de favoriser les fortes doses tend à augmenter la différence entre les poids moléculaires moyens des zones exposées et non exposées.

Une énergie d'accélération du faisceau plus basse permet d'atteindre un même contraste pour une dose d'exposition plus faible. Si l'on considère le procédé résine PMMA2, un contraste identique est obtenu pour une dose 6,4 fois plus faible à $5keV$ par rapport à $50keV$. Du strict point de vue de la chimie de la résine, un procédé résine peut être aussi résolvant à $5keV$ qu'à $50keV$, avec pourtant une dose d'exposition plus faible. Le compromis entre contraste et dose d'exposition est ainsi amélioré.

3.2.4 Impact sur la nature de la modification chimique

Nous avons considéré dans les sous-sections précédentes que le dépôt d'énergie dans la résine était de même nature entre $5keV$ et $50keV$. Un même résultat lithographique est obtenu à des doses différentes pour des énergies de faisceau différentes, mais pour une quantité d'énergie déposée dans la résine strictement identique. Cela revient à faire l'hypothèse que la nature de la modification chimique de la résine est indépendante de l'énergie du faisceau. Elle ne dépendrait que de l'énergie absorbée par la résine. C'est ce que nous nous proposons de démontrer dans cette sous-section, à partir d'une approche différente de celle développée précédemment.

Cette étude est basée sur des spectres d'absorption infrarouge. Afin d'établir les bases de notre analyse, nous nous penchons tout d'abord sur la caractérisation de la réticulation des résines HSQ et PMMA à partir de ces courbes d'absorption. Cela nous permet dans un second temps d'étudier la variation du taux de réticulation de la résine en fonction de l'énergie des électrons. Le réel impact de l'énergie d'accélération des électrons sur la modification chimique de la résine est ainsi mis en évidence.

Bien que cela ne soit pas notre propos, nous avons observé un phénomène de saturation de la modification chimique de la résine pour les fortes doses d'exposition. Nous le présentons dans une troisième sous-section.

Enfin, en guise de conclusion de cette partie, le lien est fait entre cette analyse par spectroscopie infrarouge et l'étude développée précédemment, basée sur les courbes de contraste. La modification des propriétés lithographiques en fonction de l'énergie du faisceau est éclairée par cette analyse chimique.

Caractérisation de la réticulation des résines par FTIR

Les courbes de contraste ne permettent d'observer que le résultat d'une lithographie. Elles ne donnent pas d'information directe sur la modification chimique de la résine, contrairement aux spectres d'absorption infrarouge. Cette technique d'analyse a été mise à profit pour étudier la réticulation des résines non amplifiées de notre étude (HSQ et PMMA).

Comme nous l'avons vu dans la section 2.2.1, le film de résine après couchage est constitué d'un mélange de molécules de poids différents. La modification du poids moléculaire lors de l'exposition se fait via des changements de liaisons chimiques. Sous l'action des électrons, certaines

liaisons chimiques sont favorisées, au détriment d'autres liaisons, dans le cas des résines non amplifiées.

Les spectres infrarouges présentent des pics caractéristiques de certaines liaisons chimiques. Selon l'énergie des photons incidents, l'intensité lumineuse est mieux absorbée par certaines liaisons chimiques. L'absorption est d'autant plus grande que la densité de ces liaisons dans le film est importante. Une différence de spectres entre une mesure au travers d'un film avant et après exposition est donc susceptible d'être mise en évidence. L'intensité de certains pics d'intensité d'absorption doit augmenter ou diminuer, selon les modifications de la résine.

Les motifs exposés pour cette analyse sont plus larges que ceux utilisés pour les courbes de contraste, afin de tenir compte de la taille de la sonde FTIR. Ils intègrent l'ensemble de l'énergie déposée à la fois par les électrons primaires et par les électrons rétrodiffusés. La dimension des motifs exposés fait que le maximum d'énergie rétrodiffusée est atteint. La comparaison entre les courbes de contraste et les mesures de spectre infrarouge est donc tout à fait justifiée.

La figure 3.3 présente l'impact de la dose d'exposition sur les spectres d'absorption infrarouge des résines PMMA et HSQ. Les couchages ont été réalisés selon les procédés HSQ1 et PMMA1. Les spectres obtenus avec le QS3300A balaient des longueurs d'onde de 400cm^{-1} à 4000cm^{-1} . Lors de notre étude nous nous sommes focalisés sur des pics d'absorption caractéristiques des résines étudiées.

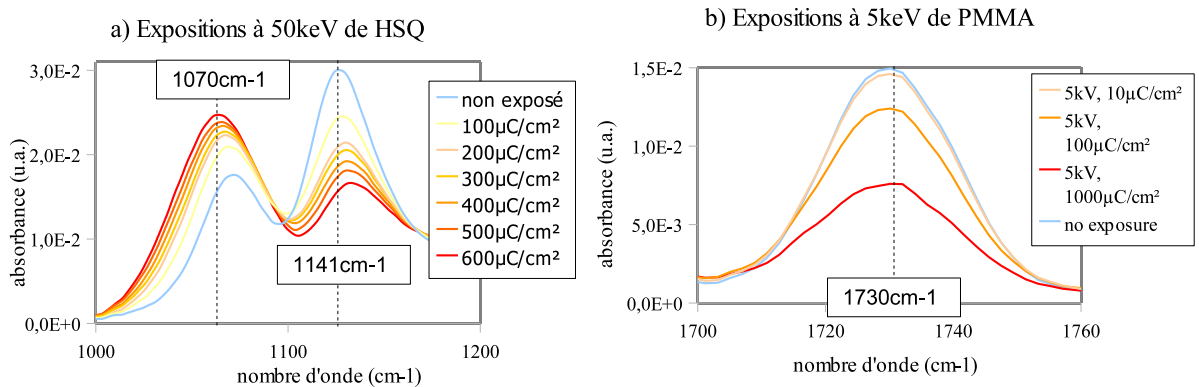


FIGURE 3.3: Courbes d'absorption infrarouge en fonction de la dose d'exposition pour des tensions d'accélération du faisceau fixées. Les spectres sont centrés sur les pics traduisant le taux de réticulation du film de résine. a) Exemple du HSQ exposé à 50keV . Le pic à 1141cm^{-1} caractéristique de la structure cage diminue d'intensité à mesure que la dose d'exposition augmente. Le comportement réciproque est observé pour le pic caractéristique du réseau (1070cm^{-1}). La réticulation de la résine est donc bien traduite par l'évolution de ces pics d'absorption. b) Exemple du PMMA exposé à 5keV . Le pic identifié est caractéristique de la réticulation du PMMA. Son intensité diminue à mesure que la dose d'exposition augmente.

HSQ Deux pics sont identifiés comme caractéristiques du taux de réticulation du HSQ (voir par exemple [Henschel et al., 2003]). Il s'agit de pics d'absorption aux longueurs d'onde de 1070cm^{-1} et 1141cm^{-1} , correspondant à l'élongation de la liaison $\text{Si} - \text{O}$ dans le cas respectivement de la structure réseau et de la structure cage de la résine.

La figure 3.3.a présente ces pics d'absorption alors que la résine a subi une insolation à différentes doses, à 50keV .

Le pic à 1141cm^{-1} , correspond à un pic d'absorption de la liaison $Si-O$ caractéristique de la structure cage. Ce type de liaison disparaît progressivement, à mesure que la dose d'exposition de la résine augmente. Ainsi la résine est de plus en plus réticulée à mesure que la dose d'exposition augmente. C'est ce qui apparaît sur ce graphe.

La réaction réciproque se produit avec la liaison $Si-O$ caractéristique de la structure réseau cette fois. Une augmentation de l'intensité du pic à 1070cm^{-1} est constatée alors que la dose d'exposition électronique augmente. Cela traduit l'augmentation de la proportion des liaisons relatives au réseau par rapport aux cages. L'augmentation de la part de la structure réseau dans le film de résine est ainsi constatée, à mesure que la dose d'exposition augmente.

Par ailleurs le spectre d'absorption du film de résine non exposé présente les deux pics d'absorption. Cela prouve que les deux structures, réseau et cage, préexistent dans le film de résine avant toute insolation électronique.

PMMA Un pic d'absorption lié à l'élongation du groupe carbonyle à 1730cm^{-1} est d'autant plus intense que la résine est réticulée. Il est notamment cité dans [Choi et al., 1988].

Des courbes d'absorption du PMMA centrées sur ce pic sont tracées dans la figure 3.3.b, pour plusieurs doses d'exposition. Il s'agit d'une lithographie effectuée à 5keV .

Cette fois un seul pic est isolé du spectre total. Il s'agit d'un pic d'autant plus intense que la résine est réticulée. Son intensité diminue à mesure que la dose d'exposition augmente. Cela traduit la tonalité positive de cette résine.

Impact de l'énergie des électrons incidents sur les spectres infrarouges

Les spectres présentés dans la figure 3.3 montrent qu'il est possible de caractériser le taux de réticulation des résines HSQ et PMMA à partir de courbes d'absorption infrarouge. Nous allons donc étendre ces mesures à différentes énergies et doses pour vérifier l'impact de l'énergie sur le taux de réticulation.

Les mêmes motifs ont été exposés dans le HSQ et le PMMA, à des doses de $10\mu\text{C}/\text{cm}^2$, $100\mu\text{C}/\text{cm}^2$ et $1000\mu\text{C}/\text{cm}^2$, à des énergies d'accélération des électrons de 5keV , 10keV , 20keV et 50keV .

Focalisation de l'étude sur l'aire des pics d'absorption Les spectres permettent une comparaison qualitative de la variation en intensité des pics. Alors que leur intensité augmente, on constate que la largeur de ces pics augmente également. La valeurs la plus à même de caractériser le taux de modification d'une liaison chimique donnée n'est donc pas l'intensité du pic, mais son aire. Celle-ci prend en compte la dispersion gaussienne en longueur d'onde absorbée. Le pic caractéristique du PMMA a été ajusté à une gaussienne, tandis que ceux du HSQ, afin de prendre en compte leur recouvrement, ont été comparés à la somme de deux gaussiennes. L'absorbance s'écrit, pour les portions de spectres présentées dans la figure 3.3, selon les équations ci-dessous :

$$a_{PMMA}(\tilde{\nu}) = a_0^{PMMA} \exp \left[\frac{-\left(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0^{PMMA}\right)^2}{2\sigma_{PMMA}^2} \right] \quad (3.11)$$

$$a_{HSQ}(\tilde{\nu}) = a_0^{HSQ1} \exp \left[\frac{-\left(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0^{HSQ1}\right)^2}{2\sigma_{HSQ2}^2} \right] + a_0^{HSQ2} \exp \left[\frac{-\left(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0^{HSQ2}\right)^2}{2\sigma_{HSQ2}^2} \right] \quad (3.12)$$

où $a(\tilde{\nu})$ est l'intensité absorbée pour des photons de nombre d'onde $\tilde{\nu}$, a_0 le maximum d'intensité d'un pic, $\tilde{\nu}_0$ le nombre d'onde correspondant à ce maximum et σ la dispersion du pic. Ces valeurs

sont calculées par ajustement des points expérimentaux des spectres avec les équations 3.11 et 3.12.

L'aire d'un pic est calculée à partir des valeurs listées précédemment, selon la formule :

$$A = a_0\sqrt{2\pi}\sigma \quad (3.13)$$

Le taux de réticulation d'une résine est lié à la quantité volumique de liaisons chimiques caractéristiques de la forme réticulée de la résine. L'aire des pics d'absorption infrarouge est d'autant plus forte que le nombre de liaisons absorbantes par unité de volume est important (aire de la sonde multipliée par l'épaisseur de résine). Ainsi le taux de réticulation de la résine est-il lié à l'aire des pics d'absorption caractéristiques de la forme réticulée de la résine.

Dans la suite de cette étude nous identifierons l'aire de ces pics caractéristiques au taux de réticulation des résines, l'un étant proportionnel à l'autre.

Démarche expérimentale Les films de HSQ et de PMMA ayant fait l'objet d'analyses par spectrométrie infrarouge ont été recuits selon les procédés présentés dans la table 3.2. Les figures 3.4 et 3.5 représentent la variation de l'aire des pics identifiés pour le HSQ et le PMMA respectivement en fonction de la dose d'exposition. Cette variation est étudiée pour plusieurs énergies d'accélération du faisceau. Chacun des points de ces courbes correspond à un spectre infrarouge distinct. Pour chaque point expérimental, le spectre infrarouge correspondant a été ajusté à une gaussienne, de sorte que les paramètres de cette gaussienne ont été calculés. La valeur de l'aire des pics a ainsi été évaluée.

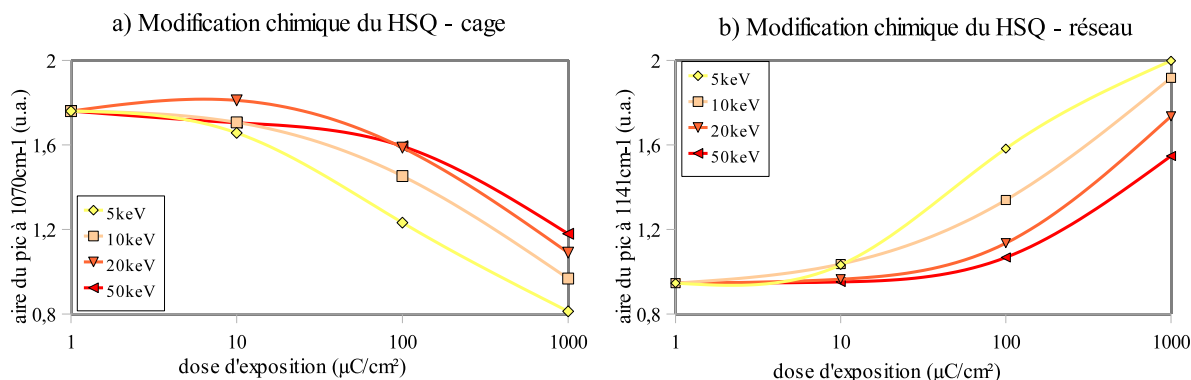


FIGURE 3.4: Mise en évidence de la variation du taux de réticulation de la résine sous exposition électronique, par spectrométrie infrarouge - cas du HSQ. Chaque courbe correspond à l'évolution de l'aire de pics d'absorption infrarouge à mesure que la dose d'exposition augmente jusque $1000\mu\text{C}/\text{cm}^2$. Ces courbes ont été obtenues à 5keV , 10keV , 20keV et 50keV . À dose fixée, la modification chimique de la résine est d'autant plus forte que l'énergie d'accélération du faisceau est faible. À mesure que la dose d'exposition augmente, l'aire du pic relatif à la structure cage diminue tandis que l'aire du pic lié à la structure réseau augmente.

La transformation du HSQ de la structure cage vers la structure réseau sous exposition électronique apparaît dans la figure 3.4. Les pics d'absorption montrent que les liaisons caractéristiques de la structure cage sont progressivement converties en liaisons relatives à la structure réseau, à mesure que la dose d'exposition augmente, pour une énergie de faisceau donnée. La

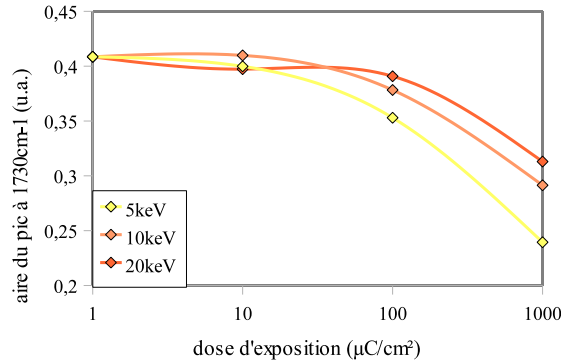


FIGURE 3.5: Mise en évidence de la variation du taux de réticulation de la résine sous exposition électronique, par spectrométrie infrarouge - cas du PMMA. De même que pour la figure 3.4, chaque point expérimental correspond à l'aire d'un pic d'absorption caractéristique de la réticulation du PMMA. La modification de la résine est d'autant plus forte que la dose d'exposition est grande d'une part, et que l'énergie d'accélération des électrons est faible d'autre part.

conversion est d'autant plus efficace que l'énergie d'accélération des électrons est faible. Ceci s'explique par le fait que chaque électron perd alors plus d'énergie dans la résine, conformément à la formule de Bethe que nous avons validée dans le chapitre précédent.

La figure 3.5 montre un comportement similaire pour le PMMA. Cette fois seul un pic caractéristique de la forme réticulée de la résine est étudié. Puisque le PMMA est de tonalité positive, l'intensité du pic d'absorption associé diminue alors que la dose d'exposition augmente. De même, cette diminution d'intensité est accentuée pour les énergies de faisceau plus faibles du fait de la plus grande efficacité de chaque électron incident.

Prise en compte de la perte d'énergie dans la résine Il est tentant d'essayer de quantifier la différence de perte d'énergie des électrons dans la résine selon la tension d'accélération du faisceau, à partir de courbes FTIR. Cela est malaisé car l'analyse par spectrométrie infrarouge permet des observations qualitatives.

Partons malgré tout de l'hypothèse que l'aire d'un pic d'absorption varie comme le nombre de liaisons chimiques absorbantes rencontrées par les photons du spectromètre infrarouge. Le nombre $L_{1000\mu C/cm^2}$ de liaisons modifiées à une dose de $1000\mu C/cm^2$ varie comme l'aire $A_{1000\mu C/cm^2}$:

$$L_{1000\mu C/cm^2} \sim |A_{1000\mu C/cm^2} - A_0| \quad (3.14)$$

où A_0 correspond à l'aire du pic d'absorption considéré lorsque le film de résine n'est pas exposé.

Par ailleurs, par la formule de Bethe, nous pouvons calculer l'énergie dE déposée par un électron, dans un film de résine donné, pour une énergie d'accélération du faisceau E_0 . La quantité totale d'énergie E_S déposée par unité de surface de résine pour une dose d'exposition D s'écrit alors :

$$E_S = \frac{D}{e} dE \quad (3.15)$$

où e est la charge d'un électron.

Par exemple, à 5keV, pour une dose de $100\mu\text{C}/\text{cm}^2$, la quantité d'énergie déposée par unité de surface se calcule :

$$E_{5keV}^{100\mu\text{C}/\text{cm}^2} = \frac{100 \cdot 10^{-6}}{1,6 \cdot 10^{-19}} (10^{-7})^2 10^{-3} dE_{5keV} \quad (3.16)$$

où dE_{5keV} est la perte d'énergie d'un électron primaire accéléré à 5keV, traversant le film de résine.

Lien avec les résultats expérimentaux L'énergie totale déposée dans la résine peut être calculée à partir de la dose d'exposition utilisée, connaissant l'énergie perdue par électron selon l'équation de Bethe (cf. équation 2.18).

Le tableau 3.9 présente des données numériques obtenues lors des expériences réalisées avec le FTIR à différentes doses d'exposition et énergie d'accélération du faisceau.

Le calcul théorique de dépôt d'énergie en fonction de l'énergie du faisceau et de la dose d'exposition permet de classer les expériences par énergie totale déposée croissante. On s'affranchit ainsi des paramètres expérimentaux d'énergie d'accélération du faisceau et de dose d'exposition. C'est ce qui est présenté dans ce tableau. Il est intéressant de vérifier que l'aire des pics d'absorption augmente ou diminue continument selon ce même classement.

TABLE 3.9: Évolution de l'aire des pics caractéristiques selon les paramètres expérimentaux

énergie (keV) dose ($\mu\text{C}/\text{cm}^2$)	50 100	20 100	10 100	5 100	50 1000	20 1000	10 1000	5 1000
énergie déposée (eV/nm^2)	0,46	0,98	1,69	2,88	4,56	9,75	16,94	28,81
HSQ réseau	0,17	0,17	0,31	0,53	0,58	0,67	0,79	0,95
HSQ cage	1,59	1,59	1,45	1,23	1,18	1,09	0,97	0,81
énergie déposée (eV/nm^2)	0,48	1,04	1,82	3,14	4,81	10,38	18,19	31,38
PMMA	0,0	0,02	0,03	0,06	0,01	0,1	0,12	0,17

Ce tableau met clairement en évidence le lien entre la réticulation de la résine et l'énergie déposée dans la résine. L'énergie du faisceau et la dose d'exposition sont des paramètres intermédiaires dont dépend l'énergie déposée dans la résine. L'aire des pics caractéristiques varie d'autant plus que l'énergie déposée dans la résine est forte.

Effet des fortes quantités d'énergie absorbée

La figure 3.6 présente la variation de l'aire des pics d'absorption, définie selon l'équation 3.14, en fonction de l'énergie effectivement déposée dans la résine (cf. équation 3.16). Cela varie comme le nombre de liaisons modifiées dans la résine. Les points des courbes correspondent à l'ensemble des points des figures 3.4 et 3.5.

Une modification de la vitesse de modification chimique en fonction de l'énergie déposée dans la résine est observée, dans la gamme de doses étudiée. Cela peut s'expliquer par le fait qu'un nombre de liaisons limité sont disponibles pour être modifiées sous flux électronique. Ainsi, à mesure que les liaisons préexistantes sont modifiées, le nombre de liaisons encore disponibles diminue. Un électron incident a par voie de conséquence une probabilité plus faible de modifier des liaisons chimiques. D'où un phénomène de saturation. De nouvelles liaisons chimique pourraient alors entrer en jeu pour expliquer la cinétique différente observée.

Par ailleurs il est à noter que les deux courbes relatives au HSQ présente cette variation de pente pour une même énergie déposée. Cela permet d'écarter toute saturation liée à la mesure.

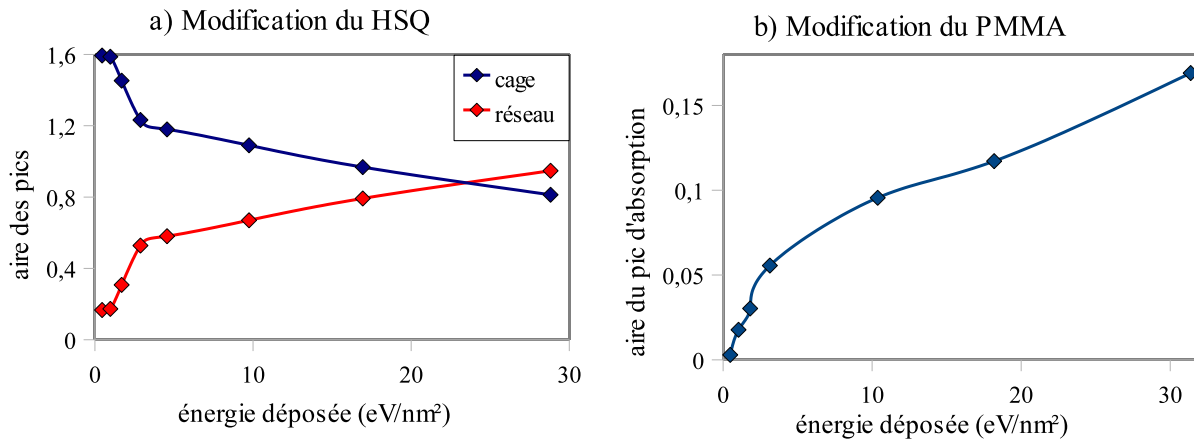


FIGURE 3.6: Observation indirecte de la variation du nombre de liaisons modifiées en fonction de l'énergie déposée dans la résine. Tous les points des figures 3.4 et 3.5 sont rassemblés dans ces graphiques. a) Pour les pics d'absorption considérés du HSQ, un changement de vitesse du nombre de liaisons modifiées en fonction de l'énergie absorbée est observé à partir d'une quantité d'énergie déposée de l'ordre de $3eV/nm^2$. b) Un tel changement est observé avec le PMMA.

Étant donnée l'épaisseur du film de résine, quelques dizaines de nanomètres, une saturation de l'intensité d'absorption est de toute façon peu vraisemblable.

Ce phénomène n'est en soit pas surprenant. L'information intéressante ici est le fait qu'il soit observé avec nos données expérimentales. Il commence à se faire ressentir avec le HSQ dès une énergie déposée de $2,88eV/nm^2$, c'est-à-dire une dose de $630\mu C/cm^2$ à $5keV$, soit $4000\mu C/cm^2$ à $50keV$. De telles doses ne sont jamais atteintes avec nos procédés résine.

La courbe relative au PMMA montre une tendance comparable.

Les trois courbes de la figure 3.6 amènent à deux observations.

Changement de cinétique de la modification chimique de la résine La principale conclusion concerne le phénomène de saturation de création ou de destruction des liaisons chimiques pour les plus fortes quantités d'énergie déposées dans la résine. Il est mis en évidence que cela dépend de l'énergie absorbée par la résine et non de la dose d'exposition.

Application de la formule de Bethe de perte d'énergie La formule de Bethe a été appliquée pour obtenir ces trois courbes. Elle a été utile au calcul de leurs abscisses. Elle est encore une fois vérifiée expérimentalement, puisque les points obtenus dans ces conditions suivent tous une même tendance, indépendamment de la dose d'exposition et de l'énergie d'accélération du faisceau.

Lien entre taux de réticulation et courbe de contraste

Les résultats présentés dans les figures 3.4 et 3.5 peuvent être comparés à ceux des courbes de contraste. En effet, dans un cas comme dans l'autre le seul paramètre influent est le dépôt total d'énergie dans le film de résine. Ces courbes confirment les résultats obtenus à partir des courbes de contraste.

Les courbes de contraste ont montré que la dose d'exposition diminue à mesure que l'énergie du faisceau diminue, pour un procédé résine donné. Le recours à la formule de Bethe nous a permis de comprendre ce résultat. Plus les électrons sont rapides, et moins ils ont d'interaction

avec les atomes de la résine. Ainsi chaque électron perd moins d'énergie. Il faut donc augmenter la dose d'exposition pour compenser cet effet individuel. Le tableau 3.9 montre que les courbes d'absorption infrarouge corroborent ce raisonnement.

Considérons la sensibilité de la résine ($D_{0,5}$). Pour chaque procédé résine, elle correspond à un même taux de réticulation, quelle que soit l'énergie d'accélération du faisceau. Des données numériques sont présentées dans le tableau 3.10. Les aires des pics d'absorption sont interpolés entre les points expérimentaux dont nous disposons, pour une dose donnée. Il s'agit d'une approximation puisque nous n'avons pas une dépendance linéaire. Le calcul se fait selon la formule suivante pour une dose de $21\mu C/cm^2$ à $5keV$ pour le PMMA par exemple :

$$A_{21\mu C/cm^2} = A_{10\mu C/cm^2} - (A_{10\mu C/cm^2} - A_{100\mu C/cm^2}) \frac{21 - 10}{100 - 10} \quad (3.17)$$

Les valeurs interpolées des aires sont calculées pour chaque énergie, à la dose caractérisant la sensibilité ($D_{0,5}$, cf. 2.7). Le tableau 3.10 donne les valeurs calculées pour chaque point expérimental, la valeur moyenne ainsi que l'écart type sur les aires calculées pour un pic donné. Ainsi il apparaît que la quantité de liaisons chimiques modifiées à une certaine dose à la cote ($D_{0,5}$ dans le cas considéré) est la même quelle que soit l'énergie d'accélération du faisceau, dans notre intervalle d'étude. Elle ne dépend que du procédé résine.

TABLE 3.10: Invariance du taux de réticulation avec l'énergie

	5keV		10keV		20keV		50keV		moyenne $\bar{A} \pm \sigma$
	$D_{0,5}$	aire	$D_{0,5}$	aire	$D_{0,5}$	aire	$D_{0,5}$	aire	
PMMA $1730cm^{-1}$	21,1	0,39	38,3	0,40	67,7	0,39	292	0,40	$0,40 \pm 0,01$
HSQ $1070cm^{-1}$	79,8	1,46	142,5	1,37	270,4	1,25	608	1,34	$1,35 \pm 0,09$
HSQ $1141cm^{-1}$	79,8	1,33	142,5	1,43	270,4	1,49	608	1,36	$1,40 \pm 0,07$

Le tracé de courbes de contraste avec pour abscisse l'énergie totale absorbée par la résine au lieu de la dose d'exposition permet de s'en convaincre. La figure 3.7 a été obtenue à partir des données expérimentales de la figure 3.1. Les abscisses ont été calculées connaissant le nombre d'électrons par unité de surface et l'énergie perdue par un électron alors qu'il traverse le film de résine (cf. tableau 3.6). Les courbes de contraste de la figure 3.1 sont clairement décalées, selon l'énergie d'accélération du faisceau électronique. Les mêmes courbes tracées en fonction de l'énergie absorbée par la résine se superposent. C'est donc bien ce dernier paramètre qui est pertinent pour expliquer le résultat lithographique.

3.2.5 Conclusion

Les études concernant les courbes de contraste d'une part et les spectres d'absorption infrarouge d'autre part ont abouti à des conclusions allant dans le même sens vis à vis de l'impact de l'énergie du faisceau incident sur la modification chimique de la résine.

Le paramètre pertinent qui explique les modifications chimiques de la résine est l'absorption d'énergie par la résine. La dose d'exposition et l'énergie du faisceau modifient le niveau d'énergie déposée. La formule de Bethe calculant la perte d'énergie d'un électron alors qu'il traverse la matière permet de le vérifier.

La variation de la sensibilité $D_{0,5}$ (dose nécessaire au développement de la moitié de l'épaisseur de la résine pour un motif large) d'une résine lorsque l'énergie d'accélération du faisceau est modifiée ne fait que compenser la variation d'énergie déposée par chaque électron incident. La quantité d'énergie totale absorbée par la résine reste constante à $D_{0,5}$.

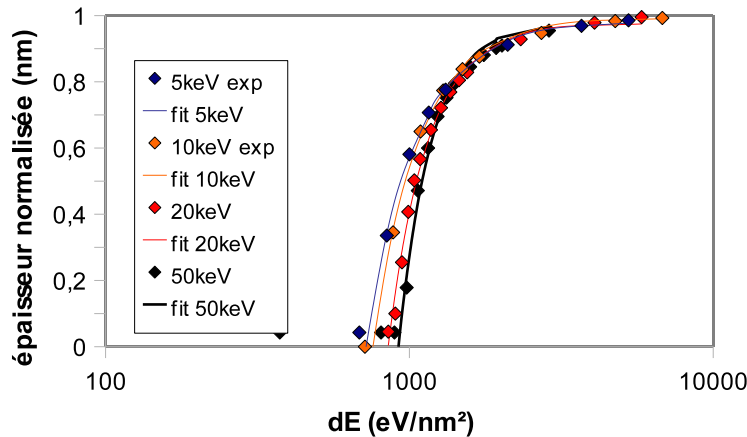


FIGURE 3.7: Variation de l'épaisseur de résine en fonction de l'énergie absorbée par la résine. Des courbes ont été obtenues à plusieurs énergies d'accélération du faisceau. Ces courbes mettent en évidence l'impact de l'énergie absorbée par la résine sur la lithographie.

La dose est généralement considérée en première approximation comme étant proportionnelle à l'énergie du faisceau. Nous avons précisé ceci grâce aux expériences, puis par application de la formule de Bethe. Le facteur de dose lorsque l'on passe d'une énergie de $5keV$ à $50keV$ par exemple est de l'ordre de 6,5 et non de 10, la contribution de la composante logarithmique de la formule de Bethe étant significative dans notre domaine d'étude.

Par ailleurs cette approche montre clairement qu'aucune différence n'est observée au niveau de la chimie de la résine entre une lithographie à $5keV$ ou à $50keV$ lorsque l'on se place à la dose $D_{0,5}$. Le pouvoir de résolution d'un procédé résine, lié à son contraste, n'est donc pas impacté par la tension d'accélération du faisceau dans la gamme étudiée.

Nous avons vu dans la section précédente que le contraste dépendait de la dose d'exposition, à énergie d'accélération du faisceau constante. Finalement, l'analyse des spectres infrarouge permet de préciser que le contraste dépend du taux de réticulation de la résine. Plus un procédé résine favorise un fort taux de réticulation des zones insolées, plus la différence entre le nombre de liaisons chimiques modifiées entre la zone exposée et la zone non exposée est fort. Ceci conduit donc à un contraste du procédé résine plus fort.

Une saturation de la modification chimique du HSQ commence à apparaître pour une dose de $630\mu C/cm^2$ à $5keV$. Nos procédés résine n'atteignent jamais une telle dose d'exposition. Il apparaît donc qu'un développeur adapté permettrait d'atteindre des contrastes meilleurs que ceux que nous avons obtenus avec le HSQ, au détriment de la sensibilité de la résine.

3.3 L'interaction électron-matière de $50keV$ à $5keV$

Dans la partie précédente il a été question de la modification chimique de la résine entre $5keV$ et $50keV$, et de son impact sur le film de résine en terme de contraste du procédé résine d'une part, et de sensibilité de la résine à l'exposition électronique d'autre part. Il est apparu que cette sensibilité augmente lorsque la tension d'accélération des électrons primaires diminue. Cela pose un premier problème de limite de rugosité et de résolution, due au bruit grenaille. Nous allons nous y intéresser dans cette partie. Notre étude porte sur l'impact de la dose d'exposition et de

la taille du faisceau sur la rugosité. Des simulations sont utilisées pour appuyer notre propos.

Dans un second temps le phénomène de rétrodiffusion des électrons depuis le substrat est traité, à partir de la méthode de surexposition linéaire expliquée dans la section 2.4.4. La dépendance de la quantité d'énergie déposée par ces électrons, ainsi que leur répartition spatiale en fonction de l'énergie d'accélération du faisceau est évaluée. L'impact sur la correction des effets de proximité, selon l'énergie du faisceau, est discuté.

Une partie des résultats présentés dans cette section a été publiée. [Rio et al., 2009a] traite des résultats relatifs à l'analyse de l'impact de l'énergie d'accélération du faisceau sur la rugosité de bord de ligne. L'article [Rio et al., 2010a] présente quant à lui une analyse basée sur des PSF obtenues à différentes énergies d'accélération.

3.3.1 Le bruit grenaille

Pour un procédé résine donné, la dose d'exposition diminue significativement lorsque la tension d'accélération des électrons du faisceau est abaissée. Elle chute d'un facteur de l'ordre de 6 à 7 entre la tension de travail usuelle de 50keV et les 5keV de l'outil MAPPER. Une telle variation de la dose d'exposition impacte nécessairement le bruit grenaille de dépôt des électrons, ce qui peut finalement nuire à la fois à la rugosité des bords de ligne et à la résolution. C'est pourquoi il est important d'étudier la contribution de cet effet.

Dans un premier temps nous avons identifié tous les paramètres expérimentaux susceptibles d'expliquer les rugosités de bord de ligne mesurées. Certains n'ont pas varié lors de notre étude. Nous nous sommes ensuite focalisés sur l'impact des paramètres variables que sont la taille du faisceau et la dose d'exposition. Des simulations prenant en compte en tant que paramètres variables uniquement le bruit grenaille et la taille du faisceau ont été utilisées afin de faciliter la compréhension des résultats obtenus.

Cette étude a été chronologiquement la première menée lors du travail de thèse discuté dans ce mémoire. Elle nous a donné une première idée de la dépendance de la sensibilité d'un procédé résine avec l'énergie du faisceau. Les conclusions de cette étude nous ont permis de choisir à dessein des procédés résine plus adaptés à la basse énergie. De fait ceux qui ont été utilisés ici ont été abandonnés ensuite. Ils nous ont cependant donné matière à réflexion sur les paramètres expérimentaux qui impactent les rugosité des motifs.

Discussion sur l'origine de la rugosité de bord de ligne

Plusieurs paramètres sont identifiés en tant que contributeurs à la rugosité de bord de ligne (voir [Leunissen et al., 2005, Kruit et al., 2004] par exemple). Nous allons dans la suite lister ces paramètres pour comprendre lesquels sont susceptibles d'expliquer les variations que nous observons lors des expériences (cf. tableau 3.13) :

Propriétés chimiques de la résine (cf. [Fedynyshyn et al., 2008]). La résolution ultime d'une résine est déterminée par son poids moléculaire moyen. Plus les molécules la composant sont grosses, plus la rugosité de bord de ligne augmente. Dans nos expériences, l'augmentation de la rugosité observée pour les plus basses énergies ne peut être expliquée par ce facteur qui est constant pour un matériau résine donné.

Procédé résine Les paramètres du procédé résine tels que les températures et durées des recuits après couchage ou après exposition, du développement, la nature du développeur, sa concentration ne sont pas neutres vis à vis de la rugosité. Les recuits jouent sur la réorganisation des liaisons chimiques dans le film de résine. Le développement élimine des molécules de poids moléculaire plus ou moins grand. De même que pour la rugosité

inhérente au film de résine, celle qui est due au procédé résine est constante pour une résine donnée de notre étude. Elle ne peut donc expliquer l'évolution de la rugosité observée.

Diffusion de l'acide pour les résines amplifiées La diffusion d'acide se fait sur $10nm$ à $50nm$ [Kruit et al., 2004]. Il est connu que la diffusion de l'acide dans les films de résines amplifiées contribue à lisser les bords de lignes. La rugosité s'en trouve ainsi améliorée, par rapport à une résine non amplifiée [Leunissen et al., 2005, Kruit et al., 2004]. Au cours des expériences présentées dans le tableau 3.13, les paramètres du procédé résine sont restés les mêmes. Malgré les doses d'exposition différentes selon l'énergie, la même quantité d'énergie a été déposée dans les films de résine. Cela conduit à la même libération d'acide, indépendamment de l'énergie du faisceau. La diffusion de l'acide dépend à la fois du recuit après exposition et de la quantité d'acide libéré. Ces grandeurs ne changent pas avec l'énergie du faisceau. La diffusion de l'acide a donc le même impact sur la rugosité quelle que soit l'énergie considérée dans nos expériences.

Électrons secondaires Les électrons secondaires que nous considérons ici ont des énergies sous les $100eV$. Ce sont ces électrons de faible énergie qui interagissent directement avec les liaisons chimiques. De même que les acides, les électrons secondaires diffusent dans le film de résine, sur une distance de typiquement $5nm$ [Leunissen et al., 2005]. Cette diffusion a aussi pour effet de lisser les rugosités de bord de ligne. La variation de dose entre la haute et la basse énergie est due à une plus grande absorption d'énergie par la résines lorsqu'elle est exposée par des électrons faiblement accélérés. Mais l'énergie totale déposée à la dose à la cote reste la même. Le nombre d'électrons secondaires est également constant puisque la modification chimique de la résine reste la même à la dose à la cote, quelle que soit l'énergie du faisceau. Finalement il apparaît que le lissage dû aux électrons secondaires se fait de la même manière à $5keV$ et à $50keV$. Il n'explique donc pas les variations observées.

Élargissement du faisceau L'outil de lithographie électronique utilisé au cours de cette étude, le VB6 HR, n'est pas adapté à la basse énergie. Il ne focalise pas efficacement le faisceau à basse énergie. Il s'en suit un faisceau plus large à basse énergie. L'intensité du faisceau a une distribution gaussienne. Plus ce faisceau est large, plus l'incertitude sur la position exacte d'un électron donné augmente. Tout élargissement du faisceau est donc à même d'augmenter la valeur de la rugosité de bord de ligne. Or nos expériences ont vu de larges variations de taille de faisceau. Elles expliquent en partie l'augmentation de la rugosité à basse énergie.

Bruit grenaille Le bruit grenaille est dû à des effets statistiques. Plus le nombre d'électrons déposés dans la résine est faible, plus le dépôt d'énergie est imprécis. La contribution du bruit grenaille à la rugosité de bord de ligne mesurée à été étudiée dans de nombreux articles [Kruit and Steenbrink, 2005, Padmanaban et al., 2005, Smith, 1986].

Contributions au bruit grenaille Chacun des phénomènes mis en avant précédemment contribue à la rugosité de bord de ligne, ou LER. Elle correspond à une variation de la position du bord de ligne vis à vis d'une position médiane. Elle est calculée comme étant l'écart type de cette variation (cf. sous-section 1.1.3). L'écart type global peut s'écrire :

$$\sigma = \sqrt{\sigma_C^2 + \sigma_P^2 + \sigma_{DA}^2 + \sigma_{ES}^2 + \sigma_F^2 + \sigma_{BG}^2} \quad (3.18)$$

où $\sigma_C, \sigma_P, \sigma_{DA}, \sigma_{ES}, \sigma_F$ et σ_{BG} sont respectivement les écarts types contribuant à la LER, dus à la chimie de la résine, au procédé résine, à la diffusion de l'acide, à la diffusion des électrons secondaires, à la taille du faisceau et au bruit grenaille. Dans notre étude en énergie, seules les contributions de la taille du faisceau et du bruit grenaille sont variables. L'équation se simplifie

alors :

$$\sigma = \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_F^2 + \sigma_{BG}^2} \quad (3.19)$$

où σ_0 rassemble les contributions invariantes lors des expériences.

Le comportement de trois procédés résine différents à mesure que la tension d'accélération du faisceau était descendue depuis 50keV vers 5keV a été étudié. Le principal paramètre variable était l'énergie du faisceau. En modifiant cette énergie, deux autres paramètres expérimentaux ont varié :

- la sensibilité de la résine a augmenté à basse énergie, ce qui implique une plus fort impact du bruit grenaille
- la taille du faisceau d'électrons a augmenté à basse énergie

Prise en considération des chocs élastiques

Concentrons-nous tout d'abord sur le bruit grenaille. Il est en général considéré comme dépendant de la dose d'exposition. Plus le nombre d'électrons déposés est faible, plus l'incertitude sur ce nombre est forte et plus le bruit grenaille est élevé.

Il semble pertinent de considérer également les événements élastiques se produisant alors que les électrons traversent la résine. En effet c'est le long de leur parcours que les électrons perdent leur énergie. Plus ce parcours est erratique, plus le dépôt spatial d'énergie est bruité, et plus la rugosité est susceptible d'augmenter.

Nombre de chocs élastiques L'équation 3.20 donne une approximation de la variation du nombre d'événements élastiques subis par un électron alors qu'il traverse un film de résine [Brewer, 1980].

$$P_e = \frac{400z_0(\mu m)}{E_0(keV)} \quad (3.20)$$

Il en ressort que ce nombre de chocs est inversement proportionnel à l'énergie du faisceau. D'un autre côté la dose d'exposition est approximativement proportionnelle à l'énergie. Ainsi le nombre d'événements élastiques lors de la traversée de la résine varie peu avec l'énergie du faisceau.

Implication de l'évaluation de la rugosité en vue de dessus Plaçons-nous dans l'approximation de perte continue d'énergie le long de la trajectoire de l'électron. L'évaluation de la rugosité est faite, dans le cas général, et en particulier dans notre étude, à partir d'images CD SEM, en vue de dessus. Il convient donc de s'intéresser à la projection de tous les événements élastiques se produisant dans la résine dans ce plan. De l'énergie est cédée à la résine entre les points successifs où ont lieu les chocs élastiques. Les trajectoires des électrons en bord de lignes peuvent ainsi générer de la rugosité.

Plus un électron subit de chocs élastiques, plus sa trajectoire est aléatoire et plus il génèrera de rugosité.

Au cours de la traversée d'un film de résine tel que celui utilisé dans ces expériences, épais de 50nm, un électron accéléré à 5keV subit en moyenne 4 événements élastiques. A 50keV, il en subit 0,4.

D'après la formule de Rutherford (cf. 2.3.2), un électron a une très forte probabilité d'être diffusé à un angle nul.

De si faibles nombres d'événements ne peuvent donc conduire à une diffusion latérale significative de l'électron. Il est donc raisonnable de considérer qu'une projection dans le plan de la

résine des événements élastiques se produisant à $5keV$ correspond à l'image des points d'impact des électrons dans la résine.

Il en découle que le bruit grenaille peut être calculé à partir du nombre d'électrons effectivement déposés dans la résine. C'est l'approche que nous avons adoptée dans notre étude de la rugosité de bord de ligne. Elle est confortée par les résultats expérimentaux.

Paramètres expérimentaux propres à cette étude

Les équipements d'exposition, de traitement de la résine et de métrologie sont ceux qui ont été décrits dans la section 3.1. Les mêmes pistes de couchage et développement ont été utilisées selon la résine à traiter. Les procédés résine sont ceux qui sont utilisés au LETI pour des lithographies électroniques à $50keV$ ou à $100keV$. Ils sont donnés dans la table 3.11. Le HSQ est rigoureusement identique à celui utilisé dans le reste de notre étude. Le PMMA par contre n'a pas été dilué ici. La résine amplifiée pour sa part ne correspond à aucune des résines utilisées par ailleurs. Elle n'est pas ralentie, c'est-à-dire qu'elle présente une sensibilité adaptée à la lithographie électronique haute énergie.

TABLE 3.11: Paramètres des procédés résine utilisés

résine	épaisseur	PAB	PEB	développeur	durée	hard bake
HSQ0	40nm	90°C/90s	x	TMAH 2,38%	60s	110°C/60s
PMMA0	65nm	160°C/90s	x	MIBK:IPA (1:3)	120s	100°C/60s
CAR0	50nm	110°C/90s	110°C/90s	TMAH 2,38%	60s	x

Les valeurs de courant et de taille de faisceau utilisés pour chaque expérience sont rassemblées dans le tableau 3.12. Le faisceau est élargi à basse énergie. Il a été mesuré selon la technique nommée *knife edge* [de Araújo et al., 2009], à partir de l'analyse du signal des électrons rétrodiffusés, comme décrit dans la sous-section 1.2.2. Par ailleurs c'est la grande sensibilité des résines étudiées qui a conduit à utiliser des courants très faibles.

TABLE 3.12: Valeurs de courant et de rayon de faisceau

résine	5keV		10keV		20keV		50keV	
	I (nA)	R (nm)	I (nA)	R (nm)	I (nA)	R (nm)	I (nA)	R (nm)
HSQ0	0,075	120	0,56	90	1,21	70	0,238	35
PMMA0	0,106	215	0,367	90	0,392	45	0,239	35
CAR0	0,086	160	0,10	90	0,393	45	0,238	35

Les motifs exposés et étudiés consistent en des lignes ou tranchées (selon la polarité de la résine) de $0,5\mu m$ de largeur, de longueur considérée infinie ($100\mu m$). Il n'était pas possible de baser notre étude sur des lignes plus étroites du fait de la largeur du faisceau à basse énergie.

Les images et mesures de rugosité et de largeur de ligne ont été faites à partir du CD SEM Hitachi HCG4000. Les mesures ont toutes été effectuées à partir d'images carrées de $0,675\mu m$ et 512 pixels de côté. La rugosité a été évaluée avec le logiciel SUMMIT©.

Les données expérimentales

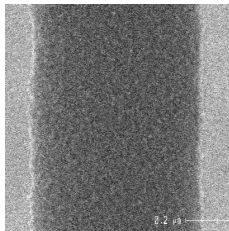
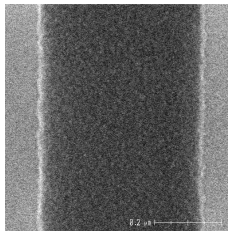
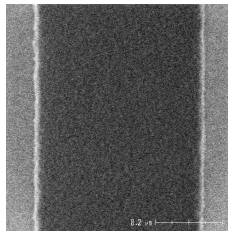
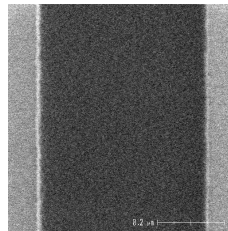
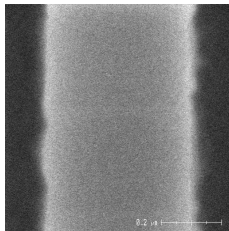
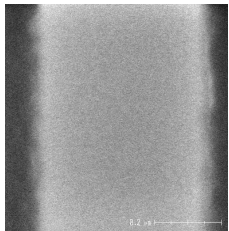
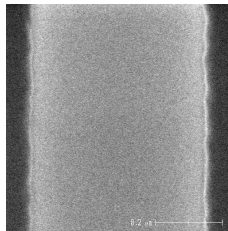
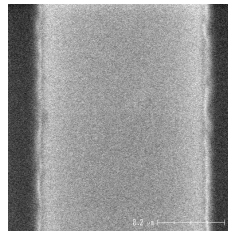
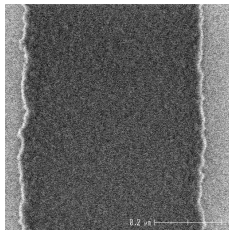
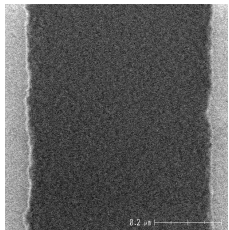
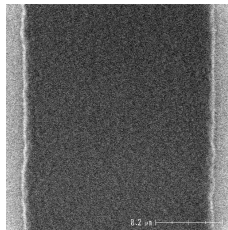
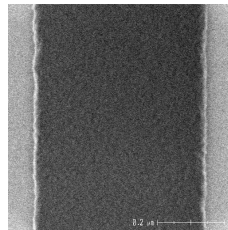
Les images obtenues pour chaque résine, à la dose à la cote, sont présentées dans le tableau 3.13. Les valeurs de dose d'exposition et de rugosité correspondant à chaque image sont reportées

sur cette figure.

Le premier constat concerne la variation de la dose avec l'énergie. Le facteur de variation de 50keV à 5keV est de 8,7, 7,0 et 10,0 pour le HSQ, le PMMA et la résine amplifiée respectivement. Ce facteur se situe entre 6 et 7 en théorie. Des valeurs expérimentales plus proches de la théorie ont été obtenues grâce à l'exposition de courbes de contraste. Cela est présenté dans la sous-section 3.2.2. Les valeurs déterminées par la mesure de doses à la cote de lignes de $0,5\mu m$ sont du même ordre de grandeur. Elles sont cependant moins précises. L'extension spatiale des motifs plus faible ($0,5\mu m$ à comparer aux rectangles de $100 \times 200\mu m^2$) conjuguée à des doses d'exposition particulièrement basses à 5keV favorisent le bruit grenaille. Cette méthode de détermination de la dose est statistiquement bien moins fiable que l'approche basée sur les courbes de contraste.

Par ailleurs il apparaît que la rugosité de bord de ligne (LER) augmente à mesure que la tension d'accélération du faisceau diminue, pour un procédé résine donné. On peut y voir un impact de la dose d'exposition sur la rugosité. Globalement, et à 5keV en particulier, la rugosité est d'autant plus forte que la dose d'exposition est faible.

TABLE 3.13: Images CD SEM et valeurs de dose et de rugosité de lignes développées à 500nm.

	5keV	10keV	20keV	50keV
HSQ0	 $D = 30\mu C/cm^2$ $LER = 9,6nm$	 $D = 50\mu C/cm^2$ $LER = 5,8nm$	 $D = 75\mu C/cm^2$ $LER = 2,1nm$	 $D = 260\mu C/cm^2$ $LER = 2,3nm$
PMMA0	 $D = 10\mu C/cm^2$ $LER = 10,9nm$	 $D = 30\mu C/cm^2$ $LER = 7,0nm$	 $D = 40\mu C/cm^2$ $LER = 4,9nm$	 $D = 70\mu C/cm^2$ $LER = 5,1nm$
CAR0	 $D = 2,5\mu C/cm^2$ $LER = 14,3nm$	 $D = 8\mu C/cm^2$ $LER = 11,1nm$	 $D = 20\mu C/cm^2$ $LER = 5,3nm$	 $D = 25\mu C/cm^2$ $LER = 3,5nm$

Apport de la simulation

De nombreuses simulations ont été développées afin d'essayer de comprendre l'impact des différents paramètres listés précédemment sur la rugosité de bord de ligne [Leunissen et al., 2005, Kruit and Steenbrink, 2005, Ocola et al., 2000]. Leur complexité gêne une compréhension physique de l'impact des paramètres étudiés sur la rugosité.

Il a été identifié précédemment deux paramètres variables lors des expériences, et susceptibles d'expliquer les variations de rugosité obtenues. Afin de quantifier l'apport d'une part de la taille du faisceau et d'autre part de la variation du nombre d'électrons sur la LER dans ces expériences, un code simulant les points d'impact des électrons a été développé.

Il vise par ailleurs à confirmer les résultats expérimentaux et à les étendre à d'autres paramètres non vérifiés par l'expérience.

Ce code est simple, et a pour objectif de mettre en évidence l'impact du bruit grenaille et de la taille du faisceau sur la LER uniquement. La simplicité des modèles utilisés se veut un gage de meilleure compréhension de l'impact des deux phénomènes étudiés. Par ailleurs nous avons obtenu de grandes variations de LER, d'un facteur 2 à un facteur 4 entre $50keV$ et $5keV$, selon le procédé résine. D'aussi grandes variations sont plus faciles à simuler. Un modèle simple prenant en compte les larges variations de taille de faisceau et de dose doit donc donner des résultats tout à fait satisfaisants.

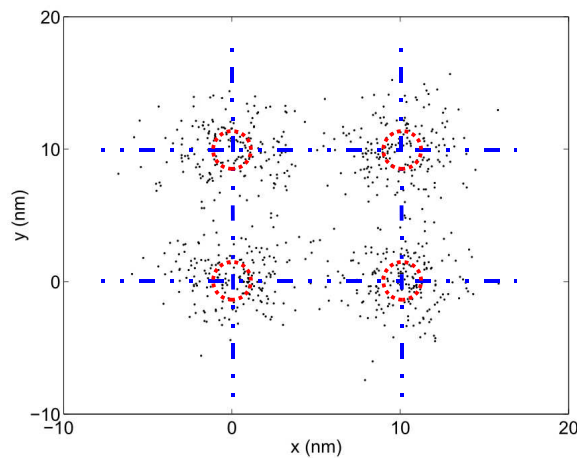


FIGURE 3.8: Exemple de simulation simplifiée. Les paramètres de la simulation sont un nombre d'électrons par point de 200, un écart entre les points d'exposition de $10nm$ et un rayon de faisceau de $2nm$. Il a été choisi une très faible taille de faisceau pour bien distinguer les populations d'électrons dus à chaque point d'exposition. Les lignes bleues représentent la grille d'exposition : les points d'exposition se font en chaque nœud de cette maille. Les cercles rouges représentent la taille du faisceau. Chaque point noir correspond à un des 800 électrons de cette simulation.

Les simulations ont été réalisées à partir d'un programme interprété sous MATLAB®. Elles sont directement liées à nos conditions expérimentales. Nous considérons que la variation de la dose d'exposition et de la taille du faisceau expliquent à elles seules les variations de rugosité mesurées. La contribution des autres paramètres est considérée constante.

Notre programme simule l'exposition de rectangles de $0,5 \times 1,0\mu m^2$. L'écart entre points d'exposition successifs est de $10nm$, de même que lors des expériences. Le nombre d'électrons

déposés par point d'exposition est calculé à partir des doses d'expositions réellement appliquées pour chaque expérience.

TABLE 3.14: Évolution de la taille du faisceau ϕ et du nombre N d'électrons par point exposé en fonction de l'énergie E du faisceau.

Procédé résine	E (keV)	ϕ (nm)	N
HSQ0	5	120	188
	10	120	313
	20	70	469
	50	35	1625
PMMA0	5	215	63
	10	90	188
	20	45	250
	50	35	438
CAR0	5	160	16
	10	90	50
	20	45	125
	50	35	156

Pour chaque point d'exposition le nombre d'électrons suit une statistique de Poisson. Soit N_0 le nombre d'électrons par point d'exposition nécessaire à atteindre une dose de D . Le nombre d'électrons effectivement déposés est, selon la statistique de Poisson, $N_0 \pm \sqrt{N_0}$. À l'aide de la fonction $rand(0, 1)$ qui donne un nombre aléatoire compris dans l'intervalle $[0; 1]$, le nombre d'électrons par point d'écriture s'écrit :

$$N = N_0 + 2(rand(0, 1) - 0, 5) \sqrt{N_0} \quad (3.21)$$

La position des électrons de chaque point d'exposition suit une distribution normale, d'écart type égal au rayon du faisceau. Il s'agit d'une bonne approximation pour un nombre d'électrons supérieur à 20. La figure 3.8 donne un exemple de simulation. Ce cas simplifié considère quatre points espacés de $10nm$, exposés chacun avec $200 \pm \sqrt{200}$ électrons d'un faisceau de rayon $2nm$. Le faisceau a été volontairement choisi très fin, afin que l'on distingue bien sur le schéma chaque point exposé.

Les images obtenues présentent des densités d'électrons par unité de surface. Selon le procédé résine, un électron incident provoque des modifications chimiques sur une distance plus ou moins grande. Un électron incident dans la résine amplifiée par exemple, de par la diffusion de l'acide, provoquera indirectement des modifications jusque $10nm$ à $50nm$ de son point d'impact. De même la diffusion des électrons secondaires se fait sur des distances différentes, selon la composition de la résine (nature et proportion des atomes, densité du film, etc.). Un filtre a été appliqué à chaque image calculée, afin de simuler la distance radiale d'impact d'un électron incident. Il a pour effet d'élargir chaque point de l'image simulée. Un même filtrage a été appliqué à toutes les images simulant un même procédé résine, étant entendu que la diffusion de l'acide ou des électrons secondaires est une constante de notre problème. Les paramètres de chacun des trois filtres ont été étalonnés à partir des images CD SEM à $5keV$. Puisqu'elles présentent les plus fortes valeurs de rugosités, elle permettent une meilleure calibration.

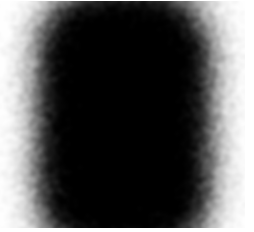



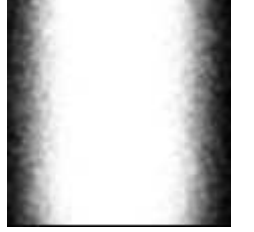
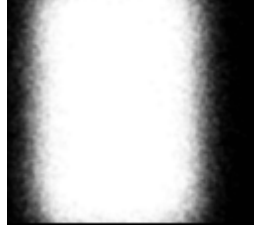
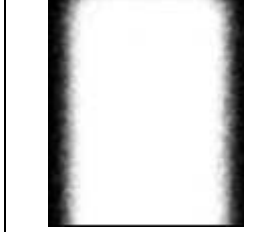
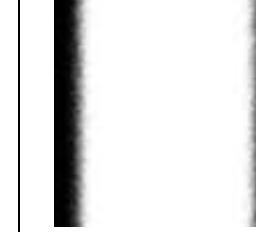

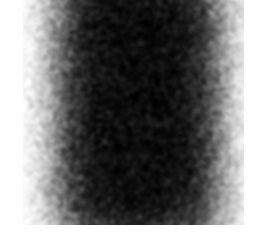
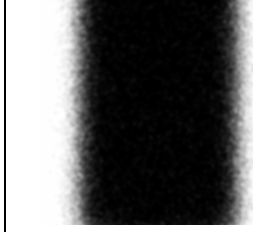

Les mesures des images obtenues après filtrage ont été effectuées à l'aide du logiciel SUMMIT©.

Les paramètres utilisés pour les simulations, c'est-à-dire la taille du faisceau et le nombre d'électrons par point d'écriture, sont calculés à partir des données expérimentales. Les valeurs employées pour les simulations sont rassemblées dans le tableau 3.14. Le passage de la dose de consigne D de l'équipement, donnée en $\mu C/cm^2$, vers le nombre d'électrons N par point d'exposition se fait selon le calcul suivant :

$$N = \frac{D \cdot x^2}{e} = D \frac{10^{-6} (10 \cdot 10^{-7})^2}{1,6 \cdot 10^{-19}} \quad (3.22)$$

où x est la distance entre points exposés et e la charge de l'électron. Les images obtenues par simulation, et correspondant aux images CD SEM du tableau 3.13 sont rassemblées dans le tableau 3.15. Les valeurs de rugosité mesurées par SUMMIT© sont reportées sous chaque image, de même que le nombre d'électrons effectivement déposés.

TABLE 3.15: Images simulées et valeurs de dose et de rugosité de lignes développées à 500nm.

	5keV	10keV	20keV	50keV
HSQ0	 $N = 180$ $LER = 8,1nm$	 $N = 313$ $LER = 5,3nm$	 $N = 469$ $LER = 3,8nm$	 $N = 1625$ $LER = 2,4nm$
PMMA0	 $N = 63$ $LER = 9,6nm$	 $N = 188$ $LER = 7,4nm$	 $N = 250$ $LER = 5,6nm$	 $N = 438$ $LER = 3,8nm$
CAR0	 $N = 16$ $LER = 15,2nm$	 $N = 50$ $LER = 12,3nm$	 $N = 125$ $LER = 6,4nm$	 $N = 156$ $LER = 5,0nm$

Conclusion

La figure 3.9 donne une comparaison entre les valeurs expérimentales et les simulations. Puisque l'énergie modifie indirectement la dose d'exposition et la taille du faisceau et que ces paramètres sont à même d'expliquer les variations de rugosité observées, nous avons tracé la variation de la LER en fonction de ces deux paramètres.

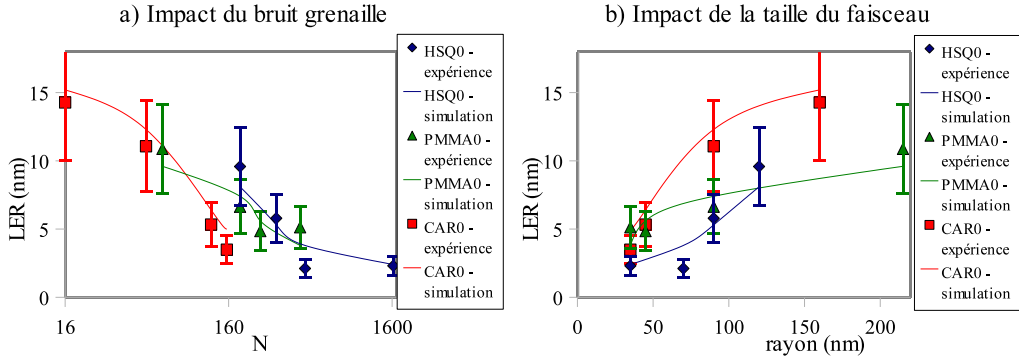


FIGURE 3.9: Variations de la rugosité au cours de nos expériences et comparaison avec la simulation. Les points expérimentaux sont en bon accord avec les points simulés. Le fait de ne considérer que l'impact de la variation de dose et de la taille du faisceau est donc validé. a) LER vs. nombre d'électrons par point d'exposition. De faibles doses favorisent l'erreur statistique et augmentent la rugosité. b) LER vs. rayon du faisceau. La taille de faisceau a tendance à augmenter la rugosité de bord de ligne.

Une saturation de la rugosité pour les plus fortes doses d'exposition, aux plus fortes énergies, est observée avec le PMMA et le HSQ. Il s'agit d'une valeur intrinsèque au matériau, indépendante du bruit grenaille. Elle est respectivement de l'ordre de $5nm$ et $2nm$. La publication [Namatsu et al., 1998b] permet de relier ces données aux dimensions des molécules correspondantes. D'après ce travail, les dimensions des molécules de PMMA sont de $6nm$ à $20nm$, tandis que celles de HSQ sont de $1,5nm$ à $6nm$. Ceci pourrait expliquer que l'on obtienne une rugosité intrinsèque au matériau inférieure avec le HSQ.

Cependant ces courbes ne permettent pas de discriminer l'impact de la taille du faisceau de celui de la dose d'exposition. De nouvelles simulations permettent de lever cette ambiguïté. Elles sont présentées dans la figure 3.10, pour une résine amplifiée. Ce graphique présente l'influence à la fois de la taille du faisceau et du bruit grenaille sur la rugosité. Il apparaît logiquement que celle-ci est minimisée pour des faisceaux de faible largeur, ou pour de grands nombres d'électrons incidents.

Un compromis entre taille de faisceau et dose d'exposition peut être trouvé pour une LER donnée. Par exemple une rugosité de l'ordre de $6nm$ peut être atteinte avec différentes tailles de faisceau. Avec un faisceau de rayon $5nm$, une dose de $4\mu C/cm^2$ (bruit grenaille de 0,25) conduit à cette rugosité. Avec un faisceau de $\Phi = 10nm$, une dose de $16\mu C/cm^2$ (bruit grenaille 0,1) est requise. Pour un faisceau plus large encore, $\Phi = 30nm$ par exemple, la dose doit être d'autant plus forte, $70\mu C/cm^2$ (bruit grenaille de 0,1).

3.3.2 Impact sur la rétrodiffusion

Des électrons sont réfléchis depuis le substrat, vers la résine. C'est le phénomène de rétrodiffusion. Il crée un dépôt d'énergie parasite. Or il est nécessaire de contrôler précisément l'énergie

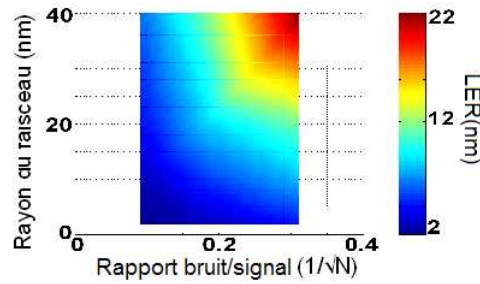


FIGURE 3.10: Dissociation de l'impact du bruit dû à la dose d'exposition ($1/\sqrt{N}$) d'une part et de la taille du faisceau d'autre part sur la LER. Ce graphique a été obtenu à partir de données simulées, en appliquant le filtre utilisé pour la résine amplifiée. Ce graphique met en évidence le fait que le rayon du faisceau ainsi que le bruit grenaille doivent être minimisés pour diminuer la rugosité de bord de ligne. Il est par ailleurs possible, dans une certaine mesure, de compenser un large faisceau par de fortes doses.

déposée pour développer les motifs aux dimensions désirées, comme nous l'avons vu dans la sous-section 2.3.2. Des corrections sont souvent à apporter pour minimiser ce dépôt d'énergie rétrodiffusée. L'application de ces corrections passe par l'utilisation de PSF. Nous allons ici mesurer l'impact de l'énergie du faisceau sur les paramètres de cette courbe.

La PSF dépend du parcours des électrons dans la matière. Or celui-ci est fortement influencé par l'énergie d'accélération des électrons comme cela a été présenté dans la partie théorique 2.3.3. Il est d'autant plus grand qu'un électron a une forte énergie d'accélération. Les caractéristiques du phénomène de rétrodiffusion des électrons par le substrat dépendent donc tout particulièrement de l'énergie d'accélération du faisceau.

L'application de la méthode de détermination de la PSF développée lors de ce travail, par surexposition de lignes (cf. sous-section 2.4.4), a été appliquée afin de vérifier l'incidence des l'énergie d'accélération du faisceau sur le dépôt d'énergie dans la résine. Une caractérisation complète de la rétrodiffusion en fonction de l'énergie du faisceau est proposée.

Conditions expérimentales

Afin de faciliter l'exposition et l'inspection des motifs utilisés pour déterminer des PSF expérimentales, la méthode de surexposition linéaire expliquée dans la sous-section 2.4.4 a été employée. Elle permet de déterminer des points expérimentaux pour de larges distances radiales avec des doses d'exposition plus faibles. Cela limite tout problème de stabilité du faisceau d'électrons en terme de position ou de vitesse de balayage puisque l'on se situe alors dans un mode de fonctionnement usuel de l'outil. Par ailleurs les lignes sont plus faciles à localiser et à mesurer au CD SEM, tandis que l'impact du bruit grenaille pour un même point expérimental de la PSF est minimisé.

Pour atteindre des points expérimentaux à des distances radiales de plusieurs microns, de très fortes doses sont nécessaires. Si le courant du faisceau est ajusté pour exposer les lignes utiles à obtenir les points de la PSF relatifs au paramètre α (faibles doses d'exposition), la fréquence de balayage pour ces fortes doses arrive en limite de stabilité de l'équipement. Une solution usuelle consiste alors à changer le courant d'exposition. Une alternative plus économe en temps de manipulation a consisté à exposer des lignes de différentes largeurs. Cela permet de déposer une plus grande dose d'électrons par unité de longueur de ligne. Une ligne large de $20nm$ implique un dépôt d'énergie total deux fois plus important qu'une ligne large de $10nm$ par exemple, et donc un niveau d'énergie rétrodiffusé doublé.

Résultats expérimentaux

Des courbes PSF ont été obtenues par la méthode de surexposition linéaire (cf. sous-section 2.4.4) avec les procédés résine HSQ1, HSQ3, PMMA3, CAR4a, à des énergies d'accélération du faisceau primaire variant entre 5keV et 50keV. Les valeurs numériques des paramètres des PSF obtenues sont rassemblées dans le tableau 3.16. Les régressions linéaires nécessaires aux calculs de α (distribution des électrons primaires), β (distribution des rétrodiffusés) et η (rapport d'intensité d'énergie déposée par les rétrodiffusés sur celle des primaires) se sont faites à chaque fois sur une dizaine de points. Le coefficient de corrélation était, pour chaque courbe, d'au moins 95%, généralement supérieur à 99%. L'approximation de la PSF à une double gaussienne a ainsi été validée pour notre empilement résine sur substrat de silicium.

La figure 3.11 présente les résultats obtenus pour le procédé HSQ3 en guise d'exemple. Les coefficients de corrélation des régressions linéaires sont de plus de 95%.

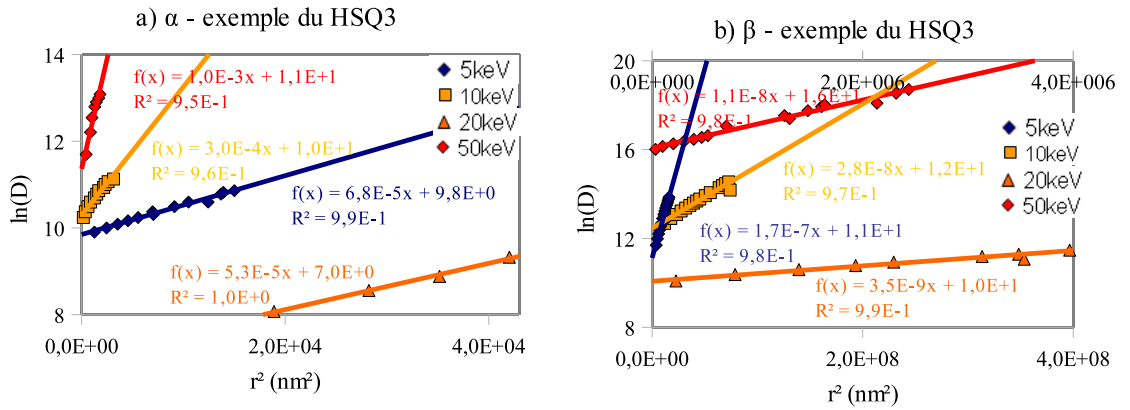


FIGURE 3.11: Exemples de régression linéaire pour le calcul des paramètres de PSF. La méthode de surexposition linéaire a été appliquée pour déterminer les paramètres de PSF. Cette méthode est basée sur des régression linéaires. Dans les exemples présentés, le coefficient de corrélation est d'au moins 95%. a) Régressions linéaires pour la détermination du coefficient de diffusion des électrons primaires dans la résine α . b) Régressions linéaires pour la détermination du coefficient de diffusion des électrons rétrodiffusés dans la résine β . L'axe des abscisses du bas correspond à la droite à 50keV. L'autre axe des abscisses est lié aux autres droites.

Les valeurs moyennes des paramètres de PSF obtenus avec les quatre procédés résine étudiés ainsi que les écarts types pour chaque paramètre sont donnés, pour chaque énergie étudiée. Les résultats expérimentaux sont discutés dans les paragraphes suivants.

TABLE 3.16: Paramètres des PSF à plusieurs énergies

résine	5keV			10keV			20keV			50keV		
	α nm	β μ m	η	α nm	β μ m	η	α nm	β μ m	η	α nm	β μ m	η
HSQ1	103	0,22	0,61	130	0,57	1,4	157	1,86	1,2	24	9,37	2,7
HSQ3	116	0,22	0,87	58	0,57	1,5	152	1,65	1,4	28	9,67	2,9
PMMA3	113	0,25	0,49	169	0,60	0,81	120	1,81	1,2			
CAR4a	106	0,23	0,66									
moyenne	109	0,23	0,66	119	0,58	1,21	143	1,78	1,27	26	9,52	2,78
écart type	6	0,01	0,16	56	0,02	0,35	20	0,11	0,14	3	0,21	0,2

Diffusion des électrons primaires Le paramètre de diffusion des électrons primaires α traduit à la fois la dimension du faisceau incident et le fait que ce faisceau s'élargisse alors qu'il pénètre dans la résine, par diffusion élastique des électrons. Ce dernier élargissement se calcule par exemple par l'équation empirique 2.11. Un film de résine de $50nm$ d'épaisseur conduit alors à un rayon d'élargissement de $14nm$, $5nm$, $2nm$ et $1nm$ aux énergies de $5keV$, $10keV$, $20keV$ et $50keV$ respectivement. Ils sont largement inférieures aux valeurs mesurées, reportées dans le tableau 3.16. Le paramètre α de ces expériences traduit donc essentiellement la taille du faisceau électronique. Les forts écarts type obtenus sur cette mesure à $10keV$ et $50keV$ sont dus à la difficulté des réglages. Le dysfonctionnement d'une carte vidéo au cours de cette expérience n'a pas permis des réglages fins. Elle explique que l'on n'ait pu obtenir des faisceaux plus fins à $20keV$.

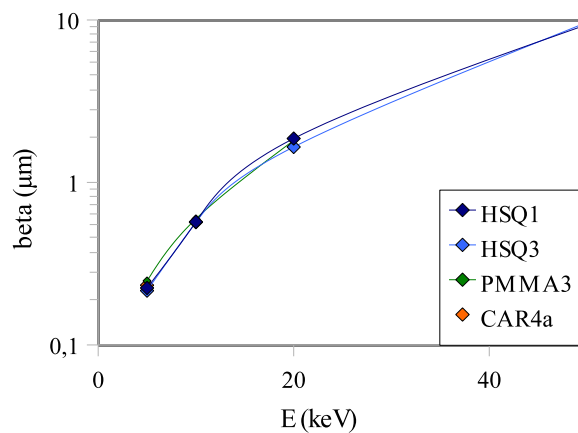


FIGURE 3.12: Variation de l'écart type de distribution des rétrodiffusés. Ce paramètres augmente avec l'énergie du faisceau. D'un procédé résine à l'autre la variation est faible. Seul le substrat et l'énergie du faisceau jouent sur ce paramètres.

Distribution des électrons rétrodiffusés La distribution spatiale des électrons rétrodiffusés caractérisée par le paramètre β est constante, pour une énergie donnée. Ce paramètre est caractéristique de l'interaction entre le substrat et les électrons incidents. Comme le soulignent ces expériences, l'énergie du faisceau joue un rôle important sur la distribution d'énergie rétrodiffusée dans la résine.

La figure 3.12 présente l'évolution de l'écart type β de la distribution spatiale de l'énergie rétrodiffusée en fonction de l'énergie des électrons primaires. Il apparaît que plus l'énergie du faisceau incident est grande, plus ce paramètre β est grand. Les électrons étant plus énergétiques, ils ont un libre parcours moyen plus grand dans le substrat. Ceci est quantifié par l'équation de Grün 2.22. Plus la distance de pénétration des électrons dans la matière est grande, plus un électron a de chances d'être rétrodiffusé à une grande distance radiale.

Les publications [Jackel et al., 1984, Owen, 1990, Parikh, 1979] ont étudié ce paramètre. Les valeurs de β avec un substrat de silicium sont proches de celles des expériences présentées ici. Ces données sont comparées dans la figure 3.13.a. La variation de β en fonction de l'énergie d'accélération des électrons $\beta \sim E^{1,75}$ souvent rapportée dans la littérature est vérifiée.

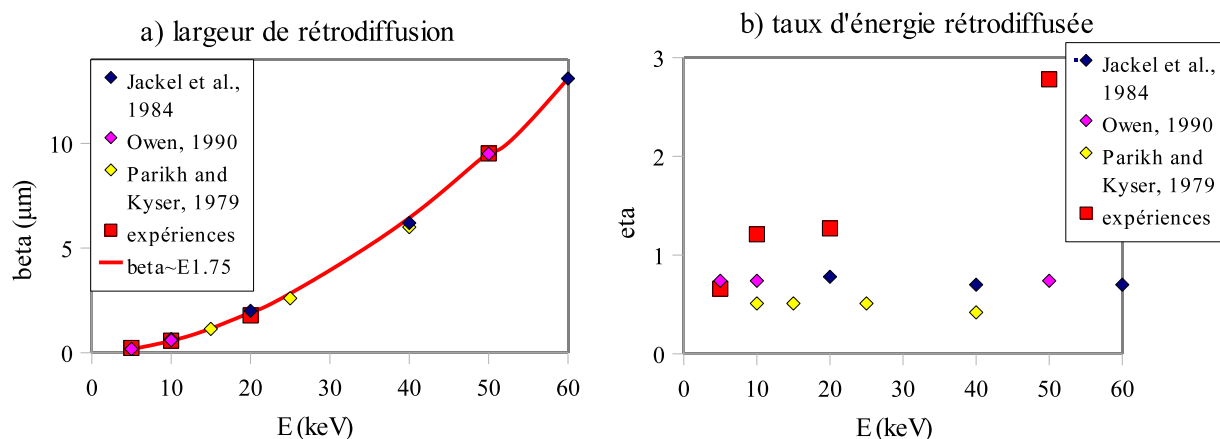


FIGURE 3.13: Comparaison des résultats obtenus avec ceux de la littérature. a) Évolution de la largeur de rétrodiffusion en fonction de l'énergie. b) Évolution du taux de rétrodiffusion en fonction de l'énergie.

Taux d'énergie rétrodiffusée Le paramètre η correspond au ratio entre l'énergie totale déposée dans la résine par les électrons rétrodiffusés et les électrons primaires. Il est généralement considéré comme dépendant peu de l'énergie [Jackel et al., 1984, Owen, 1990, Parikh, 1979, Rishton and Kern, 1987]. Nos expériences soulignent pourtant une variation d'un facteur 4 entre 5keV et 50keV. Une comparaison avec les données de différentes publications est présentée dans la figure 3.13.b. Les expériences réalisées avec le VB6 HR montrent une augmentation du paramètre η à mesure que l'énergie d'accélération du faisceau augmente, ce qui n'est pas le cas dans la littérature. Il semble que nous identifions ici un problème lié aux expériences réalisées sur le VB6 HR, n'impactant pas la détermination des autres paramètres de la PSF. Il pourrait s'agir d'un bruit lié à un phénomène de *flare*, particulièrement critique pour les plus fortes doses d'exposition, telles que celles requises à haute énergie. Il est à noter que des expériences similaires réalisées sur l'outil MAPPER donne des résultats conformes à la littérature.

Discussion sur le paramètre η

Des simulations Monte Carlo permettent de vérifier l'impact négligeable de l'énergie d'accélération des électrons sur le taux d'énergie rétrodiffusée dans la résine. La figure 3.14 correspond à deux simulations CASINO concernant un film de 40nm de HSQ sur substrat de silicium. Les courbes de variation du nombre d'électrons rétrodiffusés en fonction de la distance radiale et de leur énergie sont similaires à 5keV et 50keV, à un facteur d'échelle prêt.

Les données représentées ici permettent de vérifier l'équation de Everhart 2.13 : la proportion d'électrons rétrodiffusés dépend principalement de la nature du substrat, et peu de l'énergie d'accélération des électrons primaires dans notre gamme d'étude. Pour un substrat de silicium, cette équation calculeévalue à 17% de taux d'électrons rétrodiffusés. C'est précisément la valeur qui est calculée à partir de ces simulations à 5keV. Ce taux est de 12% à 50keV d'après la simulation. L'écart par rapport au résultat théorique peut être dû à des approximations numériques.

L'équation de Bethe 2.20 donne un rapport d'énergie déposée par les électrons primaires entre 5keV et 50keV de 6,2. Les données numériques de la figures 3.14 permettent de calculer ce même rapport, pour les électrons rétrodiffusés cette fois. Pour ce faire la formule de Bethe est appliquée à chaque électron rétrodiffusé. La somme sur l'énergie déposée par tous les électrons

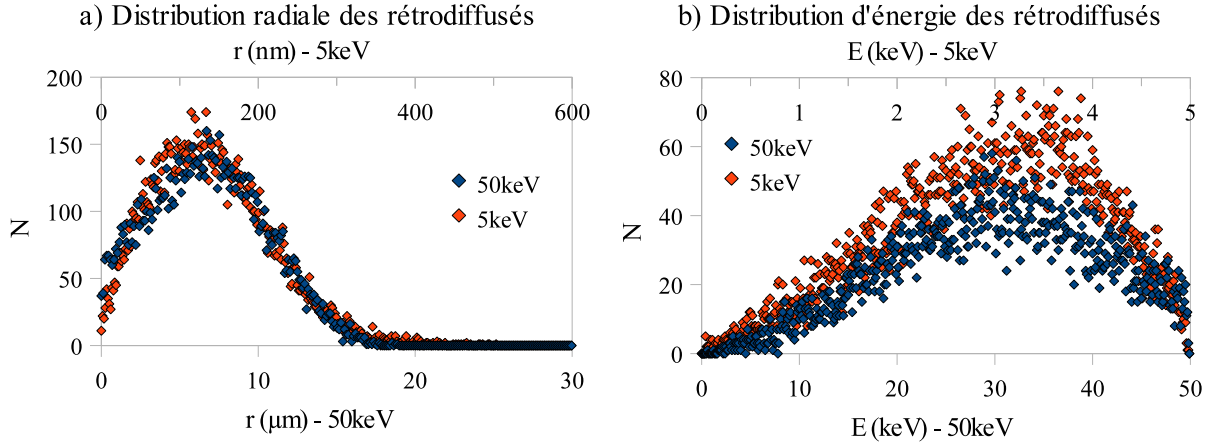


FIGURE 3.14: Impact de l'énergie du faisceau incident sur les électrons rétrodiffusés. Les courbes présentées correspondent à des simulations réalisées avec le logiciel CASINO. Un film de 40nm de HSQ sur un substrat de silicium est exposé par un faisceau de 10^5 électrons. a) Distribution des électrons rétrodiffusés en fonction de la distance radiale. b) Distribution en énergie des électrons rétrodiffusés. Ces courbes présentent une même allure, quelle que soit l'énergie.

rétrodiffusés permet alors de calculer le rapport entre énergie totale rétrodiffusée entre 5keV et 50keV . Il est de 8,2. Finalement la simulation permet de montrer que l'énergie déposée par les électrons rétrodiffusés est du même ordre de grandeur à 5keV qu'à 50keV .

Un retour sur les résultats expérimentaux présentés dans la sous-section 3.2.2 permet d'évaluer le taux d'énergie rétrodiffusée par une autre approche. Soient $D_{0,5}^{50\text{keV}}$ et $D_{0,5}^{5\text{keV}}$ la sensibilité d'une même résine exposée à 5keV ou 50keV . Cette sensibilité est évaluée par des courbes de contraste. Étant donnée l'extension spatiale des motifs exposés, ces doses intègrent la totalité de l'énergie rétrodiffusée. Le facteur de dose entre 50keV et 5keV s'écrit (cf. sous-section 3.2.2) :

$$\frac{D_{0,5}^{50\text{keV}}}{D_{0,5}^{5\text{keV}}} = \frac{dE_{5\text{keV}}^P + dE_{5\text{keV}}^R}{dE_{50\text{keV}}^P + dE_{50\text{keV}}^R} \quad (3.23)$$

où dE_i^P et dE_i^R sont les énergies déposées dans la résine par un électron primaire accéléré à une énergie i , puis par l'électron rétrodiffusé correspondant. dE_i^R correspond à une moyenne sur l'ensemble d'une population d'électrons rétrodiffusés. Cette équation se réécrit :

$$\frac{D_{0,5}^{50\text{keV}}}{D_{0,5}^{5\text{keV}}} = \frac{dE_{5\text{keV}}^P(1 + \eta_I^{5\text{keV}})}{dE_{50\text{keV}}^P(1 + \eta_I^{50\text{keV}})} \quad (3.24)$$

où η_I^i est le taux d'énergie rétrodiffusée pour des électrons primaires accélérés à une énergie i . Or les expériences montrent que :

$$\frac{D_{0,5}^{50\text{keV}}}{D_{0,5}^{5\text{keV}}} = \frac{dE_{5\text{keV}}^P}{dE_{50\text{keV}}^P} \quad (3.25)$$

donc les taux d'énergie rétrodiffusée $\eta_I^{5\text{keV}}$ et $\eta_I^{50\text{keV}}$ sont égaux. Cela confirme le fait que le taux de rétrodiffusion est très peu dépendant de l'énergie d'accélération du faisceau dans notre gamme d'étude.

Conclusions quant à la rétrodiffusion

Les courbes PSF obtenues à 5keV et 50keV ont été comparées dans cette sous-section. Deux conclusions importantes en ressortent :

- La distribution des électrons rétrodiffusés, caractérisée par le paramètre β , dépend significativement de l'énergie du faisceau. Elle est 40 fois plus large à 50keV qu'à 5keV par exemple.
- Le taux d'énergie rétrodiffusée η est peu dépendant de l'énergie du faisceau incident dans notre gamme d'étude. Un électron incident dépose un même taux d'énergie rétrodiffusée à 50keV ou à 5keV par exemple.

La correction des effets de proximité à basse énergie devra tenir compte de ces spécificités.

3.3.3 Discussion sur la correction des effets de proximité à 5keV

Les courbes PSF permettent de caractériser le dépôt d'énergie dû aux électrons rétrodiffusés. Cette énergie crée une exposition parasite qui bruite le dépôt d'énergie dans la résine. Il en résulte une perte d'homogénéité des largeurs de motifs, à dose d'exposition donnée. Les corrections des effets de proximité se font le plus souvent par modulation de la dose déposée dans les motifs à exposer (cf. sous-section 2.4.5). La correction à effectuer est calculée à partir de la PSF relative à un empilement donné.

La pertinence de l'approximation gaussienne dans le cas d'un empilement simple résine sur substrat a pu être démontrée par l'application de la méthode de surexposition linéaire. La figure 3.11 par exemple le montre. Cette approximation donne des valeurs numériques pour la distribution de l'énergie rétrodiffusée, ainsi que pour le rapport entre l'énergie déposée dans la résine par les électrons rétrodiffusés et par les électrons primaires.

Il apparaît que la quantité totale d'énergie déposée dans la résine par les électrons primaires et par les rétrodiffusés est comparable pour un motif donné à la dose à la cote, quelle que soit l'énergie d'accélération du faisceau. Par contre l'extension spatiale de dépôt d'énergie rétrodiffusée est divisée par un facteur 40 entre 50keV et 5keV. La combinaison de ces deux effets conduit à deux conclusions :

- Lorsque la largeur d'un motif est de l'ordre de quelques β_{5keV} , la quantité d'énergie déposée dans le film de résine par les électrons rétrodiffusés est beaucoup plus importante à basse énergie qu'à haute énergie pour certains motifs denses. Considérons par exemple un réseau de lignes denses de période 90nm, large de 1 μ m. En son centre, le maximum d'énergie rétrodiffusée est déposé, puisque la largeur du réseau est supérieure au paramètre β à 5keV. L'énergie rétrodiffusée déposée en un même point à 50keV est bien moindre puisque la même quantité d'énergie rétrodiffusée est répartie sur une surface beaucoup plus large.
- L'énergie déposée par des électrons rétrodiffusés dans la résine entre motifs voisins est moins problématique dans certains cas à basse énergie. Par exemple deux motifs distants de 1 μ m ne créent aucune exposition parasite due aux électrons rétrodiffusés à 5keV. Ce n'est pas le cas à 50keV.

La correction des effets de proximité est donc très importante à 5keV pour les motifs dont les écarts entre zone exposée et non exposée sont de moins de 300nm. Au delà ils ne sont plus nécessaires.

Une correction prenant en compte uniquement les effets de proximité de courte portée est donc suffisante. Par contre, puisque la même énergie se trouve concentrée sur une zone plus étroite, le gradient d'énergie déposée est significativement augmenté à basse énergie. L'échantillonnage

utilisé pour la correction des effets de proximité doit en tenir compte. Un fichier contenant l'information relative à la correction des effets de proximité sera significativement plus lourd pour une lithographie à $5keV$ qu'à $50keV$.

3.4 Conclusions

Cette étude préliminaire a été réalisée sur le VB6 HR, à des tensions d'accélération du faisceau allant de $5kV$ à $50kV$. Une étude de la résolution atteignable par exposition de motifs résolus n'est pas réalisable sur cette plage de variation avec cet équipement. Des études appuyées sur des moyens de caractérisation indirectes ont néanmoins donné des résultats intéressants, concernant l'impact de l'énergie d'accélération du faisceau d'une part sur la modification chimique de la résine et d'autre part sur l'interaction électron-matière.

Impact de l'énergie sur la modification chimique de la résine

Une énergie d'accélération du faisceau plus faible permet d'atteindre conduit à des doses d'exposition plus faibles, sans perdre le pouvoir résolvant d'un procédé résine. Le facteur de dose est de 6 à 7 entre $5keV$ et $50keV$. Ceci a été déterminé par deux méthodes de caractérisations distinctes.

Apport de la spectrométrie infrarouge Une partie de cette étude est basée sur des analyses par spectrométrie infrarouge. Des films de résine ont été exposés à différentes énergies d'accélération du faisceau et différentes doses d'exposition.

À énergie fixée, il a été démontré que le niveau de réticulation de la résine pouvait être caractérisé par une analyse par spectrométrie infrarouge.

À dose fixée, une plus forte modification chimique de la résine est obtenue pour une énergie d'accélération du faisceau moindre.

L'énergie effectivement déposée par les électrons dans la résine a été calculée à partir de la formule de Bethe, connaissant l'énergie d'accélération des électrons incidents et la dose d'exposition. Ceci a permis de comparer l'ensemble des données expérimentales, obtenues à différentes énergies d'accélération du faisceau et doses d'exposition. Un tri des données expérimentales par niveau d'énergie déposée dans la résine croissante est alors possible. Il met en évidence une augmentation continue de la modification chimique de la résine à mesure que l'énergie totale déposée dans la résine augmente.

Par ailleurs un phénomène de saturation de la modification chimique de la résine est identifié pour les fortes quantités d'énergie déposée dans la résine.

Cette analyse par spectrométrie infrarouge a permis de mettre en évidence la pertinence de l'approche basée sur l'énergie déposée par les électrons dans la résine pour expliquer les résultats lithographiques, au delà de l'énergie du faisceau et de la dose d'exposition.

Apport des courbes de contraste Les courbes de contraste permettent de caractériser le pouvoir résolvant d'un procédé résine, indépendamment de la taille du faisceau. Elles donnent également une information sur la sensibilité des procédés résine.

Plusieurs procédés résine ont été étudiés à partir de courbes de contraste, à différentes énergies d'accélération du faisceau. Les mêmes conclusions sont obtenues.

L'analyse de ces courbes permet de montrer que l'énergie d'accélération du faisceau n'a pas d'impact sur le pouvoir de résolution d'un procédé résine. Une même résolution est atteignable à $5keV$ et à $50keV$.

Elles permettent également de mesurer la sensibilité des procédés résine. Pour chaque procédé résine, cette sensibilité a été étudiée, en fonction de l'énergie d'accélération des électrons primaires. La littérature rapporte généralement que la dose d'exposition est proportionnelle à l'énergie d'accélération du faisceau. Nous avons précisé ce facteur. Il est de 6 à 7, selon la résine exposée.

Un raisonnement basé sur l'équation de Bethe permet d'expliquer ce résultat. La dose d'exposition doit être augmentée à haute énergie pour compenser la moindre perte d'énergie de chaque électron dans la résine.

Impact de l'énergie sur l'interaction électron-matière

L'impact du bruit (bruit grenaille et rétrodiffusion) sur la lithographie est potentiellement plus important à basse énergie. Cela a été caractérisé pour deux phénomènes différents.

Le bruit grenaille Une baisse significative de la dose d'exposition a été mise en évidence lorsque la tension d'accélération des électrons diminue. Des expériences ont permis de mettre en évidence qu'elle tendait à augmenter la rugosité de bord de ligne. La simulation de la figure 3.10 pour la résine amplifiée étudiée montre qu'avec une taille de faisceau de $20nm$, une rugosité de $12nm$ est atteinte pour une dose de $2\mu C/cm^2$ tandis qu'elle est de $4nm$ avec une dose de $25\mu C/cm^2$.

Impact sur la rétrodiffusion Des courbes PSF ont été obtenues à différentes énergie d'accélération du faisceau, sur silicium. Deux conclusions ont pu être tirées.

La largeur de la distribution des électrons rétrodiffusés est significativement impactées par l'énergie du faisceau. Plus cette énergie est grande, plus cette distribution est large.

Par ailleurs il a été montré que le taux d'énergie rétrodiffusée dans la résine est comparable entre $5keV$ et $50keV$.

Ces deux éléments conduisent à un gradient d'énergie rétrodiffusée déposée dans la résine plus fort à $5keV$ qu'à $50keV$. Les algorithmes de correction des effets de proximité devront être adaptés en conséquence. Les distances d'intégration de convolution sont à diminuer à $5keV$ par rapport à $50keV$, tandis que le maillage de calcul doit être affiné. Ceci doit permettre d'éviter une trop forte augmentation des temps de calcul et de la taille des fichiers.

La lithographie électronique basse énergie appliquée au multifaisceaux : MAPPER

Sommaire

4.1	Description de l'outil	111
4.1.1	Principes de fonctionnement de cet outil	111
4.1.2	Les choix adoptés et leurs implications sur les performances de l'outil MAPPER	114
4.2	Contexte expérimental	116
4.2.1	Équipements de couchage et développement de la résine	116
4.2.2	Choix des procédés résine	116
4.2.3	Équipements de métrologie	116
4.3	Caractérisation des performances	117
4.3.1	Présentation des tests d' <i>acceptance</i>	117
4.3.2	Discussion sur les résultats des tests d' <i>acceptance</i>	120
4.3.3	Taille de faisceau	125
4.3.4	Contrôle de la dose	130
4.3.5	Conclusion	131
4.4	Optimisation de l'exposition - étude du réseau dense de 32nm . . .	131
4.4.1	Procédé résine	132
4.4.2	Stratégie d'exposition	133
4.4.3	Empilement sous la résine	137
4.4.4	Conclusions	142

La micro-électronique, par le biais de la lithographie, a connu une forte croissance tant du point de vue économique que technologique grâce à la miniaturisation des structures qu'elle permet de reproduire. Comme cela a été précisé dans le premier chapitre, l'amélioration de la résolution des équipements de photolithographie devient techniquement difficile, et économiquement périlleuse.

La lithographie électronique est connue depuis longtemps pour ses fortes capacités en terme de haute résolution, son inconvénient majeur étant sa faible productivité. Le développement d'une lithographie électronique multifaisceaux offre une solution au problème de débit, tout en conservant les qualités de haute résolution de cette technologie. Elle a déjà été explorée

par le passé. Mais le faible intérêt suscité chez les industriels, plus convaincus par les capacités de la photolithographie jusqu'à aujourd'hui, a limité le financement de telles technologies. Les projets actuels sont développés par *MAPPER lithography*¹³ [Kampherbeek et al., 2000, Kuiper et al., 2009, Slot et al., 2008, Wieland et al., 2009, Wieland et al., 2010], *IMS nanofabrication*¹⁴ [Eder-Kapl et al., 2006, Klein et al., 2008, Klein et al., 2010] ainsi que par *Vistec*¹⁵ [Stolberg et al., 2007, Slodowski et al., 2009, Weidenmueller et al., 2010]. Ils s'agit des projets les plus aboutis à ce jour.

Les deux premiers outils cités sont évalués conjointement dans le cadre d'un projet européen, le projet *MAGIC*¹⁶ (MAskless lithoGraphy for IC manufacturing) [Pain et al., 2008]. Une version pré- α de l'outil *MAPPER lithography* a été installée au LETI, l'outil *IMS nanofabrication* étant pour sa part testé par le *Fraunhofer CNT* et *IMS Chips*. Le sujet de la thèse présentée dans ce manuscrit a été motivé par l'installation de l'outil MAPPER au LETI.

En développant un outil de lithographie électronique multifaisceaux, *MAPPER lithography* vise à apporter une alternative technologique à la photolithographie et plus particulièrement à l'extrême ultra-violet (EUV). La solution proposée par MAPPER doit être viable économiquement. Le marché que vise cette société n'est plus uniquement celui des fabricants de masques et des laboratoires d'études avancées, auquel s'adresse jusqu'à aujourd'hui la lithographie électronique, mais celui de la production de circuits intégrés en écriture directe, à une échelle industrielle.

L'étude en énergie présentée dans le chapitre précédent avait pour premier objectif de préparer l'arrivée de cet outil de lithographie multifaisceaux basse énergie. Une compréhension de la dépendance de la lithographie vis à vis de l'énergie du faisceau a été proposée. Par ailleurs de premiers procédés résine ont été étudiés à basse énergie. Il a été établi qu'une énergie d'accélération du faisceau de $5keV$ ne limiterait pas la résolution davantage qu'à $50keV$.

Partant de cette première étude, deux procédés résine ont été identifiés comme convenables pour la basse énergie de l'outil MAPPER. Ils ont été utilisés pour vérifier le fonctionnement de cet outil. Par ailleurs les conclusions du chapitre précédent sont utilisées ici afin de bien comprendre l'origine des limites de résolution observées.

L'installation d'un outil MAPPER au LETI a été le prétexte de l'étude en énergie réalisée sur le VB6 HR. Faute de disposer de haute résolution à basse énergie, l'impact de ce paramètre sur la résolution a été évalué indirectement, à partir de courbes de contraste. Cette étude préliminaire a permis une caractérisation éclairée des performances de l'outil MAPPER. Le présent chapitre se propose de prolonger cette étude par l'analyse de motifs résolus cette fois, exposés avec l'outil MAPPER. Il vise à utiliser les résultats du chapitre précédent et non à donner une description détaillée du fonctionnement de l'outil MAPPER.

L'outil de lithographie électronique multifaisceaux est développé par la start-up néerlandaise *MAPPER lithography*. Il a été livré en juillet 2009 au LETI. Les tests de vérification de critères de performances définis au préalable dans un cahier des charges ont été validés en décembre 2009.

Dans ce chapitre, le fonctionnement de cet outil de lithographie électronique multifaisceaux est présenté. Les motivations de ses concepteurs quant au choix de certains paramètres tels que

13. <http://www.mapperlithography.com/>

14. <http://www.ims.co.at/>

15. <http://www.vistec-semi.com/>

16. <http://magic-fp7.org/>

l'énergie d'accélération des faisceaux ou le nombre de faisceaux sont explicitées. Ses performances lors des expériences réalisées sont caractérisées. Une résolution de $45nm$ puis de $32nm$ est atteinte. Enfin une discussion est ouverte quant aux procédés résines les plus adaptés au mode de fonctionnement de cet équipement. L'optimisation de la lithographie par le choix judicieux de la stratégie d'exposition et de l'empilement sous la résine est discuté.

Une partie des résultats présentés dans cette section ont été publiés. La première publication présente essentiellement les tests d'*acceptance* de l'outil MAPPER au LETI [Rio et al., 2010b]. La seconde traite d'expositions réalisées plus récemment, entre janvier et mai 2010 [Rio et al., 2010a].

4.1 Description de l'outil

Le fonctionnement de l'outil développé par *MAPPER lithography* a fait l'objet de plusieurs publications [Kampherbeek et al., 2000, Kuiper et al., 2009, Slot et al., 2008, Wieland et al., 2009, Wieland et al., 2010]. Les informations de cette section sont tirées de ces articles. Elle présente une partie des considérations prises en compte lors de la phase de conception de cet équipement.

MAPPER lithography développe son outil en plusieurs étapes. La version actuellement disponible au LETI est une version pré- α , nommée *Asterix-S04* en référence au célèbre personnage de bande dessinée. Cinq versions de cet outil existent actuellement. L'une de ces machines a été achetée par TSMC, à Taïwan. Les autres équipements se trouvent dans les installations de *MAPPER lithography* à Delft, afin de tester, d'améliorer et de développer les nouveaux modules de leur équipement.

Dans cette section l'outil MAPPER est décrit dans sa version aboutie. Les version actuellement disponible au LETI est un prototype. Ses performances ne sont pas aussi avancées que dans la version finale. Les différences entre la version actuelle et la version aboutie sont données pour chaque élément.

4.1.1 Principes de fonctionnement de cet outil

L'équipement développé par *MAPPER lithography* est complexe. Nous l'avons précisé, il s'agit d'un outil de lithographie électronique. Son fonctionnement est similaire à celui d'un outil à simple faisceau gaussien. Le lecteur pourra se reporter à la sous-section 3.1.1 pour une explication sur le principe général de fonctionnement de ce type d'équipement de lithographie. Il donnera des éléments concrets de comparaison entre l'outil développé par *MAPPER lithography* et un équipement de lithographie électronique à faisceau unique.

Cette sous-section ne donne pas une présentation exhaustive de l'outil MAPPER car cela n'est pas l'objet de ce travail de thèse. Elle balaie cependant différents modules et concepts spécifiques à l'équipement développé par *MAPPER lithography*, afin de mieux comprendre les résultats expérimentaux obtenus.

Elle s'intéresse tout d'abord à la modularité de cet outil, permettant l'installation en parallèle de plusieurs unités. Puis elle se concentre sur l'organisation de la colonne électronique de chaque unité. Enfin le mode d'exposition utilisé est présenté.

La modularité

Cet outil multifaisceaux est destiné à s'intégrer dans des environnements industriels. En tant qu'équipement de production, un accent particulier a été mis sur sa fiabilité.

L'architecture globale de cet équipement a été pensée afin de minimiser l'impact d'une éventuelle panne d'un élément particulier de la machine. Ses concepteurs visent à concurrencer les scanners fonctionnant dans l'extrême ultra violet (EUV). Pour ce faire ils se sont fixé pour objectif de proposer un équipement qui permette d'atteindre un débit comparable à celui d'un scanner EUV, pour une même empreinte au sol. Ce dernier paramètre est particulièrement important quand l'on connaît le coût de maintenance d'une salle blanche.

Le débit visé est de 100 plaquettes 300mm par heure. Leur idée est de décomposer un tel outil en dix modules. Chaque module a alors un débit de 10 plaquettes par heure. Ils peuvent être opérés de façon autonome. Ainsi, le dysfonctionnement d'un module ne fait perdre que 10% du débit total du système, le temps qu'il soit remis en état de fonctionnement.

Par ailleurs, contrairement aux outils de lithographie électronique traditionnels, l'ensemble de la colonne électronique est accessible rapidement. Elle est comprise, de même que la chambre d'exposition, dans un enceinte d'environ $1m^3$ sous vide. Un puissant système de pompage permet d'atteindre un vide de l'ordre de $10^{-7}mbar$ en cinq heures environ. Une porte large de $1m^2$ permet d'accéder à la colonne électronique et à la chambre d'exposition. Les différents éléments sont fixés et agencés afin de faciliter et donc d'améliorer l'efficacité des opérations de maintenance.

Le prototype installé au LETI est présenté dans la figure 4.1. Il s'agit d'un module destiné à un débit de 10 plaquettes par heure à terme.

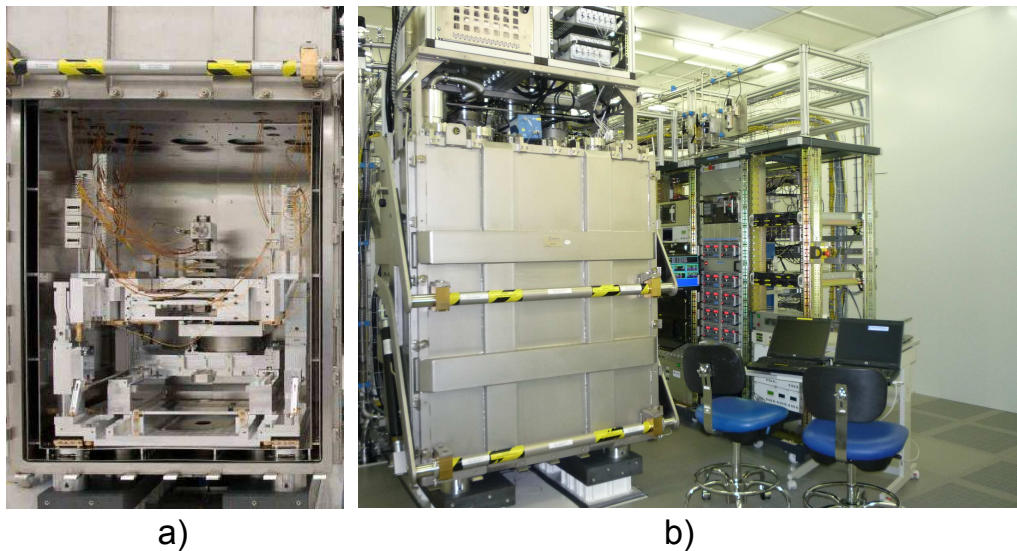


FIGURE 4.1: Prototype MAPPER installé au LETI. Il s'agit d'un module destiné à fournir à terme un débit de 10 plaquettes par heure. a) Ouverture de la trappe. L'ensemble de la colonne électronique et facilement accessible. b) Module fermé.

La colonne électronique

Le schéma de principe de la colonne électronique de cet outil est présenté dans la figure 4.2. Le lecteur pourra visiter le site internet de *MAPPER lithography* pour visualiser une animation illustrant le fonctionnement de la colonne électronique de cet outil¹⁷.

Les électrons sont accélérés du haut de ce schéma, vers le bas. La plaquette à exposer est représentée en bleu. Un large faisceau unique est tout d'abord collimaté. Ce faisceau étendu est

17. <http://www.mapperlithography.com/technology.html>

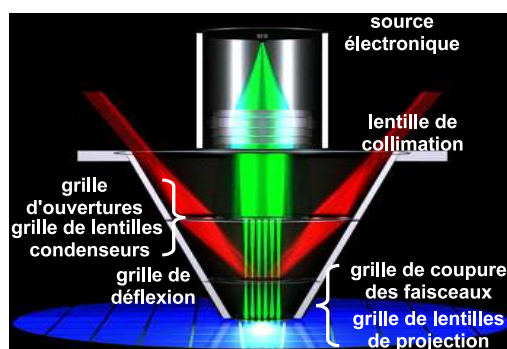


FIGURE 4.2: Schéma de la colonne électronique de l'outil de lithographie multifaisceau développé par *MAPPER lithography*. Ce schéma est issu des articles publiés par *MAPPER lithography*.

ensuite divisé en plusieurs sous-faisceaux, 13,000 à terme. Chacun est alors focalisé et défléchi individuellement.

Actuellement le prototype fonctionne avec 110 faisceaux électroniques. Chacun expose des champs de $3 \times 3 \mu m^2$. Au delà le faisceau n'est plus correctement focalisé.

La source Le choix de la source a été guidé par une étude réalisée à l'université de Delft [Teepen et al., 2005]. Des considérations quant à la stabilité temporelle de l'émission ont conduit au choix d'un émetteur thermique. Avec ce type d'émetteur, la stabilité du courant est meilleure que le pourcent.

Deux critères liés au débit de l'outil ont également été pris en compte : le courant total du faisceau et sa brillance. Le courant par sous-faisceau et donc le débit sont d'autant plus forts que ces deux paramètres sont élevés. Le démonstrateur actuellement utilisé pour la machine du LETI dispose d'une source d'une brillance de $10^6 A/cm^2 SrV$. Une étude de cette source est présentée dans l'article [van den Brom et al., 2007].

Par ailleurs une cathode *LAD-Scandate* [Gaertner et al., 1997] est envisagée pour les versions ultérieures de l'équipement. Elle présente une brillance dix fois plus forte que la source actuellement installée sur les démonstrateurs MAPPER. Ceci permettra un gain significatif en terme de débit.

Le système de coupure des faisceaux, ou *blanker* Ce système permet d'interrompre individuellement chaque faisceau. Un faisceau peut exposer la résine tandis qu'un autre est interrompu. Afin de gagner en temps de transfert des données, des fibres optiques sont utilisées pour transférer l'information sur la coupure des faisceaux, depuis le système informatique jusqu'au *blanker*.

Le démonstrateur du LETI, lors des expériences réalisées pour nourrir ce manuscrit, ne disposait pas de *blanker*. Tous les faisceaux ont donc exposé les mêmes motifs en parallèle.

Mode d'exposition

Via des translations de la plaquette dans une direction et des déflections simultanées des faisceaux dans la direction perpendiculaire, l'ensemble de la plaquette peut être exposée. Par ailleurs le *blanker* permet d'interrompre ou non chaque faisceau à un instant donné. L'image

binaire des motifs à exposer est ainsi transférée dans la résine. Il s'agit d'un mode d'exposition *raster scan* (l'ensemble de la surface est balayé, avec un faisceau interrompu ou non, selon les motifs à exposer). Puisque le *blanker* permet d'interrompre individuellement les faisceaux, des motifs différents peuvent être exposés en même temps, par des faisceaux différents.

Par ailleurs il est probable que parmi les 640,000 faisceaux une partie soit défectueuse. Un système de double exposition de redondance permet de pallier aux faisceaux inopérants. Il s'agit d'exposer la plaquette une première fois avec les faisceaux opérationnels. Des champs d'écriture ne sont pas exposés lorsque le faisceau correspondant n'est pas conforme. Un second passage des faisceaux permet alors d'exposer ces champs avec les faisceaux opérationnels.

Lors de ce travail, le démonstrateur installé au LETI ne disposait ni de *blanker*, ni de contrôle précis des déplacements de la table supportant la plaquette à exposer. Un second système de déflexion a été installé afin de définir des motifs en deux dimensions. Des champs de $3\mu\text{m}$ ont ainsi pu être écrits pour une position de table donnée. C'est un mode d'exposition *vector scan* (le faisceau n'est jamais interrompu ; il balaie uniquement les zones à exposer) qui est utilisé. La taille de champ est limitée par la dégradation des propriétés des faisceaux lorsque l'on s'éloigne de leurs axes optiques. Un déplacement peu précis de la table permet l'exposition de plusieurs sous-champs sur une même plaquette. Faute de contrôle précis de la position de la table, il n'y a pas de raccord de champ. Par ailleurs en l'absence de *blanker* l'ensemble des faisceaux est défléchi et interrompu de la même manière. Les faisceaux impriment donc simultanément les mêmes motifs dans la résine.

4.1.2 Les choix adoptés et leurs implications sur les performances de l'outil MAPPER

Afin de répondre au critère de débit, les concepteurs de l'outil MAPPER ont effectué des calculs sur certains paramètres clefs de la lithographie électronique. C'est ce qui est présenté de façon résumée ici. Ces calculs concernent tout d'abord la dose d'exposition de la résine optimale pour une haute résolution. Elle est directement liée au débit de l'équipement. Le courant d'électrons et le nombre de faisceaux nécessaires à atteindre un rendement de 15 (plus contraignant que les 10 plaquettes visées pour l'équipement MAPPER) plaquettes de 300mm par heure sont définis. Enfin les considérations concluant à l'intérêt de la basse énergie sont présentées.

Calcul de la dose d'exposition optimale

Une étude a été menée conjointement par l'université de Delft et *MAPPER lithography* afin d'établir la dose d'exposition minimale permettant d'aboutir à un résultat lithographie convenable [Kruit et al., 2004]. Les critères d'évaluation lithographique retenus sont l'uniformité ainsi que la rugosité des largeurs de lignes (LWR).

Cette étude propose un modèle qui calcule l'impact des paramètres suivants sur la rugosité et l'uniformité :

- Dose d'exposition, par le biais du bruit grenaille
- Dimension du faisceau d'électrons
- Longueur de diffusion des électrons secondaires
- Longueur de diffusion de l'acide dans la résine
- Fond continu d'énergie
- Variation de dose indépendamment du bruit grenaille

La conclusion de cette étude considère un fond continu d'énergie de 20% et 3%(3 σ) de variation de dose indépendamment du bruit grenaille. Pour atteindre une résolution de 30nm par exemple, ce modèle calcule qu'une dose minimale d'exposition de 30 $\mu C/cm^2$ est nécessaire.

Calcul du courant d'électrons

MAPPER lithography considère l'exposition d'une plaquette 300mm entière. Elle est divisée en 69 champs d'écriture de 26 \times 33mm². Elle est exposée en mode double redondance (chaque champ est exposé deux fois). Le calcul implique un débit 15 plaquettes par heure. Le courant total requis au niveau de la plaquette est alors de :

$$I = \frac{69 \times 26 \times 33 \times 10^{-2} \times 2 \times 15 \times 30}{3600} = 150\mu A \quad (4.1)$$

Calcul du nombre de faisceaux d'électrons

Le calcul du nombre de faisceaux nécessaires est effectué à partir des caractéristiques de la source, sachant que l'on vise une taille de faisceau de l'ordre de 31nm [Slot et al., 2008]. Le courant par faisceau doit être de 12nA. Il en découle que 13,000 faisceaux sont nécessaires pour atteindre un débit de 15 plaquettes par heure [Slot et al., 2008].

Le courant est de 80pA par faisceau avec la version actuelle de l'équipement.

Le choix de la basse énergie

La publication [Steenbrink et al., 2008] présente une comparaison théorique entre les performances lithographiques attendues à 5keV et à plus haute énergie, 100keV. Les conclusions concernent plusieurs points :

- Résolution. La haute résolution est plus facile à atteindre à haute énergie du fait des tailles de faisceau plus faibles et de l'élargissement moins important du faisceau dans la résine. Une taille de faisceau donnée est atteinte avec un courant plus fort à haute énergie. Un élargissement du faisceau dans la résine donné est atteint pour un film de résine plus épais à haute énergie.
- Dose d'exposition et courant. À courant fixé, le débit est meilleur à basse énergie du fait de la plus grande sensibilité des résines aux électrons.
- La dimension de la colonne électronique. Elle est beaucoup plus faible à basse énergie. Or il est nécessaire que l'ensemble des faisceaux arrivent sur la surface de la plaquette. Une plus faible dimension des colonnes électroniques implique donc la possibilité d'écrire une même plaquette avec plus de faisceaux.
- Échauffement de la plaquette et problème de positionnement des motifs (*overlay*). L'énergie totale déposée dans l'échantillon est d'autant plus forte que l'énergie d'accélération des électrons est forte, d'une part car chaque électron est plus énergétique et d'autre part du fait de la plus forte dose d'exposition à haute énergie. Cette énergie totale déposée est ensuite dissipée sous forme de chaleur. [Steenbrink et al., 2008] calcule une puissance à dissiper 70 fois plus élevée à haute énergie pour le cas considéré (exposition de la moitié de la surface d'une plaquette de silicium), 0,8W à 5keV contre 57W à 100keV

4.2 Contexte expérimental

L'outil MAPPER expose des plaquettes de $300mm$. Les équipements décrits dans la section 3.1 ne sont adaptés qu'au plaquettes de $200mm$. Il a donc été nécessaire de travailler avec d'autres équipements.

L'outil de lithographie électronique multifaisceaux MAPPER a été installé dans l'environnement type industriel du LETI. Plusieurs équipements automatiques ont été mis à profit pour caractériser ses performances.

4.2.1 Équipements de couchage et développement de la résine

Une piste *DNS RF*³ a été utilisée pour les couchages de toutes les résines étudiées. Les développements à base de TMAH ont également été effectués avec cet équipement.

Le développement du PMMA nécessite un développeur moins conventionnel, un mélange de MIBK et d'IPA. Il a été effectué avec une piste *SussMicrotech*.

4.2.2 Choix des procédés résine

La phase de test de l'équipement a été menée avec des résines non amplifiées, le PMMA et le HSQ. Aucune résine amplifiée disponible alors ne permettait d'avoir de haute résolution avec l'outil MAPPER du fait de leur plus grande sensibilité (quelques $\mu C/cm^2$ à $5keV$) et du bruit grenaille associé.

Les procédés utilisés initialement sont ceux qui sont identifiés dans le tableau 3.5 :

- HSQ3 : film de $40nm$ d'épaisseur, recuit PAB de $90^\circ C$ et développement pendant 5 minutes dans du TMAH 2,5%.
- PMMA3 : film de $50nm$ d'épaisseur, recuit PAB de $160^\circ C$ et développement pendant 2 minutes dans une solution de *MIBK :IPA* 1 :10.

Les conclusions du chapitre 3 ont permis d'identifier ces procédés comme étant adaptés à une lithographie électronique basse énergie pour résoudre des motifs de demie période $45nm$, résolution à atteindre pour valider l'*acceptance* de l'équipement.

4.2.3 Équipements de métrologie

CD SEM

Les mêmes équipements CD SEM (Hitachi H9300 et HCG4000) que ceux utilisés dans le chapitre précédent ont pu être utilisés car ils permettent de charger des plaquettes $200mm$ et $300mm$.

AFM

Les mesures d'épaisseur de résine utile à l'obtention de courbes de contraste n'ont pu être effectuée par ellipsométrie cette fois. En effet les motifs exposés par MAPPER ($3 \times 3\mu m^2$) sont plus petits que la taille des sondes des ellipsomètres dont nous disposons (quelques dizaines de microns).

Un AFM 3D Insight de Veeco a été employé pour obtenir des courbes de contraste. La taille des motifs exposés pour obtenir les courbes de contraste est significativement plus faible sur l'outil MAPPER ($3 \times 3\mu m^2$) qu'avec le VB6 HR ($100 \times 200\mu C^2$). Un maximum de signal dû aux électrons rétrodiffusés est atteint dès que l'on s'éloigne de $200nm$ du bord du motif exposé

($\beta \sim 200nm$, cf. 3.16). L'énergie déposée dans les motifs est donc de même origine pour les courbes de contraste obtenues avec le VB6 HR et l'outil MAPPER.

MEB

Des images de profils ont été réalisées à partir d'un Hitachi H5000A. Il s'agit d'un microscope électronique à balayage permettant de charger des échantillons de quelques millimètres. Cette technique de mesure est donc destructive. Les tensions d'accélération des électrons de la sonde sont de plusieurs kilovolts. Afin de favoriser l'écoulement des charges et d'éviter un phénomène d'abrasion de la résine qui biaiserait la mesure, un film de quelques nanomètre de métal (or-palladium) a été déposé sur les échantillons préalablement aux mesures.

4.3 Caractérisation des performances

L'étude préliminaire réalisée sur le VB6 HR a permis de sélectionner de premiers procédés résine à même de répondre aux besoins d'une lithographie électronique basse énergie telle que celle de l'outil MAPPER.

Ils ont été utilisés pour réaliser les tests d'*acceptance*. Le bon fonctionnement de l'outil MAPPER a été validé en décembre 2009. Les procédés résine développés lors de l'étude préliminaire ont servi de support à ces tests. Les résultats sont présentés dans cette section. Une analyse de ces expositions s'appuyant sur les conclusions du chapitre précédent est donnée. Une évaluation de la taille des faisceaux est également présentée et confrontée aux mesures de l'équipement. Les doses d'exposition sont comparées à des résultats obtenus avec le VB6 HR.

4.3.1 Présentation des tests d'*acceptance*

Des tests d'*acceptance* ont été réalisés sur Asterix S04 afin de valider son bon fonctionnement. Les résultats présentés dans cette sous-section ont été obtenus en décembre 2009. Un cahier des charges rassemblant les critères à remplir a été préalablement défini. Il est présenté dans le tableau 4.1.

TABLE 4.1: Critères d'*acceptance*

paramètre	critère
tension d'accélération du faisceau	$5keV \pm 0, 1\%$
faisceaux de largeur d'au plus 35nm	$> 90\%$
lignes/tranchées denses/isolées verticales/horizontales	$45nm$
contacts denses et isolés	$45nm$
déviations lignes et tranchées isolées à $\pm 45^\circ$	$\pm 2nm$
uniformité du CD (tous motifs)	$\pm 10\%$
contamination métallique	$< 5.10^{10} at./cm^2$
stabilité de l'équipement	cycle de 3h
particules en surface de la plaquette	< 20 part. de 120nm
particules sur la surface inférieure de la plaquette	< 5000 part. de 200nm

Deux procédés résine de tonalités différentes ont été utilisés pour réaliser ces tests : PMMA3 et HSQ3. Les paramètres de ces résines sont résumés dans la sous-section 4.2.2. Ces résines ont été exposées à différentes doses et distances focales. Les distances focales correspondent à un ajustement du réglage de la dernière lentille, permettant une optimisation de la focalisation des

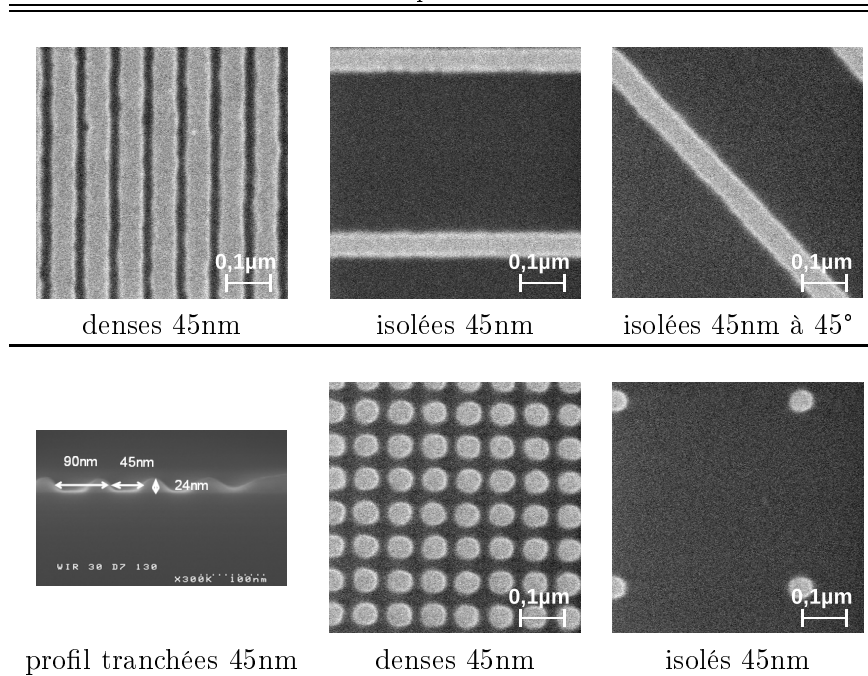
faisceaux. La distance focale optimale (faisceau le plus étroit) a été déterminée, ainsi que les doses à la cote de chaque motifs.

Les résultats de ces tests sont présentés pour chaque procédé résine. Une analyse de ces résultats est proposée dans la sous-section suivante. Elle s'appuie sur l'étude préliminaire du chapitre 3.

Exposition de tranchées et de contacts dans le PMMA3

Les analyses CD SEM du PMMA ont été effectuées avec le HCG4000 à 300V. Le tableau 4.2 rassemble des exemples d'images CD SEM des motifs inspectés, dans du PMMA. Puisqu'il s'agit d'une résine positive, les motifs exposés sont des tranchées et des contacts. Ils apparaissent en clair sur les images CD SEM.

TABLE 4.2: Exposition de PMMA3



Le tableau 4.3 ci-dessous rassemble les valeurs de distance focale, de dose à la cote et de largeur de ligne (CD) mesurées dans le PMMA3. Les valeurs tiennent compte des mesures des 10 faisceaux choisis aléatoirement pour ces tests d'acceptance. Le paramètre CD_u exprime l'uniformité des largeurs de lignes à 1σ entre les 10 faisceaux mesurés sur une même plaquette.

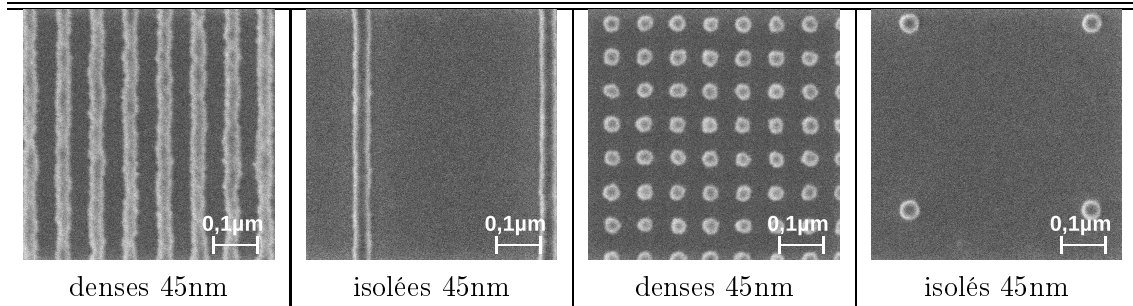
TABLE 4.3: Exposition de PMMA3

motif	CD	demie-période	distance focale	dose	\overline{CD}	CD_u
contacts denses	45nm	45nm	$3,5\mu m$	$76\mu C/cm^2$	46,5nm	3,4nm
contacts isolés	45nm	250nm	$3,5\mu m$	$85\mu C/cm^2$	45,1nm	1,4nm
tranchées denses	45nm	45nm	$3,5\mu m$	$52\mu C/cm^2$	43,1nm	6,5nm
tranchées isolées	45nm	250nm	$3,5\mu m$	$79\mu C/cm^2$	43,1nm	5,1nm

Exposition de lignes dans le HSQ3

Les analyses CD SEM du HSQ ont été effectuées avec le HCG4000 à 800V. Une plus forte tension a été choisie car elle permet une meilleure résolution de l'image CD SEM sans dégrader le HSQ. Quelques exemples d'images CD SEM des motifs exposés dans du HSQ sont présentés dans le tableau 4.4.

TABLE 4.4: Exposition de HSQ3



Les distances focales, doses à la cote et largeurs de ligne (CD) mesurées dans le HSQ3 sont rassemblées dans le tableau 4.5. Les valeurs tiennent compte des mesures des 10 faisceaux de ces tests d'*acceptance*. Le paramètre CD_u rend compte de l'uniformité à 1σ des largeurs de lignes entre les 10 faisceaux d'une même plaquette.

Lors des procédés de lithographie usuels, les résines négatives ne sont pas employées à exposer des plots mais des lignes. C'est pourquoi, dans un souci d'efficacité seules les largeurs de lignes ont été mesurées. Quelques images de contacts sont tout de même présentées dans le tableau 4.4 afin de montrer leur faisabilité.

TABLE 4.5: Exposition de HSQ3

motif	CD	demie-période	distance focale	dose	\overline{CD}	CD_u
lignes denses vert.	45nm	45nm	$3,5\mu m$	$74\mu C/cm^2$	44,4nm	13,3nm
lignes denses horiz.	45nm	45nm	$3,5\mu m$	$74\mu C/cm^2$	44,4nm	12,1nm
lignes isolées vert.	45nm	250nm	$3,5\mu m$	$228\mu C/cm^2$	44,0nm	4,4nm
lignes isolées horiz.	45nm	250nm	$3,5\mu m$	$228\mu C/cm^2$	43,9nm	2,5nm

Paramètres validés

Le tableau 4.1 rassemble une partie des critères qui ont été évalués pour ces tests d'*acceptance*.

Un critère concerne la taille des faisceaux. Leur mesure a été effectuée par la technique du *knife edge* (cf. [de Araújo et al., 2009]). Le rayon $\phi/2$ des faisceaux est défini comme étant égal à l'écart type de la distribution normale des électrons dans le faisceau. 68% des électrons d'un faisceau sont compris dans le disque de diamètre ϕ ainsi défini. Ces mesures ont conclu à un diamètre moyen des faisceaux de $38nm$. Une uniformité de faisceau à faisceau de $\pm 10\%$ a été trouvée sur les 99 faisceaux considérés dans les tests d'*acceptance*.

Le courant par faisceau a été réglé à $0,2nA$ lors de ces tests.

Une résolution de $45nm$ était visée au moment des tests d'*acceptance*. Elle a été atteinte avec une uniformité meilleure que 10% pour les motifs testés : lignes, tranchées, horizontales, verticales, contacts, denses, isolés.

4.3.2 Discussion sur les résultats des tests d'acceptance

Les tests d'acceptance avaient pour objectif de valider le fonctionnement de l'équipement MAPPER. Cette partie se propose d'expliquer les résultats obtenus. L'analyse s'appuie sur les conclusions du chapitre 3. Elle concerne l'uniformité des largeurs des motifs, une comparaison de dose à la cote des différents motifs et l'épaisseur des motifs après développement.

Uniformité des largeurs des motifs

La méthode proposée dans la section 2.5 calcule le profil des motifs après développement, connaissant la PSF et la courbe de contraste d'un procédé résine donné. Elle fournit également une information qualitative sur le niveau de bruit dû aux électrons rétrodiffusés. Nous allons l'utiliser pour une première analyse.

Des courbes PSF ont été obtenues avec le VB6HR à $5keV$, notamment avec les résines HSQ et PMMA. Trois paramètres sont issus de ces courbes :

- α : il traduit essentiellement la dimension du faisceau d'électrons primaires ainsi que son élargissement alors qu'il traverse le film de résine. Il dépend donc de l'équipement d'exposition et du film de résine.
- β : ce paramètre caractérise la diffusion des électrons rétrodiffusés au niveau du film de résine. Il ne dépend que du substrat, à énergie d'accélération des électrons primaires fixée.
- η_I : la proportion d'énergie rétrodiffusée, à énergie d'accélération du faisceau donnée, ne dépend que du substrat.

Les paramètres β et η_I sont indépendants de l'outil d'exposition. Les valeurs calculées à partir des PSF obtenues à $5keV$ sur substrat de silicium sont donc identiques pour des expositions réalisées avec l'outil MAPPER. Le paramètre α change par contre. En première hypothèse, il peut être calculé à partir de la taille de faisceau déterminée par la méthode du *knife edge* sur l'équipement MAPPER : $27nm$ ($\phi\sqrt{2}$). L'élargissement du faisceau dans la résine n'est pas considéré vu la taille du faisceau, pour un film de résine de $50nm$ d'épaisseur. Si l'équation empirique 2.11 est juste, cet élargissement est de $14nm$, ce qui conduirait à une erreur sur la mesure de la taille de faisceau de $27 - \sqrt{27^2 - 14^2} = 4nm$.

Les courbes de contraste ont pour leur part été déterminées pour les procédés résine PMMA3 et HSQ3 à $5keV$. Puisqu'elles consistent en l'analyse de motifs larges, il n'est attendu aucun impact de la taille du faisceau de l'équipement sur ces courbes. L'analyse des expositions de l'outil MAPPER à partir des courbes obtenues avec le VB6 HR est donc cohérente.

La figure 4.3 présente les profils des motifs obtenus par la méthode de la section 2.5, à partir des paramètres de PSF et de courbe de contraste comme discuté précédemment. Les valeurs utilisées pour la PSF sont $\alpha = 27nm$, $\beta = 190nm$ et $\eta_I = 0,9$. À $5keV$ le contraste du HSQ3 est de 3,2 et la dose de demi-épaisseur de la courbe de contraste $D_{0,5}$ est de $57\mu C/cm^2$. Le PMMA3 a un contraste de 4,0 et une sensibilité $D_{0,5}$ de $39\mu C/cm^2$.

Une comparaison des courbes de la figure 4.3 ne souligne pas de meilleur comportement en terme de rugosité du PMMA3 par rapport au HSQ3. Or les résultats des tests d'acceptance montrent clairement une meilleure uniformité des largeurs de tranchées obtenues avec le PMMA3 que les largeurs de lignes du HSQ3. Cela peut être expliqué par un paramètre qui n'est pas pris en compte dans ces courbes simulées, les mesures CD SEM. Le PMMA est connue pour sa grande sensibilité à l'abrasion lorsqu'elle est observée par microscopie électronique. Il est probable que

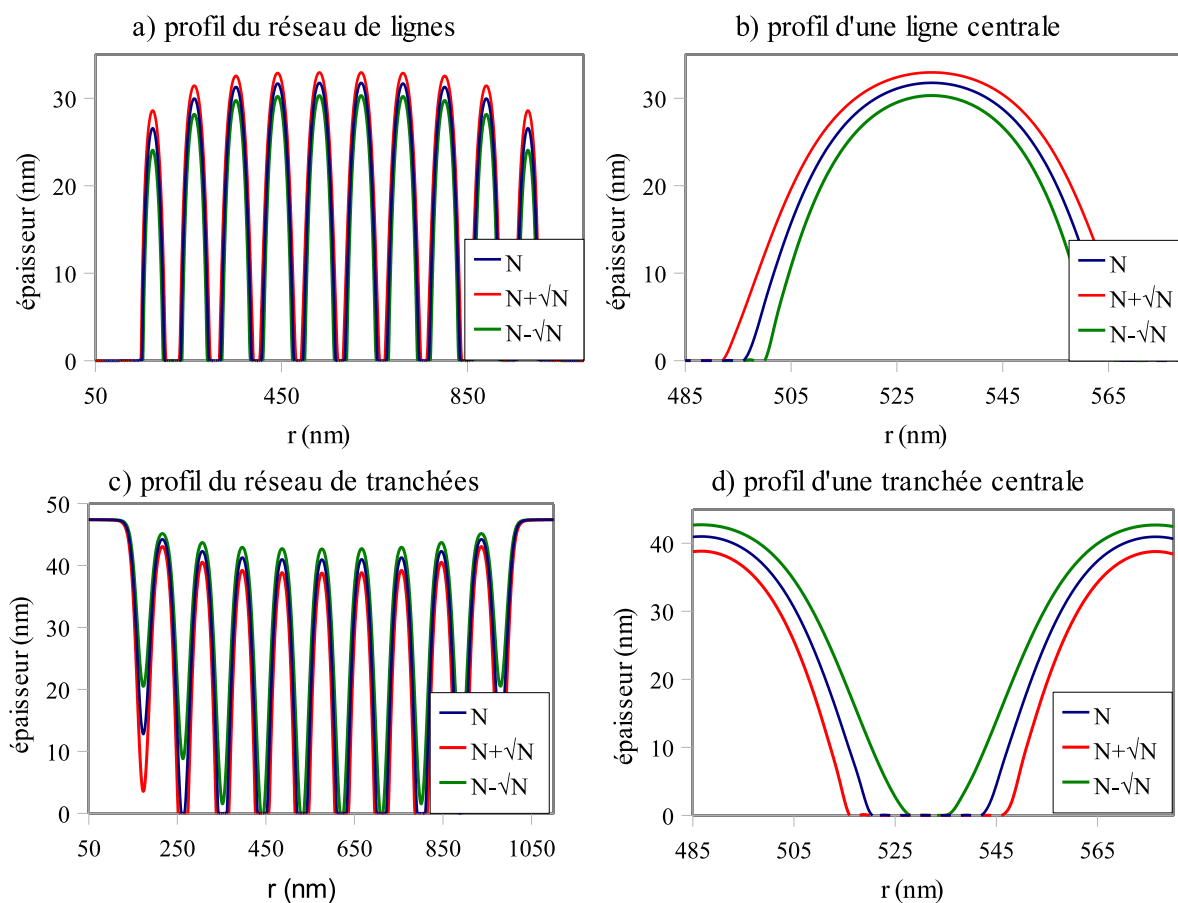


FIGURE 4.3: Prédiction du profil des motifs exposés avec MAPPER après développement. Ces simulations prennent en compte une PSF avec pour paramètres $\alpha = 27nm$, $\beta = 190nm$ et $\eta = 0,9$. Les contrastes sont de 3,2 et 4,0 et les sensibilités $D_{0,5}$ de $57\mu C/cm^2$ et $39\mu C/cm^2$ pour le HSQ3 et le PMMA3 respectivement. Ces courbes montrent que ces deux procédés résine sont a priori comparables en terme de résolution et de rugosité (écart entre les courbes à $\pm\sqrt{N}$).

celle-ci conduise à lisser les lignes de résine. Il en résulterait une meilleure uniformité des largeurs des motifs de test. Par ailleurs le PMMA a été observée à 300V, contre 800V pour le HSQ. Ceci joue sur la résolution des images CD SEM. Une résolution moindre à 300V pourrait conduire à lisser les rugosités de bord de motifs des images CD SEM.

À motif et procédé résine fixés, l'uniformité de la largeur du motif est toujours meilleure pour le motif isolé par rapport au motif dense. Deux phénomènes l'expliquent. Tout d'abord le bruit en énergie absorbée par la résine dû aux électrons rétrodiffusés est moindre dans le cas de motifs isolés. À lui seul ce niveau de bruit plus bas peut expliquer la meilleure uniformité.

La plus faible quantité d'énergie rétrodiffusée dans la résine implique une dose à la cote plus forte pour les motifs isolés, pour compenser cette perte d'énergie. Le bruit grenaille est ainsi minimisé, ce qui peut conduire à une meilleure uniformité des motifs.

Hauteur des motifs

La hauteur de lignes de PMMA observée dans la vue en coupe de la table 4.2 montre une perte d'épaisseur de résine de $25nm$ par rapport à l'épaisseur après couchage. La perte d'épaisseur calculée dans la simulation de la figure 4.3.d est de seulement $10nm$. Cela peut être expliqué par le phénomène d'abrasion de la résine lors de l'acquisition de l'image. Un éventuel bruit dû à la machine, pas pris en compte par la courbe de contraste ni par la PSF obtenues avec le VB6HR irait également dans le sens d'une perte d'épaisseur. Cela est illustré dans la figure 4.4. Au profil d'énergie déposée dans la résine calculé à partir de la PSF est ajouté une énergie constante sur tout l'espace. Cela conduit à dégrader le contraste en énergie déposée dans la résine. Les profils de lignes alors obtenus présentent une perte d'épaisseur d'autant plus forte que ce niveau de bruit est élevé. Ce bruit nuit également à la résolution. Ce phénomène peut expliquer environ 10% de perte d'épaisseur. Ajouté à l'abrasion de la résine, il explique probablement la perte d'épaisseur observée. Le développement de la résine explique peut être également une perte d'épaisseur plus forte sur des lignes étroites que sur les larges motifs tels que ceux utilisés pour les courbes de contraste.

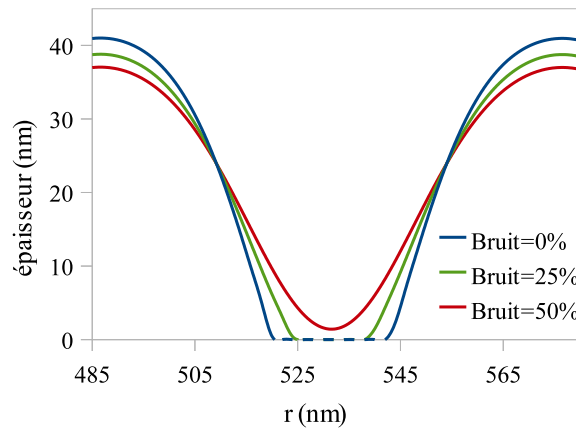


FIGURE 4.4: Impact d'un fond continu d'énergie sur le profil obtenu. Ces simulations prennent en compte les mêmes paramètres que ceux de la courbe 4.4.d. Un fond continu d'énergie est ajouté à un niveau plus ou moins élevé. Il est exprimé en pourcentage du seuil d'énergie nécessaire au développement de la résine. Il apparaît que ce bruit dégrade la résolution et la hauteur de résine après développement.

Variation des doses à la cote

Les tableaux 4.3 et 4.5 présentent des variations de doses à la cote entre motifs denses et isolés, entre tranchées/lignes et contacts ainsi qu'entre les résines. Nous nous proposons dans ce paragraphe d'expliquer ces différences à partir de deux courbes expérimentales qui sont à même de caractériser la lithographie : la PSF et la courbe de contraste.

Différence entre résines Les sensibilités $D_{0,5}$ du PMMA et du HSQ sont différentes. Ce paramètre est déterminé par la courbe de contraste. Cette courbe considère la totalité de l'énergie déposée dans la résine, par les électrons primaires et par les rétrodiffusés. Dans des motifs tels que ceux exposés pour les tests d'*acceptance*, la part des rétrodiffusés est moindre. Cependant, cette

part reste constante lorsque l'on compare un même motif exposé dans des résines différentes. Le paramètre η_I dépend essentiellement de la nature du substrat (cf. 3.3.2).

Par ailleurs, quel que soit le motif, la quantité d'énergie déposée par les électrons primaires est proportionnelle à la dose d'exposition. Il en va de même pour l'énergie rétrodiffusée.

Ces considérations conduisent à la conclusion que le rapport entre les sensibilités $D_{0,5}$ des procédés résine et les doses d'exposition pour un motif donné doivent être les mêmes. Le rapport de sensibilité HSQ3/PMMA3 est de 1,5. Une valeur proche est retrouvée pour le rapport entre les doses à la cote pour des réseaux denses tranchées/lignes. Il est de 1,4. Le rapport de dose pour les tranchées/lignes isolées est de par contre 2,9. Il ne peut donc être expliqué par cette approche. Un bruit non pris en compte l'expliquerait peut être.

Différence motifs denses/isolés La différence de dose d'exposition entre motifs denses et isolés est généralement expliquée par les effets de proximité. Un motif dense a besoin d'une dose d'exposition plus faible car le niveau d'énergie totale rétrodiffusée est plus important que dans le cas d'un motif isolé. L'analyse des profils d'énergie déposée dans les motifs permet de s'en rendre compte.

La figure 4.5 présente de tels profils pour une PSF correspondant aux tests d'*acceptance*. Les motifs considérés sont des réseaux de lignes et de plots denses, ainsi que des lignes et plots isolés. Ils correspondent à une dose d'exposition normalisée constante sur l'ensemble des motifs.

Ainsi un niveau d'énergie à la cote (énergie nécessaire pour développer les motifs à 45nm) plus faible pour un motif par rapport à un autre doit-il être compensé lors de l'exposition par une dose d'exposition plus forte. Soit D_A la dose à la cote d'un motif A et D_B celle d'un motif B . Soient E_A et E_B les niveaux d'énergie à la cote atteints dans le cas d'un dépôt uniforme d'énergie (simple convolution des motifs par une même PSF). La relation suivante existe entre niveau d'énergie et dose d'exposition :

$$D_A \cdot E_A = D_B \cdot E_B \quad (4.2)$$

TABLE 4.6: Doses à la cote lors des tests d'*acceptance*

	ligne isolée	réseau de lignes	plot isolé	réseau de plots
E (u.a.)	0,32	0,50	0,20	0,32
$ D_{motif}/D_{reseauligne} _{PSF}$	1,6	1,0	2,5	1,6
$ D_{motif}/D_{reseauligne} _{HSQ3}$	3,1	1,0	x	x
$ D_{motif}/D_{reseauligne} _{PMMA3}$	1,5	1,0	1,6	1,5

Le tableau 4.6 rassemble les niveaux d'énergie à la cote atteints pour chaque motif ainsi que les rapports de dose d'exposition prévus entre chaque motif et le réseau de lignes. Ce rapport est calculé à partir de l'équation 4.2. Les rapports de dose expérimentaux sont calculés pour chaque motif, pour chaque procédé résine.

La comparaison montre un bon accord entre théorie et expérience pour deux motifs. Deux rapports de doses ne sont pas correctement évalués par contre. Le premier concerne les contacts denses de PMMA3. Il est possible que l'abrasion de la résine au cours de l'inspection CD SEM soit en cause ici. La configuration des motifs serait telle que ce phénomène se trouverait amplifié. La dose d'exposition serait alors sous évaluée. La forte variation de dose entre ligne isolée et réseau de lignes de HSQ3 serait peut être expliquée par un bruit de dépôt d'énergie.

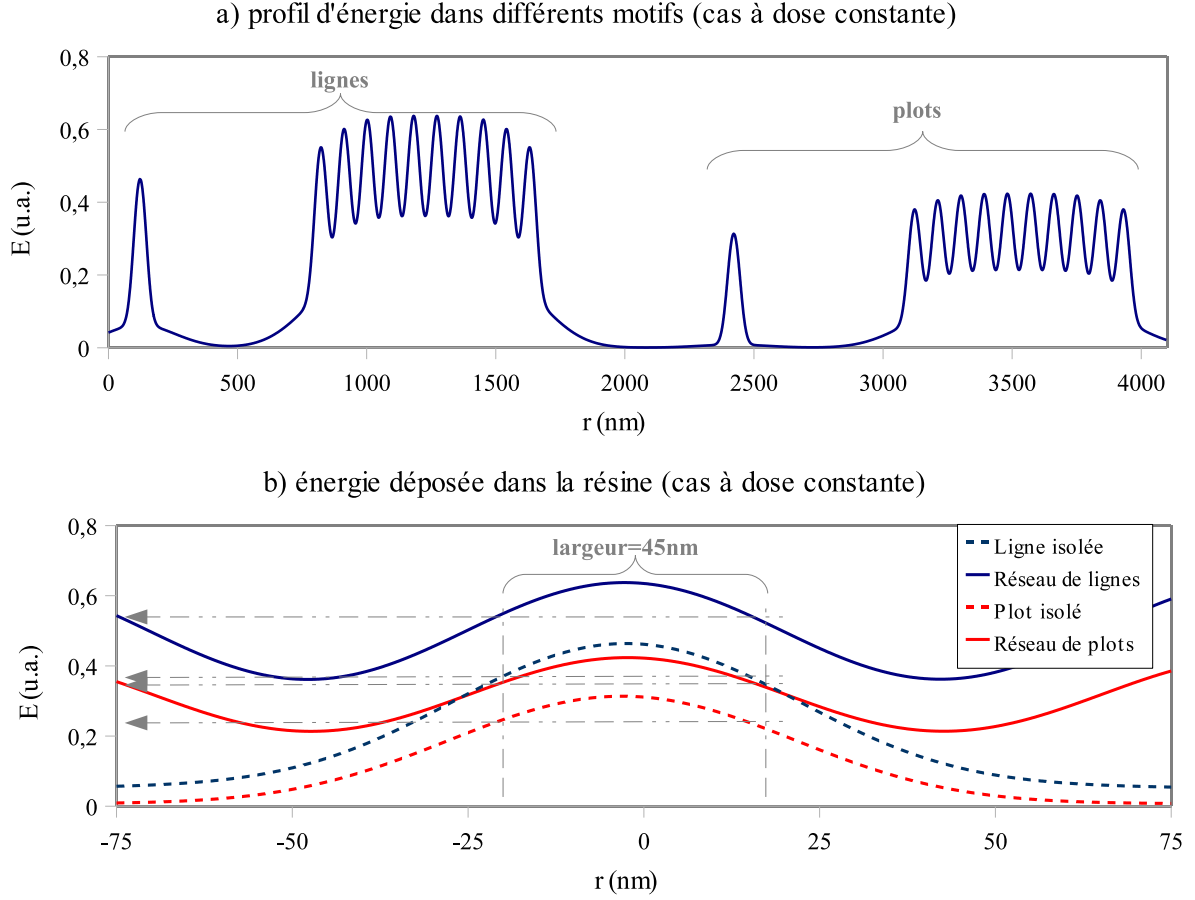


FIGURE 4.5: Prédiction du dépôt d'énergie dans différents motifs. a) Les calculs sont effectués par le logiciel Aselta, par convolution de la PSF correspondant à nos expériences ($\alpha = 27nm$, $\beta = 190nm$ et $\eta_I = 0,9$) avec les motifs. b) Identification des variations d'énergie à la cote (développement à $45nm$) pour chaque type de motif.

Impact d'un éventuel bruit Dans la figure 4.5, aucune contribution d'un éventuel bruit d'énergie déposée autre que celui dû à la rétrodiffusion n'est considéré. Or un tel bruit est susceptible de modifier le rapport des doses d'exposition. Plaçons-nous dans un cas très général. Soient D_A^0 et D_B^0 les doses d'exposition de motifs A et B , sans aucune contribution de bruit. $D_A^0 = kD_B^0$, avec $k > 1$ pour les motifs considérés (A correspond donc à un motif isolé et B à un motif dense). Un éventuel bruit ajoute une dose constante D_b de façon homogène sur tout l'espace. Soient D_A^b et D_B^b les doses pour ces mêmes motifs A et B exposés en présence de bruit. Le rapport entre dose d'exposition de ces motifs, en présence de bruit, s'écrit :

$$\frac{D_A^b}{D_B^b} = \frac{D_A^0 - D_b}{D_B^0 - D_b} = \frac{kD_B^0 - D_b}{D_B^0 - D_b} = k + \frac{(k-1)D_b}{D_B^0 - D_b} \quad (4.3)$$

Ainsi, pour un facteur k supérieur à 1, c'est-à-dire dans le cas d'un motif A isolé et d'un motif B dense par exemple, le rapport de dose isolé/dense est d'autant plus fort que le niveau de bruit D_b est élevé. Le rapport de dose ligne isolée/dense observé dans le HSQ3 peut donc être expliqué par ce calcul. Cette explication est peu satisfaisante cependant car ce même phénomène devrait

être observé avec le PMMA3, or ce n'est pas le cas. Le phénomène de *shrink* (élargissement des tranchées de PMMA due à l'abrasion) est peut être prépondérant dans le cas du PMMA alors qu'il n'impacte pas les motifs de HSQ.

4.3.3 Taille de faisceau

La taille du faisceau d'électrons est un paramètre clef de tout outil de lithographie électronique. La résolution des motifs transférable dans la résine est directement liée à la taille du faisceau. La figure 2.25 montre par ailleurs qu'un faisceau de faible dimension peut compenser un mauvais contraste du procédé résine, du bruit grenaille ou toute autre source de bruit telle que la rétrodiffusion ou du bruit dû à l'équipement.

La taille des faisceaux est mesurée directement sur l'équipement par la technique dite du *knife edge*. Elle a été par ailleurs déterminée expérimentalement, à partir d'expositions dans la résine, selon la méthode détaillée dans la sous-section 2.4.4. Il s'agit d'exposer des lignes étroites dans la résine, à différentes doses. La largeur de ligne atteinte pour une dose d'exposition donnée permet de remonter aux points de la PSF, et donc au paramètre α .

Élargissement du faisceau dans la résine Le paramètre α mesuré par la méthode d'exposition linéaire tient compte à la fois de la dimension du faisceau d'électrons primaires ϕ , mais également de leur élargissement σ_F alors qu'ils traversent le film de résine. Pour un élargissement nul, par définition $\phi = \sqrt{2}\alpha$. La contribution de chacun des paramètres s'écrit :

$$\alpha = \sqrt{\frac{\phi^2}{2} + \sigma_F^2} \quad (4.4)$$

L'élargissement du faisceau alors qu'il traverse le film de résine est discuté dans la sous-section 2.3.2. Il est évalué par l'équation empirique 2.11 par exemple. Dans le cas d'un film de résine de $40nm$ d'épaisseur exposé à $5keV$, cette équation prévoit un élargissement σ_F de $10nm$. Cet élargissement influence d'autant plus la valeur de α mesurée que ϕ est faible.

Le paramètre α tel que défini dans l'équation 4.4 a été mesuré à plusieurs reprises, lors de plusieurs expositions, avec différentes valeurs de distance focale. Les plus basses valeurs que nous ayons mesurées sont de $16nm$. C'est pour cette valeur que l'impact de σ_F sur la valeur de α est la plus significative dans nos expériences. Pour $\alpha = 16nm$ et $\sigma_F = 10nm$, l'équation 2.11 donne $\phi/\sqrt{2} = 13nm$. Le fait de négliger σ_F conduirait donc à une erreur de $3\sqrt{2} = 4nm$ sur la mesure du diamètre d'un faisceau.

Par ailleurs des simulations Monte Carlo ont été réalisées sous CASINO, tenant compte de nos conditions expérimentales : film de $40nm$ de HSQ sur substrat de silicium, tension de $5keV$, faisceau de $30nm$ de diamètre. L'analyse de la PSF issue des simulations ne met pas en évidence un élargissement du faisceau dans la résine dans ces conditions. Ce paramètre apparaît négligeable.

Puisqu'il est difficile de conclure quant à la valeur réelle de σ_F dans nos expériences, nous la négligerons dans la suite de cette sous-section. Le diamètre du faisceau sera calculé à partir de cette relation : $\phi = \sqrt{2}\alpha$. Nous garderons cependant à l'esprit que ceci est une approximation.

Impact de la distance focale sur ϕ Les paramètres d'exposition modifiables facilement lors de la création d'une recette d'exposition MAPPER sont le motif à exposer, la dose d'exposition et la distance focale de la dernière lentille. Il est attendu que cette dernière ait une influence sur

la dimension du faisceau. Les mesures *knife edge* de mesure de la taille du faisceau fournies par l'équipement permettent de déterminer la distance focale conduisant au faisceau le plus fin.

La figure 4.6 présente des mesures effectuées lors de trois expositions différentes de HSQ3, autour de la distance focale optimale déterminée par les mesures MAPPER. Chaque point expérimental correspond à une moyenne sur la mesure de plusieurs faisceaux. Les mesures effectuées par l'équipement se trouvent confortées par nos expériences. La même distance focale optimale est trouvée, à $2\mu\text{m}$ pour les expositions considérées.

La distance focale réelle est de $50\mu\text{m}$. Les valeurs indiquées correspondent à une variation autour de cette valeur, afinant les réglages.

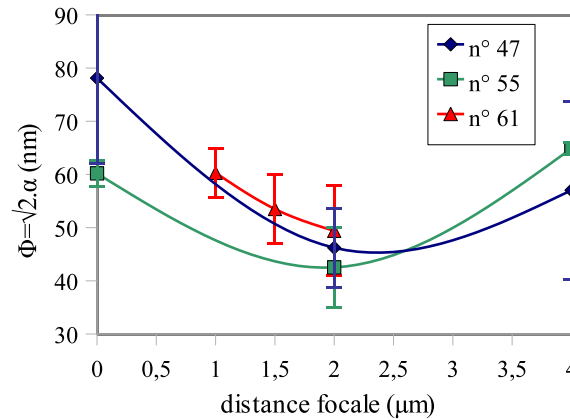


FIGURE 4.6: Distance focale optimale. La mesure de α est effectuée par régression linéaire, selon la méthode de surexposition linéaire présentée dans la sous-section 2.4.4. Chaque point expérimental des courbes correspond à la moyenne de mesures effectuées sur quatre faisceaux. Les barres d'erreur associées aux points expérimentaux correspondent à l'écart type des mesures sur les quatre faisceaux. La distance focale optimale est la même pour toutes ces expériences. Cela était attendu puisque l'équipement n'a pas subi de modification entre ces expériences. La distance focale est trouvée à $2\mu\text{m}$, comme cela avait été déterminé par la mesure *knife edge*.

Évolution de ϕ au fil des améliorations de l'outil L'évolution de la dimension du faisceau au fil des expositions est présentée dans la figure 4.7. Il s'agit de mesures effectuées avec la distance focale optimale. Celle-ci a changé lorsque des modifications ont été apportées à l'équipement. La taille du faisceau a été diminuée en deux temps. Le tableau 4.7 présente les valeurs de taille de faisceau mesurées, la dispersion et la distance focale associées ainsi que le nombre de faisceaux mesurés. Il est à noter que la dispersion sur les dimensions des faisceaux a diminué significativement lors des dernières améliorations de l'outil.

TABLE 4.7: Évolution de la taille du faisceau

exposition	n°47	n°55	n°61	n°66	n°108	n°121	n°152	n°231
faisceaux mesurés	4	4	3	3	2	110	6	110
distance focale	$2,0\mu\text{m}$	$2,0\mu\text{m}$	$2,0\mu\text{m}$	$0,5\mu\text{m}$	$-3,0\mu\text{m}$	$-4,0\mu\text{m}$	$-4,0\mu\text{m}$	$-3,5\mu\text{m}$
$\phi = \sqrt{2}\alpha$	46nm	43nm	49nm	32nm	33nm	33nm	23nm	22nm
écart type	7nm	8nm	8nm	4nm	3nm	2nm	2nm	3nm

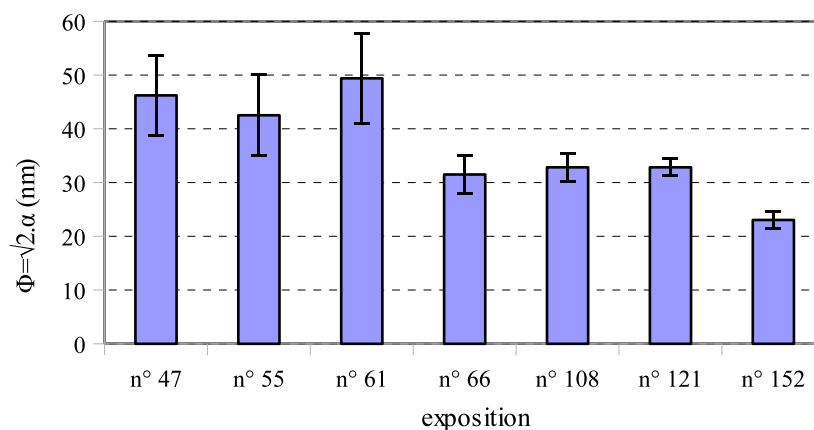


FIGURE 4.7: Évolution de la taille des faisceaux. La taille des faisceaux a été diminuée en deux temps. Il est à noter que l'écart type de faisceau à faisceau a également été amélioré (cf. barres d'erreur).

Mesure des 110 faisceaux pour une exposition La mesure systématique des 110 faisceaux a été réalisée pour l'exposition n°121. Elle a été effectuée avec le procédé HSQ1. L'histogramme 4.8 présente les valeurs mesurées pour chaque faisceau. Les mesures fournies par l'équipement sont également présentées. La moyenne des mesures expérimentales est de $32,8nm$, celle de la mesure équipement de $29,7nm$. La différence entre ces valeurs peut être expliquée par l'élargissement des électrons dans la résine. On calcule alors $\sigma_F = 9,9nm$. C'est proche des $10nm$ calculés par l'équation empirique 2.11.

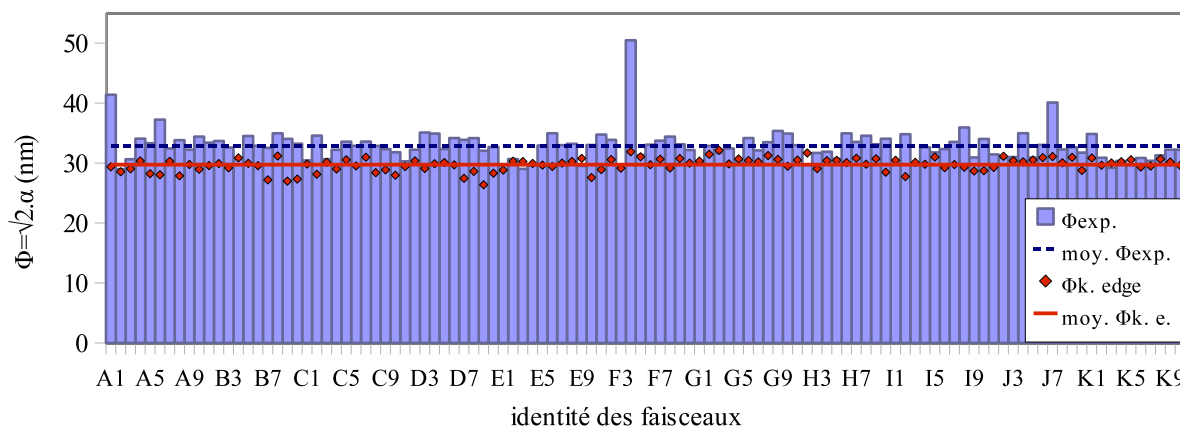


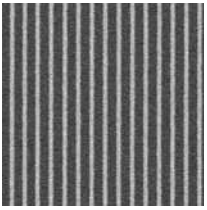
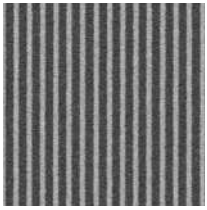
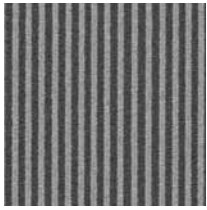
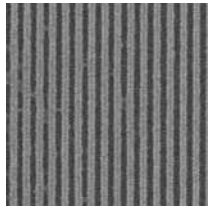
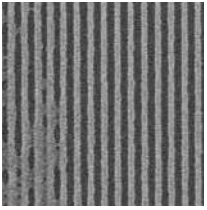
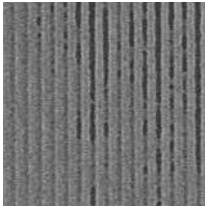
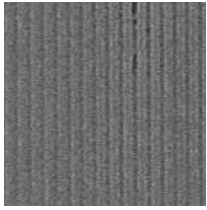
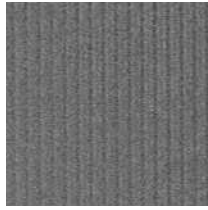
FIGURE 4.8: Distribution des tailles de faisceau (exposition n°121). Les mesures expérimentales présentent une valeur moyenne de $33nm$, contre $30nm$ pour la mesure équipement. Les écarts type sont respectivement de $2,7nm$ et $1,1nm$. La plus faible valeur moyenne obtenue sur les mesures équipement peut être expliquée par l'élargissement du faisceau dans la résine.

La mesure des tailles de faisceau de la figure 4.8 montre que le faisceau $F4$ est particulièrement large par rapport aux autres. Son diamètre est de $50nm$, contre $29nm$ pour le faisceau le plus fin, $A2$. Le tableau 4.8 montre l'impact de la taille du faisceau sur la résolution de réseaux de

45nm de demie période. Les images soulignent la perte de résolution due à la taille du faisceau plus large.

À première vue, les différences observées entre les images CD SEM obtenues avec les faisceaux A2 et F4 pourraient être dues à un courant de faisceau différent, conduisant à une dose différente puisque la fréquence de balayage est la même pour tous les faisceaux. Il est important de garder en mémoire que la méthode de détermination de la taille des faisceaux utilisée est basée sur une régression linéaire à partir de la variation du logarithme de la dose d'exposition. Ainsi toute variation de dose due à un courant mal évalué se traduirait par une variation de l'ordonnée à l'origine et non de la pente des droites. Or c'est à partir de la valeur de cette pente qu'est calculé le paramètre α . Les différences observées dans le tableau 4.8 sont donc effectivement dues à une largeur de faisceau différente.

TABLE 4.8: Impact de la taille du faisceau sur la résolution de réseaux de lignes

faisceau A2 - $\phi = 29nm$			
			
$D = 378\mu C/cm^2$	$D = 424\mu C/cm^2$	$D = 476\mu C/cm^2$	$D = 534\mu C/cm^2$
faisceau F4 - $\phi = 50nm$			
			
$D = 378\mu C/cm^2$	$D = 424\mu C/cm^2$	$D = 476\mu C/cm^2$	$D = 534\mu C/cm^2$

Les données de la figure 4.8 sont représentées sous forme de graphique à deux dimensions dans la figure 4.9. Les largeurs de faisceaux sont représentées en fonction de la position du faisceau, pour les deux types de mesures réalisées. La même tendance ressort. Les faisceaux en haut à gauche de ces figures sont plus fins, tandis qu'un même pic de plus fort diamètre est mis en évidence plus proche du centre.

Une mesure des 110 faisceaux a été effectuée pour une autre exposition. Ces mesures sont présentées dans la figure 4.10. Cette exposition a été faite avec le procédé HSQ3. Elles sont comparées aux mesures *knife edge*. Les mesures *knife edge* donnent un diamètre moyen de 34nm contre 22nm pour la mesure par surexposition linéaire.

La figure 4.10 souligne une différence de 12nm entre les mesures *knife edge* effectuées juste avant l'exposition et celles réalisées expérimentalement, par la méthode de surexposition linéaire. Cette différence ne peut pas être expliquée par l'élargissement du faisceau dans la résine, puisque cette fois c'est la mesure dans la résine qui donne un diamètre moyen des faisceaux plus faible. Il est possible que nous soulignons par ces mesures un problème lié aux propriétés du *knife edge*, telle que sa pente par exemple. Un *knife edge* fourni par MAPPER a été récemment analysé par AFM. Il a été trouvé un problème de particules et de rugosité pouvant expliquer les résultats

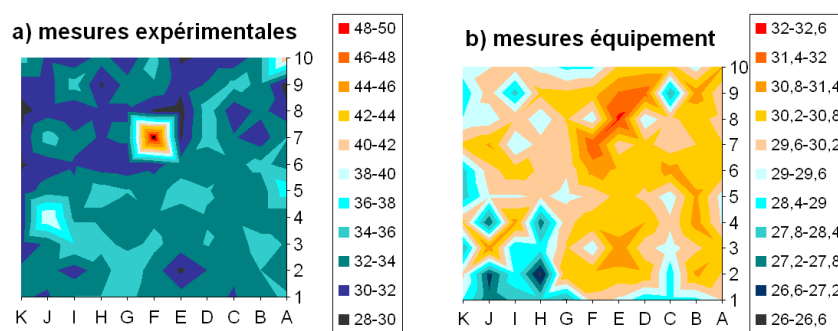


FIGURE 4.9: Distribution des tailles de faisceau en fonction de leur position sur la plaquette (exposition n°121). a) Mesures expérimentales. b) Mesures équipement. Les mêmes tendances sont observées. La zone en haut à gauche présente des faisceaux plus fins que la zone opposée. Une zone de plus forts diamètres est identifiée vers le centre. Le faisceau $F4$ est particulièrement large.

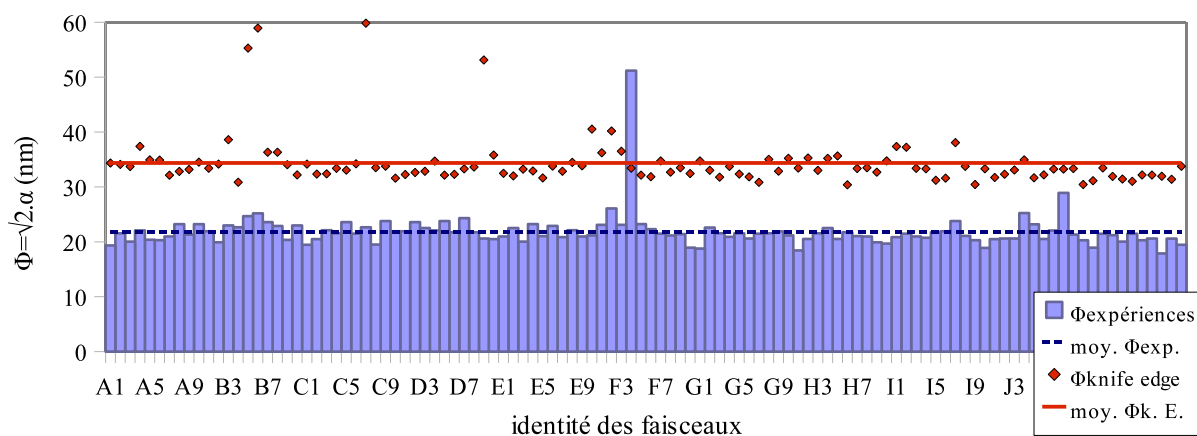
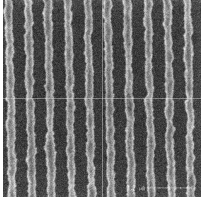
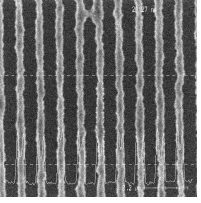
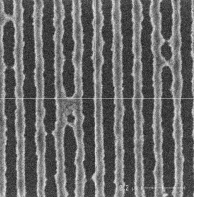
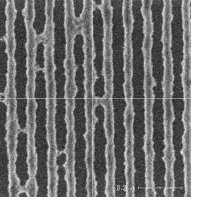
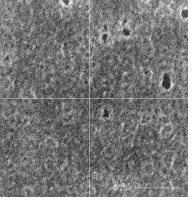


FIGURE 4.10: Distribution des tailles de faisceau (exposition n°231). Les mesures expérimentales présentent une valeur moyenne de $22nm$, contre $34nm$ pour la mesure équipement. Les écarts type sont respectivement de $3,3nm$ et $4,8nm$.

obtenus. La pente des certaines lignes du *knife edge* était de 80° au lieu des 90° utiles à des mesures fiables. Une telle pente pourrait expliquer la surestimation du diamètre des faisceaux tandis que les particules et la rugosité expliqueraient la dispersion sur les valeurs mesurées. Ces facteurs sont susceptibles de perturber d'avantage la mesure lorsque l'on a des tailles de faisceaux inférieures à $30nm$.

Par ailleurs l'histogramme de la figure 4.10 ne présente pas les mêmes tendances, selon la méthode de mesure employée. Un faisceau plus large que la moyenne identifié dans un cas, n'apparaît pas plus large lorsqu'il est mesuré par l'autre méthode. Des motifs résolus sont présentés dans le tableau 4.9. Il s'agit de lignes de $45nm$ développées avec le procédé HSQ3, exposées avec différents faisceaux. Les images CD SEM présentées sont triées par ordre croissant de tailles de faisceau mesurées par la méthode de surexposition linéaire. La largeur des motifs augmente régulièrement à mesure que la taille de faisceau évaluée par cette méthode augmente. Pour le faisceau le plus large, mesuré à $51nm$, les motifs ne sont plus résolus. Il apparaît que ces variations de largeur de ligne ne sont pas corrélées avec les mesures *knife edge*. Ces motifs résolus confortent les mesures par surexposition linéaire. Deux hypothèses peuvent expliquer le fait que les mesures

TABLE 4.9: Exposition n°231 - Comparaison des mesures *knife edge* vs. surexposition linéaire - exposition d'un réseau dense de lignes de 45nm exposées à $47\mu C/cm^2$

faisceau G1	faisceau E3	faisceau C7	faisceau B6	faisceau F4
				
$\phi_{exp} = 19nm$	$\phi_{exp} = 20nm$	$\phi_{exp} = 23nm$	$\phi_{exp} = 25nm$	$\phi_{exp} = 51nm$
$\phi_{k.e.} = 35nm$	$\phi_{k.e.} = 33nm$	$\phi_{k.e.} = 60nm$	$\phi_{k.e.} = 59nm$	$\phi_{k.e.} = 33nm$
CD=33nm	CD=31nm	CD=36nm	CD=39nm	x

knife edge ne soient pas validées par l'observation de motifs résolus. Soit le *knife edge* ne présente pas les propriétés nécessaires à des mesures justes, soit les diamètres des faisceaux ne sont pas stables entre la mesure *knife edge* et l'exposition.

Les doses d'exposition du tableau 4.9 sont 35% plus faible que celles obtenues avec le même procédé résine lors de l'*acceptance* (cf. tableau 4.5). Par ailleurs la rugosité est plus grande, malgré l'amélioration du diamètre du faisceau. Il semble qu'un bruit de fond ait perturbé cette exposition.

4.3.4 Contrôle de la dose

Une comparaison rigoureuse et directe de la dose d'exposition de l'outil MAPPER avec un autre équipement n'est pas possible au LETI :

- VB6 HR : cet outil a été utilisé à $5keV$, mais expose des plaquettes de $200mm$, quand l'outil MAPPER expose des plaquettes de $300mm$. Les équipements de traitement de la résine ne sont par conséquent pas les mêmes, ce qui peut induire une variation au niveau du traitement de la résine.
- VSB (outil de lithographie électronique à faisceau formé) : cet outil expose des plaquettes de $300mm$ de diamètre. Les mêmes équipements de traitement de la résine qu'avec l'outil MAPPER peuvent donc être utilisés. Il fonctionne par contre à $50keV$ ce qui empêche une comparaison directe avec MAPPER. Une comparaison est néanmoins possible par le recours au facteur théorique d'énergie absorbée par la résine, entre $50keV$ et $5keV$ (cf. tableau 3.6).

TABLE 4.10: Comparaison des doses d'exposition et contrastes obtenus avec MAPPER et avec deux autres équipements

procédé résine	HSQ1		HSQ3		CAR4b	
	γ	$D_{0,5}$	γ	$D_{0,5}$	γ	$D_{0,5}$
MAPPER ($5keV$)	2,9	$39\mu C/cm^2$	2,4	$31\mu C/cm^2$	15	$6,7\mu C/cm^2$
VB6 HR ($5keV$)	3,6	$97\mu C/cm^2$	3,2	$57\mu C/cm^2$	12	$7,5\mu C/cm^2$
VSB ($50keV$)	4,2	$544\mu C/cm^2$	2,8	$275\mu C/cm^2$	12	$57\mu C/cm^2$
VSB ($5keV$ théorique)	4,2	$86\mu C/cm^2$	2,8	$60\mu C/cm^2$	12	$9,0\mu C/cm^2$

De mêmes procédés résines ont été exposés avec le VB6 HR, le VSB et l'outil MAPPER. Les sensibilités et les contrastes $D_{0,5}$ sont présentés dans le tableau 4.10. Deux observations en

ressortent :

- la sensibilité de l'outil MAPPER est systématiquement plus basse que celle attendue aux vues des expériences réalisées avec les deux autres outils
- le contraste de la résine est généralement dégradé avec l'outil MAPPER

Ceci peut être expliqué par un bruit généré par la machine. Une dose parasite déposée dans la résine expliquerait d'une part le gain en sensibilité et d'autre part la perte de contraste. Cette dose parasite peut être due à l'absence de *blanker*. Les faisceaux ne sont pas interrompus entre deux zones à exposer. Ils déposent de l'énergie entre les motifs. Par ailleurs des électrons secondaires peuvent provenir des lentilles ou plus généralement de tout élément de la colonne électronique.

4.3.5 Conclusion

L'outil MAPPER a été installé au LETI à partir de juillet 2009. Des tests d'*acceptance* ont validé son bon fonctionnement général, sur plus de 90% des faisceaux. De premières lithographies atteignant une résolution de 45nm ont pu être réalisées en décembre 2009 avec cet outil, sur une résine négative, le HSQ et une résine positive, le PMMA, avec les procédés résine développés lors de l'étude préliminaire présentée dans le chapitre 3.

Une analyse des résultats obtenus a été proposée. Elle s'appuie sur l'étude réalisée avant la disponibilité de l'outil MAPPER, sur le VB6 HR. La question de savoir si un bruit au niveau du dépôt d'énergie généré par l'équipement était présent lors des tests d'*acceptance* est ouverte.

Par ailleurs la méthode de surexposition linéaire a été mise à profit pour la mesure de la taille des largeurs de faisceaux. Ses résultats étaient concordants avec les mesures *knife edge* réalisées par l'outil MAPPER lors de l'*acceptance*. La mesure du faisceau est de l'ordre de 45nm lors de ces tests. Elle a été abaissée jusque 23nm plus récemment, suite au changement de certains éléments de la colonne électronique.

4.4 Optimisation de l'exposition - étude du réseau dense de 32nm

La section précédente a consisté à caractériser les performances de l'équipement MAPPER avec des procédés résine développés au LETI, présentant des propriétés compatibles avec la basse énergie, en terme de dose d'exposition et de contraste. Les expositions dont les résultats ont été présentés ont été effectuées dans des conditions usuelles de lithographie électronique. Deux procédés résine ont été utilisés.

Les propriétés de l'équipement ayant été caractérisées, nous nous intéressons à présent aux autres paramètres liés au procédé lithographique qui peuvent être optimisés, indépendamment de l'outil MAPPER, pour répondre au mieux à ses spécificités. Ceci est effectué dans le but d'améliorer la lithographie basse énergie. Nous avons identifiés trois paramètres :

- Le procédé résine. Un fort contraste est souhaitable pour améliorer la résolution et diminuer l'impact du bruit. Par ailleurs la sensibilité de la résine aux électrons doit correspondre à un bon compromis entre temps d'exposition et rugosité/résolution.
- La stratégie d'exposition. Habituellement le motif exposé a la même dimension que le motif à développer. Nous verrons que, du fait du rapport entre la taille du faisceau et la résolution visée, de meilleurs résultats peuvent être obtenus si l'on ne suit pas cette règle.
- L'empilement sous la résine. L'énergie déposée dans la résine par les électrons rétrodiffusés dépend principalement de la nature du substrat. L'impact du substrat est étudié dans

cette section. Une solution originale particulièrement adaptée à la basse énergie est proposée pour limiter le bruit dû à la rétrodiffusion.

Nous appuierons notre raisonnement sur la méthode que nous avons développée dans la section 2.5. Le paramètre α utilisé dans les simulations qui suivent est le plus récent que nous ayons déterminé, $16nm$.

4.4.1 Procédé résine

Les valeurs du contraste et de la sensibilité de la résine ont un impact capital sur la qualité de la lithographie en terme de résolution et de rugosité. C'est ce que nous allons voir dans cette sous-section.

Il est difficile de dé-corréler ces deux paramètres par l'expérience car, pour un matériau résine donné, le contraste et la sensibilité évoluent conjointement. C'est là un avantage des simulations que de pouvoir étudier l'impact de chacun de ces paramètres tout à fait indépendamment.

Les simulations présentées correspondent à une PSF avec pour paramètres $\beta = 190nm$ et $\eta_I = 0,9$. Il s'agit d'une PSF sur substrat de silicium. Elle est convoluée à des réseaux denses de lignes de $32nm$. La taille de pixel utilisée pour évaluer le bruit grenaille est de $5nm$. Il est entendu qu'elle n'a pas été étalonnée. Les valeurs numériques d'incertitude sur la largeur de ligne sont donc indicatives. Seule l'évolution de ce paramètre peut être discuté, et non sa valeur.

Profils obtenus avec les procédés HSQ

La figure 4.11 présente des profils de ligne de $32nm$ dans un réseau dense, pour deux procédés résine étudiés avec le HSQ. On constate qu'un meilleur contraste correspond à un profil de résine plus abrupt, tandis qu'une sensibilité plus faible (dose plus forte) limite l'incertitude sur la largeur de la ligne et donc la rugosité.

Le procédé HSQ2 est le moins favorable à la haute résolution. Le flancs de ses lignes sont peu abruptes, leur hauteur est moindre et la dispersion sur la largeur de la ligne est plus forte que pour le procédé HSQ3. Ceci est expliqué par sa sensibilité plus forte et son contraste plus faible.

Impact du contraste seul

Intéressons-nous à présent à l'impact du seul contraste de la résine sur la lithographie, à partir de la figure 4.12. La valeur du contraste a été ajustée de 1 à 20, pour une sensibilité $D_{0,5}$ de $97\mu C/cm^2$. Les trois valeurs de paramètre α mesurées précédemment ont été utilisées. La pente est calculée comme étant la tangente du profil de la ligne à mi-épaisseur. Une pente trop faible, inférieure à 1,5, empêche de résoudre le réseau de lignes. La pente traduit le pouvoir résolvant d'une lithographie.

Il apparaît qu'un contraste élevé permet d'obtenir des pentes de motifs plus raides. Par ailleurs, à contraste donné, la pente est d'autant plus forte que le paramètre α et donc la taille du faisceau sont faibles.

Les courbes obtenues ont un comportement asymptotique. La valeur à saturation est atteinte pour un contraste d'autant plus faible que α est faible. À partir d'un contraste de 15 un paramètre α de $16nm$ par rapport à un α de $23nm$ ne présente plus un intérêt significatif.

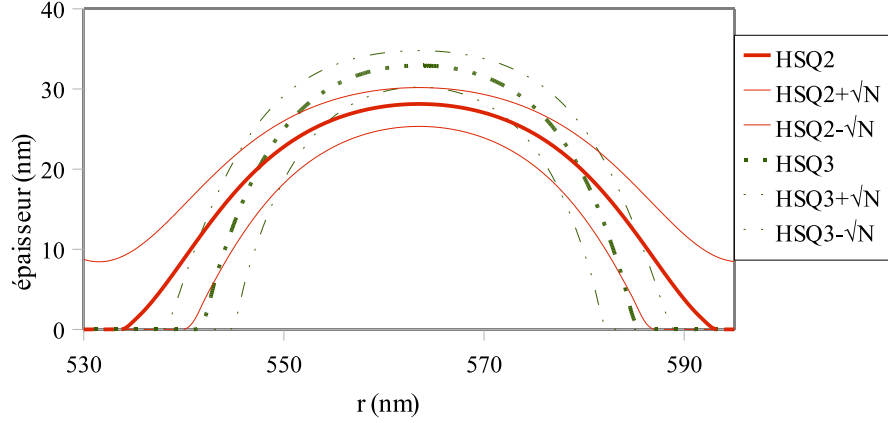


FIGURE 4.11: Profil de ligne et dispersion de la largeur en fonction du procédé HSQ. $\gamma_{HSQ2} = 1,6$, $\gamma_{HSQ3} = 3,2$, $D_{0,5}^{HSQ2} = 33\mu C/cm^2$, $D_{0,5}^{HSQ3} = 57\mu C/cm^2$

La figure 4.12.b montre que l'incertitude sur la largeur de ligne et donc la rugosité de bord de ligne sont minimisées pour un fort contraste et un faible α . Là encore un comportement asymptotique est observé. Quel que soit le paramètre α , l'incertitude sur la largeur de ligne minimale atteinte pour un fort contraste est la même. Cette valeur est atteinte avec un contraste plus faible pour les faibles α . Le dépôt d'énergie se rapproche d'autant plus d'un dépôt binaire (cas idéal) que α est faible.

Un mauvais contraste en énergie déposée peut donc être compensé dans une certaine mesure par un bon contraste du procédé résine, et vice-versa.

Impact de la sensibilité de la résine

La sensibilité de la résine est également un paramètre déterminant pour la qualité de la lithographie. Une dose trop faible implique un fort bruit grenaille, qui augmente la rugosité de bord de ligne et détériore la résolution.

Les simulations considèrent un contraste de 3,6. La taille de pixel utilisée pour le calcul de la variation de largeur est de 5nm. Puisque cette valeur n'a pas été étalonnée avec l'expérience, nous ne nous intéressons qu'à la variation des paramètres et non pas aux valeurs obtenues.

La sensibilité de la résine aux électrons modifie l'incertitude sur la largeur des lignes dans nos simulations. La figure 4.13 présente la variation de cette incertitude en fonction de la sensibilité $D_{0,5}$ de la résine. Son impact pour les deux meilleures valeurs de α mesurées est vérifié. Ces courbes sont asymptotiques. Elles tendent vers la valeur nulle pour les fortes doses d'exposition. De plus, pour une sensibilité donnée, l'incertitude sur la largeur de ligne est d'autant plus faible que le paramètre α est faible. Avec les données choisies pour les simulations de la figure 4.13, une incertitude sur la largeur de ligne de 10% (3,2nm) nécessiterait une sensibilité de $80\mu C/cm^2$ avec un paramètre α de 16nm. Cette dose augmenterait jusque $380\mu C/cm^2$ pour un α de 23nm.

4.4.2 Stratégie d'exposition

Les motifs exposés ont habituellement les mêmes dimensions que les motifs à développer. Cela sera identifié dans la suite comme l'exposition standard. La dose d'électrons est déposée

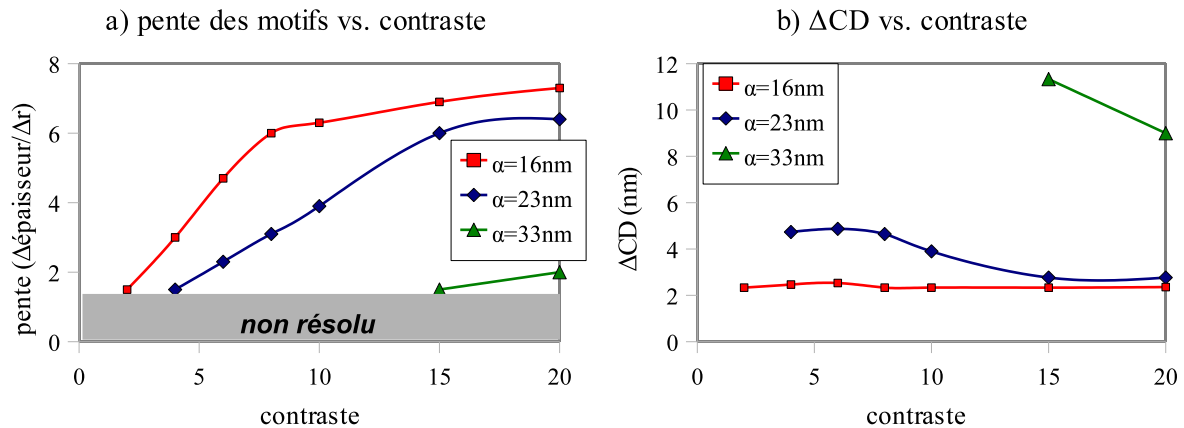


FIGURE 4.12: Impact du contraste sur la lithographie d'un réseau dense de lignes de 32nm . a) La pente des motifs et donc la résolution d'une lithographie dépendent du contraste de la résine ainsi que de la taille du faisceau. Ces courbes présentent un comportement asymptotique. Dans notre cas d'étude, au delà d'un contraste de 15, un paramètre α de 16nm ou 23nm aboutissent à une pente comparable. b) L'incertitude sur la largeur de ligne dépend du contraste. Un comportement asymptotique est à nouveau souligné. Dans nos conditions de simulation, de même que pour la pente, un α de 23nm ne conduit pas à une plus forte incertitude sur la largeur de ligne qu'un α de 16nm lorsque la résine présente un contraste de plus de 15.

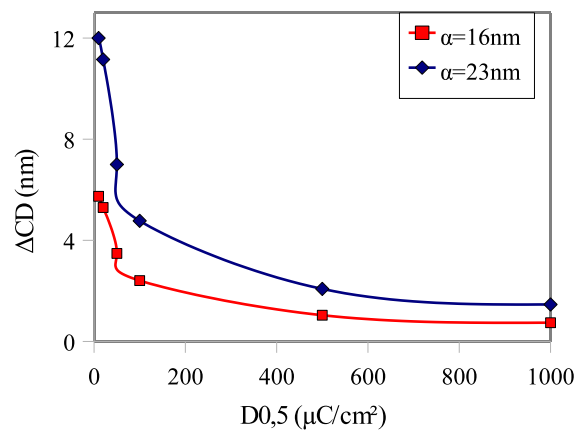


FIGURE 4.13: Impact de la dose d'exposition sur l'incertitude de largeur de ligne (réseau dense de lignes de 32nm). L'incertitude sur la largeur de ligne est liée à la rugosité de bord de ligne. Notre modèle permet de vérifier qu'une dose d'exposition plus forte est favorable à un bon contrôle de la largeur de ligne.

uniformément sur la surface des motifs à développer.

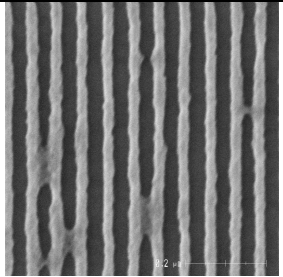
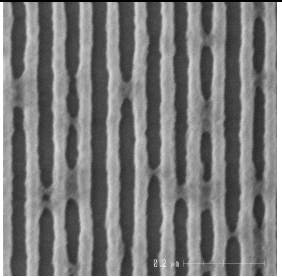
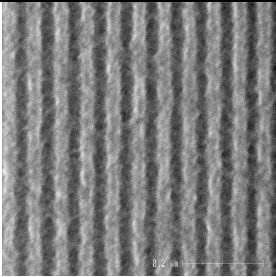
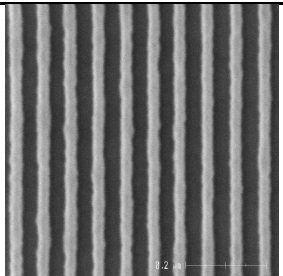
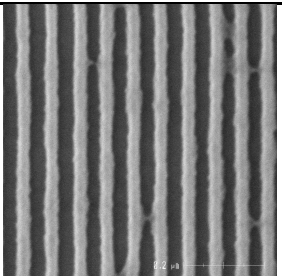
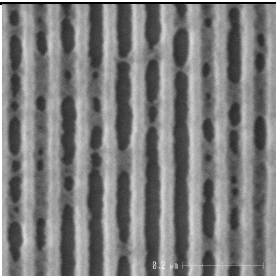
Une stratégie d'exposition alternative consiste en l'exposition de motifs de dimensions plus faibles que ceux qui sont désirés après développement. Une forte dose d'exposition permet d'atteindre la largeur de motif désirée après développement. Cela a pour but de d'augmenter le contraste en énergie déposée pour des motifs de fortes résolution. Cette stratégie d'exposition sera désignée surexposition dans la suite.

Intérêt de la surexposition pour l'outil MAPPER

Une des caractéristiques de la version actuelle de l'outil MAPPER est sa taille de faisceau qui est plus large que celle des outils de lithographie électronique haute résolution. La résolution visée, 32nm aujourd'hui, est du même ordre de grandeur que la taille des faisceaux (23nm). Dans ces conditions, un balayage du faisceau au centre de la ligne telle qu'elle apparaît après développement, et non plus sur toute sa largeur, permet d'obtenir un meilleur contraste en énergie, sans pour autant avoir à augmenter significativement le nombre total d'électrons déposés. La dose par unité de surface doit par contre être augmentée, puisque la surface exposée diminue. Le temps d'exposition reste comparable à celui nécessaire pour une exposition standard.

Le tableau 4.11 présente une comparaison de réseaux de lignes de HSQ exposées en mode standard ou en surexposition. Elles ont été effectuées lors d'une même exposition. Le pas du réseau est de 64nm. La largeur de ligne atteignable est limitée par le bruit en énergie absorbée par la résine entre les lignes. Il est dû aux électrons rétrodiffusés ainsi qu'à la largeur du faisceau. Des lignes plus larges peuvent être obtenues avec la surexposition qu'avec l'exposition standard sans pontage (résidus de résine entre les lignes). La rugosité de bord de ligne est également améliorée par la surexposition pour une largeur de ligne donnée.

TABLE 4.11: Impact de la stratégie d'exposition - images CD SEM de lignes de HSQ

exposition standard - balayage sur une largeur de 32nm		
		
$D = 177\mu C/cm^2$ $CD = 22nm$ $LER = 5,3nm$	$D = 199\mu C/cm^2$ $CD = 22nm$ $LER = 4,9nm$	$D = 223\mu C/cm^2$ $CD = 25nm$ $LER = 5,6nm$
surexposition - balayage sur une largeur de 10nm		
		
$D = 725\mu C/cm^2$ $CD = 22nm$ $LER = 2,2nm$	$D = 759\mu C/cm^2$ $CD = 26nm$ $LER = 2,8nm$	$D = 795\mu C/cm^2$ $CD = 27nm$ $LER = 3,6nm$

Une PSF a été extraite de l'expérience dont sont issues les images CD SEM du tableau 4.11. Elle a été convoluée avec les motifs, lignes de 32nm ou 10nm dans un réseau de pas 64nm. Les courbes de dépôt d'énergie correspondant aux deux stratégies étudiées ont ainsi pu être obtenues.

Elles sont présentées dans la figure 4.14.

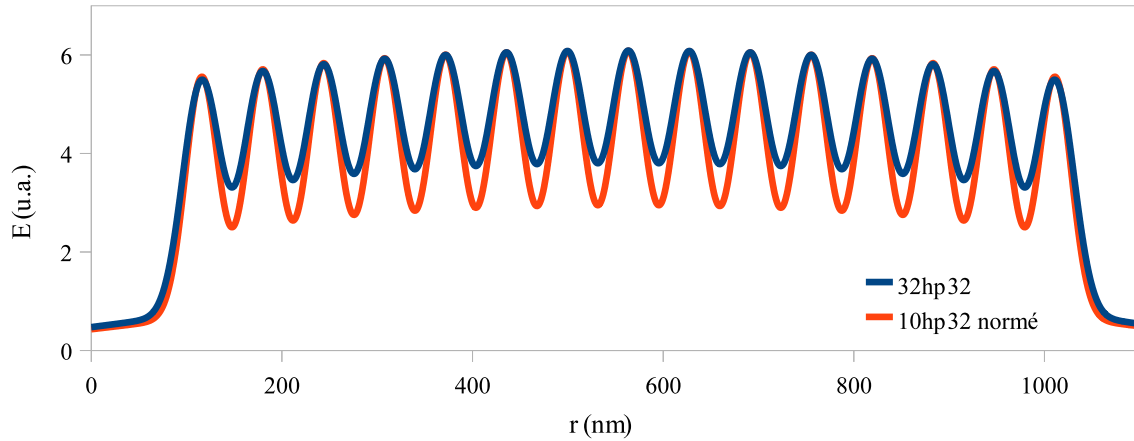


FIGURE 4.14: Impact de la stratégie d'exposition sur le dépôt d'énergie dans la résine. Des réseaux de lignes de pas 64nm sont simulés. Les lignes exposées dans le cas de l'exposition standard ont une largeur de 32nm . Elles sont larges de 10nm dans le cas de la surexposition. La courbe relative à la surexposition est normalisée afin que la valeur d'énergie atteinte pour développer la ligne centrale à 22nm soit la même que pour le cas standard.

Les courbes sont normalisées. Le facteur de normalisation est choisi de sorte que la ligne centrale soit développée à 22nm (mesures CD SEM du tableau 4.11), quelle que soit la stratégie d'exposition. Le facteur de normalisation est de 3. Cela signifie que si des lignes exposées selon la méthode standard sont développées à 22nm , un facteur de dose de 3 doit être appliqué à une surexposition pour atteindre cette même largeur de ligne. L'expérience montre un facteur de dose de 4, proche de la valeur calculée.

Impact sur le niveau de bruit entre les motifs exposés

Il apparaît un gradient en énergie absorbée par la résine légèrement plus fort lorsqu'une surexposition est réalisée. Par ailleurs le niveau d'énergie absorbée entre les lignes est 25% moins fort lors d'une surexposition. Cela explique le moindre risque de pontage entre les lignes de résine et la plus faible rugosité de bord de ligne mesurée. La modélisation du profil des lignes présentée dans la section 2.5 permet de confirmer que seule la modification du profil de dépôt d'énergie permet d'expliquer le sens de la variation de la rugosité. À titre indicatif, les simulations prenant en compte les conditions expérimentales de l'exposition étudiée dans cette partie donnent des rugosités de $2,2\text{nm}$ dans le cas de ligne de 22nm surexposées et de $3,2\text{nm}$ pour une exposition standard. Ces valeurs sont à prendre avec précaution faute d'étalonnage de la méthode.

Impact sur le temps d'exposition

Dans le cas de la surexposition les lignes sont 3,2 fois moins larges. Le facteur de dose par rapport à l'exposition standard est de 4. Il s'agit d'une dose par unité de surface, déposée dans des lignes de largeurs différentes. Finalement le nombre d'électrons déposés par unité de longueur de ligne est comparable pour ces deux stratégies ($\times 4/3, 2$ pour la surexposition), avec le paramètre

α de la PSF mesurée lors de notre expérience. Il est de 33nm, donc proche de la largeur de ligne visée. Dans ce cas le temps d'exposition ne pâtit pas de la surexposition.

Conclusion

La surexposition donne de bons résultats dans le cas étudié ici, c'est-à-dire lorsque la largeur du faisceau électronique correspond à la demi-largeur du pas d'un réseau de lignes. Le faisceau dépose alors un nombre non négligeable d'électrons entre les lignes. Le fait de concentrer le dépôt d'électrons au centre des lignes, plutôt que de le balayer sur toute la largeur des lignes améliore significativement le dépôt d'énergie. Ceci car la surexposition résulte en :

- un plus fort gradient d'énergie
- un plus faible niveau d'énergie absorbée par la résine entre les lignes

Cela conduit à de meilleures performances lithographiques en terme de résolution atteinte et de rugosité de bord de ligne. Et ce pour une quantité d'électrons et donc un temps d'exposition augmentés de 30% dans notre étude.

4.4.3 Empilement sous la résine

Le phénomène de rétrodiffusion ajoute un dépôt d'énergie parasite dans la résine. Ce bruit nuit à la résolution et à la rugosité des bords des motifs. Nous avons vu dans la section 3.3.2 que le taux η_I d'énergie déposée par les électrons rétrodiffusés dans la résine dépend peu de l'énergie d'accélération du faisceau d'électrons primaires dans notre gamme d'étude. Leur distribution spatiale en dépend.

Apport de la théorie

Le phénomène de rétrodiffusion dépend par contre fortement de la nature du substrat. Cette dépendance est soulignée par exemple dans l'équation de Everhart (cf. équation 2.13) : plus le poids atomique moyen du substrat est grand, plus le taux η_N d'électrons rétrodiffusés est grand. La formule de Rutherford (cf. équation 2.9) permet une explication physique. Plus le poids atomique moyen est fort, plus la section efficace d'interaction des électrons avec la matière est forte, donc plus la probabilité pour un électron d'être diffusé dans de grands angles augmente.

Il est à noter que la densité du matériau n'intervient pas dans ces équations. Peu importe la densité volumique d'atomes dans le substrat traversé par l'électron, ce qui importe est le nombre d'atomes et donc d'interactions que la particule peut subir lors de son parcours. Ces équations considèrent un substrat d'épaisseur infinie, c'est-à-dire plus épais que la distance de parcours des électrons dans le matériau.

Avantage pour la lithographie MAPPER

Ainsi il apparaît qu'un substrat de poids atomique moindre permet de limiter la quantité d'électrons rétrodiffusés dans la résine. Les dispositifs en micro-électronique sont essentiellement réalisés sur substrat de silicium. L'utilisation d'un substrat différent, de poids atomique moindre et qui serait plus favorable à la lithographie électronique ne permet pas de réaliser des dispositifs semiconducteurs. C'est pourquoi une telle solution n'a pas été adoptée jusqu'à aujourd'hui.

L'outil MAPPER présente pour caractéristique peu usuelle de fonctionner à basse énergie. À 5keV il n'est plus nécessaire de disposer d'un substrat épais de matériau de faible poids atomique. La faible distance de pénétration des électrons dans la matière fait qu'un film aussi fin que 100nm suffit à diminuer significativement le niveau de bruit introduit par la rétrodiffusion. Une si faible

épaisseur n'empêche pas le transfert de motifs de haute résolution de la résine dans le silicium, comme nous le verrons dans cette sous-section.

Vérification expérimentale avec l'outil MAPPER

Cela a été vérifié sur l'outil MAPPER. Une couche de 300nm de carbone amorphe a été déposée sur une plaquette de silicium, avant le dépôt de la résine. Il s'agit de l'épaisseur maximale possible avec le carbone amorphe dont nous disposons. Il n'est pas possible de connaître précisément la composition de ce matériau puisqu'il est protégé par le secret industriel. Il est composé essentiellement de carbone, comme son nom l'indique. Il est attendu que son poids atomique moyen soit inférieur à celui du silicium.

La résine correspond au procédé HSQ1. Les paramètres de la PSF ont été déterminés par la méthode de surexposition linéaire (cf. 2.4.4). Puisque cette méthode est basée sur l'approximation double gaussienne, cela revient à faire l'hypothèse que le substrat de silicium n'est pas 'vu' par la résine. C'est-à-dire que l'énergie déposée dans la résine par des électrons rétrodiffusés depuis le silicium est négligeable. Cette hypothèse est validée ultérieurement.

L'écart type de distribution des électrons rétrodiffusés est mesuré à 297nm et le taux η_I d'énergie déposée par les électrons rétrodiffusés à $0,39$. Pour rappel, ces paramètres ont été évalués à 190nm et $0,87$ respectivement sur substrat de silicium à 5keV sur l'outil MAPPER, par la même méthode. Une comparaison des PSF sur substrat de silicium ou avec une couche de carbone amorphe est présentée dans la figure 4.15.

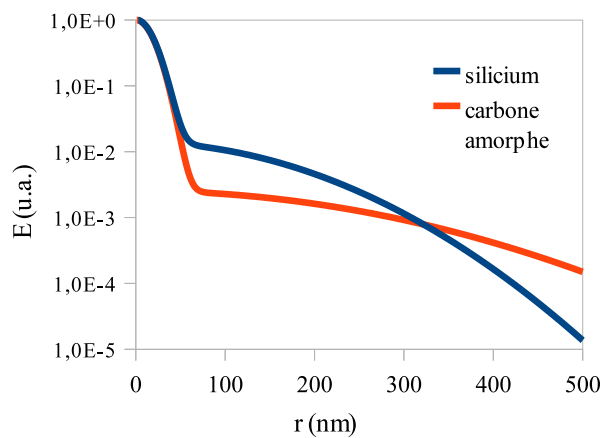
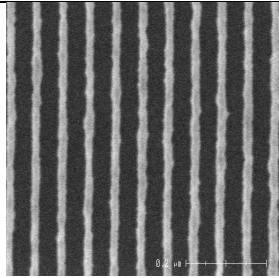
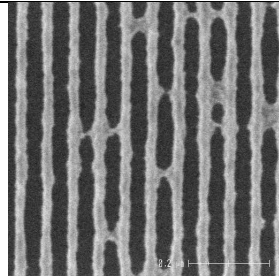
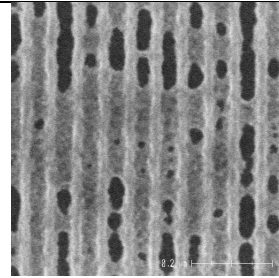
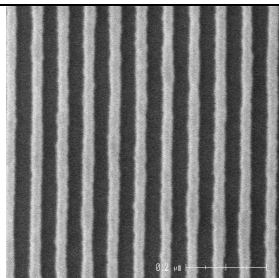
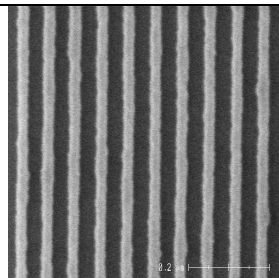
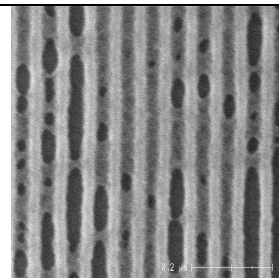


FIGURE 4.15: Impact du substrat sur la PSF. Les expériences ont été réalisées avec le procédé HSQ1, à 5keV sur l'outil MAPPER. Les paramètres des PSF ont été déterminés par la méthode d'exposition linéaire (cf. 2.4.4). Les PSF ont été calculées à partir de ces paramètres expérimentaux. Une comparaison est établie entre l'impact d'un substrat de silicium sous la résine et un film de carbone amorphe. La distribution de l'énergie déposée par les électrons rétrodiffusés est plus large avec le film de carbone amorphe. Le taux d'énergie rétrodiffusée est pour sa part deux fois moindre dans ce cas.

Le paramètre β est du même ordre de grandeur que l'épaisseur du film de carbone amorphe. L'hypothèse selon laquelle le film de carbone amorphe est assez épais pour masquer le substrat de silicium du point de vue de la résine est ainsi validée. Le paramètre η_I montre que l'énergie déposée par les électrons rétrodiffusés est deux fois moindre avec un substrat de carbone amorphe, par rapport à un substrat de silicium. Le bruit dû aux électrons rétrodiffusés est ainsi minimisé.

TABLE 4.12: Impact du substrat - images CD SEM de lignes de HSQ

silicium		
		
$D = 337\mu C/cm^2$ $CD = 15nm$ $LER = 5,4nm$	$D = 357\mu C/cm^2$ $CD = 23nm$ $LER = 7,5nm$	$D = 378\mu C/cm^2$ $CD = 23nm$ $LER = 8,2nm$
carbone amorphe		
		
$D = 635\mu C/cm^2$ $CD = 22nm$ $LER = 5,3nm$	$D = 673\mu C/cm^2$ $CD = 22nm$ $LER = 4,9nm$	$D = 713\mu C/cm^2$ $CD = 25nm$ $LER = 5,6nm$

Le tableau 4.12 rassemble des images obtenues au CD SEM de réseaux de ligne de HSQ avec un pas de $64nm$. Le procédé résine utilisé est le HSQ1. Une comparaison est établie entre des motifs exposés sur substrat de silicium et sur film épais ($300nm$) de carbone amorphe. Il apparaît que les motifs exposés sur un film de carbone amorphe ont une meilleure résolution. Le phénomène de pontage et la rugosité sont améliorés.

Discussion sur la variation de dose observée

Pour une largeur de ligne donnée, $22nm$ par exemple, la dose d'exposition est plus forte sur film de carbone amorphe que sur substrat de silicium. Cela s'explique par le fait que moins d'énergie est cédée à la résine par les électrons rétrodiffusés. Du coup ce niveau plus bas de bruit dû à la rétrodiffusion doit être compensé par un plus fort apport d'énergie primaire. Le calcul permet de s'en convaincre. Soit E_0 la quantité d'énergie qui doit être absorbée par la résine pour développer les lignes à $22nm$. Le taux d'énergie rétrodiffusée dans la résine est de η_I^{Si} dans le silicium. L'énergie cédée en moyenne à la résine, normalisée à un électron, se décompose en énergie primaire et rétrodiffusée. Cela s'écrit selon la relation suivante pour le silicium :

$$E_0 = E_P^{Si} + E_R^{Si} = (1 + \eta_I^{Si}) E_P^{Si} \quad (4.5)$$

où E_P^{Si} et E_R^{Si} sont respectivement les quantités d'énergie primaire et rétrodiffusée absorbée par la résine. Sur un film de carbone amorphe, une équation similaire s'écrit :

$$E_0 = E_P^C + E_R^C = (1 + \eta_I^C) E_P^C \quad (4.6)$$

où η_I^C est le taux d'énergie rétrodiffusée par le carbone amorphe.

L'énergie rétrodiffusée l'est dans toute la surface de résine, autant dans les zones développées que non développées. La proportion d'énergie absorbée dans les lignes telles qu'elle apparaissent après développement n'est donc pas de η_I comme dans une PSF (cas d'exposition uniforme sur tout l'espace), mais $\eta_I \times 22/64$. Il s'agit d'une approximation qui considère que le niveau d'énergie rétrodiffusée est parfaitement constant au sein du réseau. Finalement l'énergie E_0 absorbée par la résine sur substrat de silicium est :

$$E_0 = \left(1 + \frac{22}{64}0,9\right) E_P^{Si} = 1,31E_P^{Si} \quad (4.7)$$

Sur un film de carbone amorphe, elle est :

$$E_0 = \left(1 + \frac{22}{64}0,4\right) E_P^C = 1,14E_P^C \quad (4.8)$$

Pour atteindre une même largeur de ligne, une même énergie E_0 doit être absorbée par la résine. Les doses d'exposition doivent être ajustées pour tenir compte de la différence d'énergie totale absorbée, selon le substrat. L'énergie totale E_P déposée par les électrons primaires dépend de la dose d'exposition et de la perte d'énergie individuelle des électrons primaires dE . dE ne dépend pas du substrat :

$$E_P^{Si} = N_{Si}dE \quad (4.9)$$

$$E_P^C = N_CdE \quad (4.10)$$

où N_{Si} et N_C sont respectivement le nombre d'électrons primaires à déposer dans le cas d'une exposition sur substrat de silicium et film de carbone amorphe. Les équations précédentes se réécrivent :

$$\frac{N_C}{N_{Si}} = \frac{D_C}{D_{Si}} = \frac{1,31}{1,14} \quad (4.11)$$

où D_{Si} et D_C sont respectivement les doses d'exposition sur substrat de silicium et sur film de carbone amorphe. Une augmentation de la dose de 15% sur film de carbone amorphe par rapport à un substrat de silicium est prévue. L'expérience montre une variation de 78%.

La prise en considération du phénomène de *flare* pourrait expliquer ceci. Le *flare* est un bruit dû à l'équipement qui crée une absorption parasite d'énergie. Il peut notamment avoir pour origine une réflexion des électrons rétrodiffusés par le substrat sur la dernière lentille de la colonne électronique, vers la résine. Ces électrons sont susceptibles de perdre d'avantage d'énergie dans la résine que les électrons primaires et rétrodiffusés car ils sont moins énergétiques. Ce phénomène est potentiellement assez sévère avec l'outil MAPPER du fait de la faible distance entre la surface du substrat et la dernière lentille. Elle est de $50\mu m$, contre plus de $15mm$ avec le VB6 HR par exemple.

Ainsi, en diminuant le nombre d'électrons rétrodiffusés, un substrat de poids atomique plus faible diminuerait également le phénomène de *flare* par un effet d'avalanche. Ceci expliquerait la forte variation de dose observée.

Épaisseur de carbone amorphe utile

Des simulations Monte Carlo ont été réalisées avec le logiciel CASINO© afin de vérifier l'impact de l'épaisseur d'un film de carbone amorphe sous la résine sur la rétrodiffusion. Les simulations concernent un film de $40nm$ de HSQ sur un film de carbone amorphe, lui-même déposé sur

un substrat de silicium, exposé à $5keV$. La composition du carbone amorphe n'est pas connue précisément. En première approximation, la composition de ce film a été identifiée à celle du PMMA pour la simulation. Le paramètre β évalué par simulation est alors de $294nm$. Il est très proche de celui qui a été déterminé expérimentalement sur film de carbone amorphe ($297nm$). Cela nous conforte dans notre approximation. La composition atomique du film de carbone amorphe est proche de celle du PMMA.

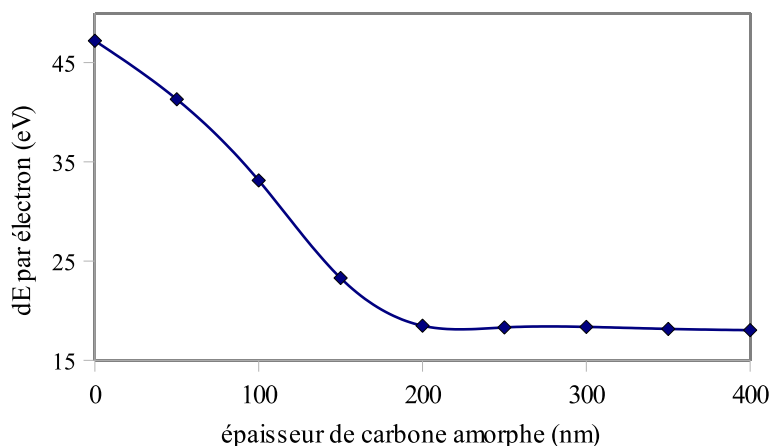


FIGURE 4.16: Impact de l'épaisseur de carbone amorphe sur la quantité d'énergie rétrodiffusée. Cette courbe a été obtenue par simulation Monte Carlo d'un empilement constitué d'un film de HSQ de $40nm$, sur film de carbone amorphe, sur substrat de silicium. Des épaisseurs de carbone amorphe supérieures à $200nm$ ne sont pas utiles à réduire la quantité d'énergie rétrodiffusée pour un faisceau accéléré à $5keV$.

Les simulations ont pris en compte plusieurs épaisseurs de carbone amorphe, de $0nm$ à $400nm$. Un histogramme donnant le nombre d'électrons rétrodiffusés en fonction de leur énergie de rétrodiffusion a été mis à profit pour tracer la courbe de la figure 4.16. La formule de Bethe (cf. 2.20) a été appliquée à chaque énergie de rétrodiffusion pour calculer la perte d'énergie des électrons rétrodiffusés dans la résine. La somme des pertes d'énergie dans la résine de tous les électrons rétrodiffusés est ensuite calculée. Cette énergie dE perdue dans la résine est représentée dans la figure 4.16.

La perte d'énergie rétrodiffusée dans la résine atteint une valeur asymptotique pour les plus fortes épaisseurs. Cette valeur est atteinte dès $200nm$. Le niveau d'énergie rétrodiffusée est alors abaissé d'un facteur 2,6 par rapport à une exposition de HSQ déposée directement sur le substrat de silicium. Ce facteur correspond au rapport des taux d'énergie rétrodiffusée η_{Si}/η_C calculés pour les courbes PSF expérimentales. Il est alors évalué à 2,2.

La simulation montre ainsi qu'il n'est pas nécessaire d'avoir un film de carbone amorphe plus épais que $200nm$.

Conclusion

Du fait de la faible énergie d'accélération des faisceaux de l'outil MAPPER, un film de seulement $200nm$ de carbone amorphe permet de réduire d'un facteur 2 la quantité d'énergie rétrodiffusée dans la résine.

4.4.4 Conclusions

Cette section conduit à plusieurs conclusions quant à l'optimisation du résultat lithographique en terme de rugosité de bord de ligne et de résolution atteignable avec l'outil MAPPER. Les critères conduisant à une amélioration du résultat sont listés dans les paragraphes suivants.

Le procédé résine De même que pour tout équipement de lithographie, une résine aussi contrastée que possible est souhaitable pour atteindre la haute résolution. Ceci est d'autant plus vrai que la largeur du faisceau de l'outil MAPPER est actuellement du même ordre de grandeur que la résolution visée et que les faibles doses d'exposition favorisent le bruit grenaille.

La stratégie d'exposition Là encore il s'agit d'une solution applicable d'une manière générale à d'autres outils de lithographie. L'objectif est de compenser la largeur du faisceau par un dépôt optimisé de l'énergie dans les motifs. Il est à noter que cette surexposition ne conduit pas à une augmentation significative du temps d'écriture dans le cas présenté dans cette section.

L'empilement sous la résine Le substrat généralement utilisé en lithographie est en silicium. Un substrat de poids atomique moindre est préférable afin de limiter le niveau de bruit introduit par les électrons rétrodiffusés. Un nouveau matériau pour le substrat n'est pas adapté pour la réalisation de transistors. L'intérêt de la basse énergie vient de la beaucoup plus faible longueur de diffusion des électrons dans la matière (40 fois inférieure entre $50keV$ et $5keV$). Ainsi un film de $100nm$ à $200nm$ de carbone amorphe suffit à améliorer notablement le niveau de bruit à $5keV$ alors qu'il n'apporte pas d'amélioration à $50keV$.

Par ailleurs le carbone amorphe est utilisé en tant que masque dur pour la gravure en photolithographie. Une exposition MAPPER de $40nm$ de HSQ sur $100nm$ de carbone amorphe a été gravée. La figure 4.17 montre que cet empilement est tout à fait adapté à la gravure. Des lignes de $25nm$ ont pu être gravées. Le rapport hauteur sur largeur de ligne après gravure (*aspect ratio*) est alors de 5.

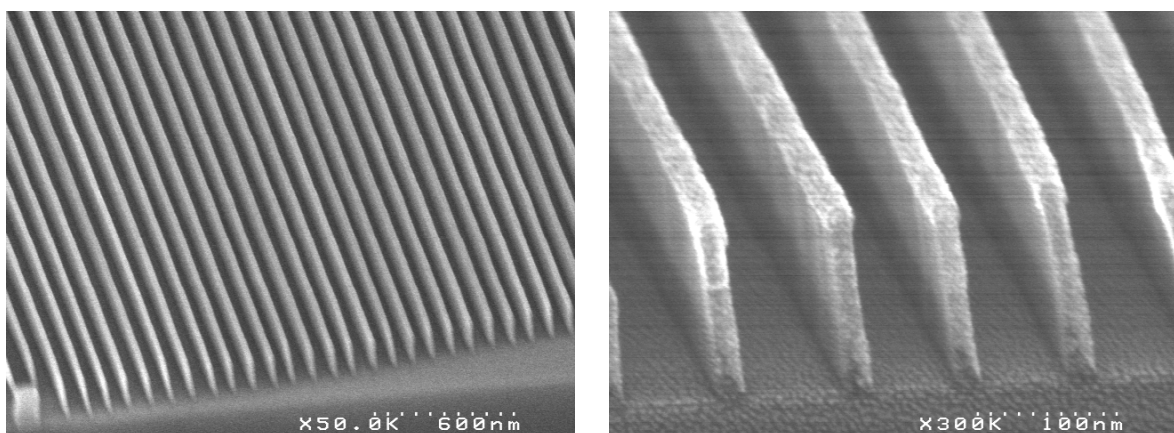
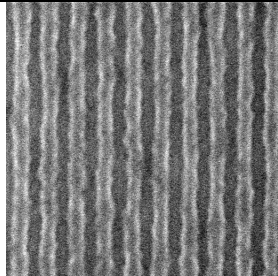
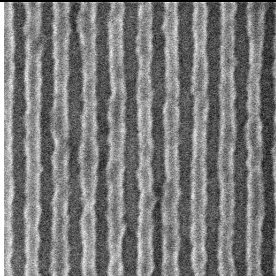
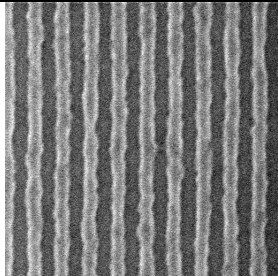
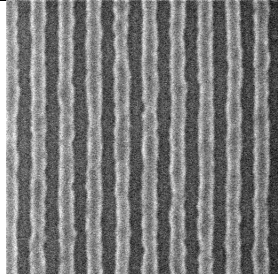
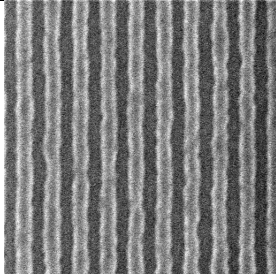
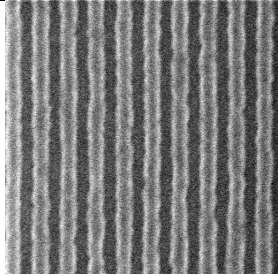


FIGURE 4.17: Gravure de $100nm$ de carbone amorphe avec masque de $40nm$ de HSQ. Ces images obtenues au MEB montrent que l'empilement de $40nm$ de HSQ sur $100nm$ de carbone amorphe est adapté à la gravure.

Meilleurs résultats obtenus ce jour avec une résine amplifiée Les résultats présentés précédemment dans cette section ont tous été réalisés avec le HSQ. Elle était disponible dès le début de cette étude avec un procédé résine adapté à la basse énergie, c'est-à-dire présentant une bonne combinaison contraste/sensibilité. En parallèle plusieurs résines amplifiées ont été étudiées. Elles présentent une sensibilité significativement plus forte que celle du HSQ. Comme nous l'avions identifié dans la sous-section 3.3.1, cela nuit à la résolution. Après plusieurs tentatives, une résine amplifiée a néanmoins présenté un contraste suffisamment fort pour compenser l'impact du bruit grenaille sur la résolution. Il s'agit de la CAR4a, qui a une sensibilité $D_{0,5}$ de $7,5\mu C/cm^2$ et un contraste de 9,2 (cf.sous-section 3.2.3).

Le tableau 4.13 présente des images CD SEM de motifs exposés avec cette résine, sur film de carbone amorphe. Les résultats obtenus avec la stratégie d'exposition standard et la surexposition sont comparés. La CAR4a est de tonalité positive. Les CD mesurés sont donc relatifs aux largeurs de tranchées et non de lignes. La surexposition permet de diminuer d'un facteur 2 la rugosité de bord de ligne.

TABLE 4.13: Réseau dense de lignes de 32nm (CAR4a sur carbone amorphe)

exposition standard (balayage sur une largeur de 32nm)		
		
$D = 18,6\mu C/cm^2$ $CD = 32nm$ $LER = 6,5nm$	$D = 19,4\mu C/cm^2$ $CD = 33nm$ $LER = 4,5nm$	$D = 20,2\mu C/cm^2$ $CD = 35nm$ $LER = 4,7nm$
surexposition (balayage sur une largeur de 13,5nm)		
		
$D = 47\mu C/cm^2$ $CD = 30nm$ $LER = 2,2nm$	$D = 49\mu C/cm^2$ $CD = 32nm$ $LER = 3,4nm$	$D = 51\mu C/cm^2$ $CD = 33nm$ $LER = 2,6nm$

Le facteur de dose entre motifs standard et surexposés est de 2,5. Le rapport des largeurs de lignes entre les deux stratégies d'exposition est de 2,4. La quantité d'électrons déposés par unité de longueur de ligne est donc sensiblement la même, quelle que soit la stratégie d'exposition utilisée. Cela signifie que le diamètre du faisceau est proche de la demie période de notre réseau.

Il est remarquable que des doses d'exposition aussi faibles que $19\mu C/cm^2$ puissent permettre de résoudre des réseaux denses de 32nm, particulièrement en présence d'un fort niveau de bruit

suspecté.

La tableau 4.14 rassemble les données expérimentales obtenues avec trois procédés résine différents, sur la version pré- α de l'outil MAPPER. Le très fort contraste de la CAR4a permet d'atteindre une résolution de $32nm$ avec une très bonne sensibilité. Un fort bruit dû à l'équipement est suspecté de limiter la qualité des résultats présentés dans ce tableau.

TABLE 4.14: Dépendance de la résolution sur les paramètres du procédé résine

procédé résine	sensibilité $D_{0,5}$	contraste γ	résolution	substrat
HSQ3	$39\mu C/cm^2$	2,4	$45nm$, période $90nm$	silicium
HSQ1	$62\mu C/cm^2$	2,9	$22nm$, période $64nm$	carbone amorphe ($300nm$)
CAR4a	$6,7\mu C/cm^2$	9,2	$32nm$, période $64nm$	carbone amorphe ($100nm$)

Conclusion générale

L'étude présentée dans ce manuscrit a porté sur l'impact de l'énergie d'accélération des électrons du faisceau sur une lithographie électronique. Elle s'est déroulée entre $5keV$ et $50keV$. Une bonne compréhension du rôle joué par l'énergie du faisceau a permis une meilleure intégration d'un outil multifaisceaux MAPPER fonctionnant à $5keV$, installé au LETI en juillet 2009.

Une étude préliminaire a été effectuée sur un outil simple faisceau, usuellement utilisé au LETI à $50keV$. L'opérabilité de cet équipement jusque $5keV$ a été démontrée.

Une première partie de cette étude a concerné les modifications chimiques de la résine en fonction de l'énergie d'accélération du faisceau électronique. Elle s'est appuyée sur des courbes de contraste et des analyses de spectres infrarouges. Une première conclusion concerne la variation de la dose d'exposition. Elle diminue à mesure que la tension d'accélération des électrons est abaissée. Ceci a été expliqué par la théorie. Un électron a une section efficace d'interaction plus faible lorsqu'il est accéléré à $50keV$ qu'à $5keV$. Il perd donc plus d'énergie à plus basse énergie lorsqu'il traverse le film de résine. Cette perte d'énergie plus forte doit être compensée par une dose d'exposition plus faible pour un motif donné. La formule de Bethe a permis de vérifier que la variation de la dose d'exposition est effectivement inversement proportionnelle à la variation de l'énergie d'accélération des électrons, en première approximation. Le facteur de dose est compris entre 6 et 7 lorsque l'on passe d'une énergie d'accélération de $50keV$ à $5keV$.

Les courbes de contraste ont également permis de vérifier l'impact de l'énergie d'accélération du faisceau sur la résolution du procédé résine, malgré les larges faisceaux obtenus à basse énergie avec l'outil utilisé lors de l'étude préliminaire. Il a été trouvé que cette résolution ne dépendait pas de l'énergie d'accélération des électrons, dans la gamme de notre étude. Ceci corrobore le premier résultat. Seule la quantité d'énergie totale absorbée par la résine compte. La réaction de la résine reste la même pour une même quantité d'énergie absorbée.

La seconde partie de cette étude a concerné l'impact de l'énergie du faisceau sur la physique de l'interaction électron-matière.

Il a été identifié que la dose d'exposition diminue lorsque la tension d'accélération des électrons diminue. Or une faible dose d'exposition accroît le bruit grenaille, ce qui augmente la rugosité de bord de ligne. Cela a été vérifié et quantifié sur des motifs larges.

Des courbes PSF expérimentales ont été obtenues par une méthode originale développée au cours de cette thèse. Elles ont été utilisées pour vérifier l'impact de l'énergie d'accélération des électrons du faisceau sur le dépôt d'énergie dans la résine. Le phénomène de rétrodiffusion dépend significativement de l'énergie du faisceau. Plus cette énergie est forte, plus les électrons sont rétrodiffusés à une longue distance. Sur substrat de silicium, leur écart type passe de $200nm$ à $5keV$ à $10\mu m$ à $50keV$. Des corrections longue distance ne sont plus nécessaires à basse énergie.

Par contre la même proportion d'énergie est rétrodiffusée, pour des énergies comprises entre

5keV et 50keV. Il en résulte un plus fort gradient d'énergie déposée dans la résine à basse énergie. L'échantillonnage lors des calculs de correction des effets de proximité devra en tenir compte.

L'outil MAPPER a été installé au LETI en juillet 2009. L'étude préliminaire a permis de mettre en place des procédés résine adaptés à la basse énergie. Ils ont été utilisés pour effectuer les tests d'*acceptance* de la machine en décembre 2009.

Les performances de cet outil ont été caractérisées. Une méthode de mesure de la taille des faisceaux a été mise en place. Elle a récemment évalué le diamètre moyen des faisceaux à 22nm. Un bruit potentiellement dû à un phénomène de *flare* expliquerait certains résultats.

Des pistes d'amélioration des lithographies réalisées avec l'outil MAPPER ont été proposées. La taille des faisceaux étant proche de la résolution visée, un accent particulier a été mis sur les procédés résine. Un bon contraste et une forte dose d'exposition ont tout d'abord été privilégiés afin de limiter les problèmes liés au bruit grenaille.

Dans un second temps la stratégie d'exposition a été optimisée. La résolution et la rugosité de bord de ligne a été améliorées en réalisant l'exposition des lignes par passage unique du faisceau, plutôt que par balayage sur toute la largeur des lignes. Cela revient à augmenter le contraste en énergie absorbée par la résine.

Une amélioration plus décisive encore a consisté à déposer la résine sur un film épais de carbone amorphe. Un tel film a un poids atomique moindre que le silicium. Le niveau d'énergie rétrodiffusée est alors abaissé. Avec une basse tension d'accélération des électrons un film de 200nm suffit à réduire nettement le bruit dû aux rétrodiffusés, alors qu'une épaisseur de plus de 10 μ m serait nécessaire à 50keV pour un même résultat. Une faible épaisseur de carbone amorphe permet d'intégrer un tel empilement dans un procédé standard de création de circuit imprimé. Le carbone amorphe sert alors de masque dur lors de l'étape de gravure.

Récemment une nouvelle résine amplifiée a donné de très bons résultats sur l'outil MAPPER, malgré sa faible dose d'exposition (19 μ C/cm²), grâce à son très fort contraste (9) qui a compensé le bruit grenaille. Cette résine déposée sur un film de carbone amorphe, exposée par passage unique du faisceau au centre des lignes à obtenir après développement a permis de développer des réseaux denses de lignes de 32nm.

Les résultats obtenus avec l'outil MAPPER présentés dans ce manuscrit permettent une première analyse de la technologie MAPPER. Une résolution de 32nm a pu être obtenue avec une dose d'exposition de 20 μ C/cm², quelques 6 à 7 fois plus faible que celle qui aurait été nécessaire à 50keV avec cette résine.

Un certain nombre d'études restent à mener. Tout d'abord de nouvelles résines sont à évaluer, pour trouver à nouveau un bon compromis dose d'exposition - contraste, permettant une haute résolution et un temps d'écriture faible.

Ces caractérisations doivent se faire en parallèle d'une meilleure compréhension du phénomène de rugosité de bord de motifs. En effet il est susceptible d'être plus critique à basse énergie, et ce pour deux raisons : la taille des faisceaux, proche des résolutions visées et les doses d'exposition, très inférieures à ce qui se fait habituellement en lithographie électronique haute résolution, à haute énergie.

Une méthode de caractérisation des profils de lignes, de la résolution atteignable et de la rugosité des bords de lignes a été proposée. Faute de temps et d'expositions elle n'a pu être étalonnée. Il serait donc intéressant de pousser cette méthode à l'avenir et de vérifier si elle permet une prédiction fiable du résultat lithographique.

Un bruit de dépôt d'énergie semble être mis en évidence par certains résultats expérimentaux. De nouvelles expériences permettant de déterminer l'origine de ce bruit doivent être menées.

Par ailleurs l'outil MAPPER fonctionnera plus tard avec plusieurs milliers de faisceaux. Il sera alors nécessaire de trouver des empilements permettant un bon écoulement des charges électriques et une bonne conduction thermique.

Une résolution de 32nm a pu être atteinte avec l'outil MAPPER, pour une dose d'exposition de l'ordre de $20\mu C/cm^2$, un contraste de la résine proche de 10 et un diamètre de faisceau évalué à 22nm. Cette étude a montré qu'un compromis existe entre ces paramètres (dose – contraste - taille de faisceau) pour atteindre une résolution et un niveau de rugosité donnés. Sauf avancée majeure dans le développement des résines (contrastes légèrement supérieurs à 10 démontrés dans cette étude), l'amélioration des performances de l'outil MAPPER semble conditionnée par une réduction de la taille des faisceaux qui permettra logiquement une meilleure résolution, mais également une moindre rugosité ainsi qu'une plus grande tolérance aux faibles doses d'exposition, c'est-à-dire un meilleur débit.

Glossaire

AFM : *Atomic Force Microscopy* microscopie à force atomique.

aspect ratio : rapport hauteur sur largeur de ligne.

bruit grenaille : ou *shot noise*. Bruit statistique lié à l'incertitude sur la position des électrons incidents. Cf. partie 2.3.2

CAR : *chemically amplified resist* ou résine à amplification chimique. Cf. sous-section 2.2.2.

CD : *Critical Dimension*, largeur des motifs en vue de dessus

CD SEM : *Critical Dimension Scanning Electron Microscope* il s'agit d'un microscope électronique à balayage ne nécessitant pas une destruction de l'échantillon. La plaquette est chargée entière dans l'équipement. Il fournit une vue de dessus des motifs.

cross section : vue en coupe d'un échantillon obtenue par MEB (microscopie électronique à balayage). Contrairement au CD SEM, elle donne de l'information sur les profils des motifs développés.

dark erosion : perte de hauteur des motifs après développement, par rapport à l'épaisseur initiale du film de résine.

dose à la cote : ou *dose to size*, dose relative à un motif particulier, permettant son développement à la bonne dimension.

dose d'exposition : quantité d'électrons à déposer par unité de surface de motif. Elle est généralement exprimée en $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ ($D = e.N/A$ où e est la charge élémentaire de l'électron, N est le nombre d'électrons et A la surface considérée)

dose to size : cf. dose à la cote.

Ebeam : *Electron Beam* terme désignant tout outil de lithographie électronique

EBL : *Electron Beam Lithography*, acronyme désignant la lithographie électronique

électrons primaires : il s'agit des électrons du faisceau incident, alors qu'ils traversent le film de résine. Leur dépôt d'énergie est caractérisé par le paramètre α de la PSF.

électrons rétrodiffusés : il s'agit des électrons qui sont réfléchis par le substrat vers la surface de l'échantillon et qui traversent le film de résine. Leur dépôt d'énergie est caractérisé par le paramètre β de la PSF.

flare : il s'agit d'une absorption d'énergie parasite par la résine. Ce bruit est dû à l'équipement de lithographie.

forward scattering : élargissement du faisceau d'électrons dans la résine.

half pitch : demi-période des motifs.

hard bake : recuit de la résine après développement, visant à la durcir pour améliorer son comportement lors de l'étape de gravure.

inversion de tonalité : fait pour une résine de tonalité positive de présenter une tonalité négative pour les plus fortes doses d'exposition.

ITRS : *l'International Technology Roadmap for Semiconductor* [Wilson, 2010] est constituée d'un ensemble de documents fixant des objectifs techniques à atteindre pour soutenir la croissance de l'industrie de la micro-électronique. Ils sont rédigés par un groupement

d'experts.

knife edge : il s'agit d'une méthode utilisée pour la mesure de taille de faisceau.

LER : *Line Edge Roughness*, rugosité de bord de lignes. Elle est mesurée pour un bord de ligne.

LWR : *Line Width Roughness*, rugosité de largeur de ligne. Elle est mesurée pour la largeur de la ligne.

ML2 : *Mask Less Lithography* ou lithographie sans masque ; cet acronyme désigne la lithographie électronique.

overlay : tolérance d'alignement entre deux niveaux successifs d'alignement.

PAB : *post application bake* ou *soft bake*, recuit après couchage de la résine.

PEB : *post exposure bake*, recuit après exposition de la résine.

pontage : présence de résine entre des lignes exposées, sous forme de pont. Ce pontage vient du bruit dû au dépôt d'énergie dans la résine.

procédé résine : ensemble des étapes de traitement de la résine, relatives à son couchage et à son développement.

PSF : *Point Spread Function* ou fonction d'étalement du point (cf. section 2.4). Fonction donnant la répartition radiale de l'énergie déposée dans la résine, l'origine étant prise au point d'impact du faisceau.

polydispersité : dispersion de la dimension des molécules

raster scan : mode de balayage du faisceau. L'ensemble de la surface d'un champ d'écriture est balayée. Le faisceau est alternativement interrompu ou non, selon les motifs à exposer.

rétrodiffusion : le phénomène de rétrodiffusion correspond au renvoi d'électrons primaires depuis le substrat vers la surface de la résine. Il est traité dans la partie 2.3.2

sensibilité : capacité de la résine à être modifiée lors du passage des électrons. Une forte dose d'exposition correspond à une faible sensibilité de la résine, et vice-versa. Nous avons choisi la définition suivante de la sensibilité : dose d'exposition pour laquelle la moitié de l'épaisseur du film de résine reste après développement d'un motif large de plusieurs fois la dispersion des électrons rétrodiffusés.

shot noise : ou bruit grenaille. Bruit statistique lié à l'incertitude sur la position des électrons incidents. (Cf. partie 2.3.2)

shrink : rétrécissement des largeurs de ligne au cours d'une inspection SEM. Il s'agit d'un phénomène d'abrasion du polymère sous l'effet du faisceau électronique.

soft bake : ou PAB , recuit après couchage de la résine.

tonalité d'une résine : une résine de tonalité positive est éliminée lors de l'étape de développement uniquement si elle a été exposée. Une résine de tonalité négative est éliminée lors de l'étape de développement si elle n'a pas été exposée.

vector scan : mode de balayage du faisceau. Il n'est jamais interrompu lors de l'exposition. Il balaie uniquement les zones à exposer.

Bibliographie

- [Abe et al., 1988] Abe, T., Ohta, K., Wada, H., and Takigawa, T. (1988). Resist heating effect in direct electron beam writing. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 6 :853.
- [Angelopoulos et al., 1991] Angelopoulos, M., Shaw, J., Lee, K., Huang, W., Lecorre, M., and Tissier, M. (1991). Lithographic applications of conducting polymers. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 9 :3428.
- [Arjmandi et al., 2009] Arjmandi, N., Lagae, L., and Borghs, G. (2009). Enhanced resolution of poly (methyl methacrylate) electron resist by thermal processing. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 27 :1915.
- [Austin et al., 2004] Austin, M. D., Ge, H., Wu, W., Li, M., Yu, Z., Wasserman, D., Lyon, S. A., and Chou, S. Y. (2004). Fabrication of 5 nm linewidth and 14 nm pitch features by nanoimprint lithography. *Applied Physics Letters*, 84(26) :5299–5301.
- [Bai et al., 1999] Bai, M., Pease, R. F. W., Tanasa, C., McCord, M. A., Pickard, D. S., and Meisburger, D. (1999). Charging and discharging of electron beam resist films. *Journal of Vacuum Science Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 17(6) :2893 – 2896.
- [Bailey et al., 2007] Bailey, G. E., Tritchkov, A., Park, J.-W., Hong, L., Wiaux, V., Hendrickx, E., Verhaegen, S., Xie, P., and Versluijs, J. (2007). Double pattern eda solutions for 32nm hp and beyond. volume 6521, page 65211K. SPIE.
- [Bandelier et al., 2010] Bandelier, P., Charley, A.-L., and Lagrange, A. (2010). *Technologies de base pour la lithographie*, volume chapitre 1. Hermès Paris.
- [Besacier et al., 2010] Besacier, M., Constancias, C., and Robic, J. (2010). *Technologies de base pour la lithographie*, volume chapitre 2. Hermès Paris.
- [Bethe, 1930] Bethe, H. (1930). Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie. *Annalen der Physik*, 397 :325–400.
- [Birkhoff, 1958] Birkhoff, R. D. (1958). *Handbuck der Physik*. Springer.
- [Bloch, 1933] Bloch, F. (1933). Zur Bremsung rasch bewegter Teilchen beim Durchgang durch Materie. *Annalen der Physik*, 408(3) :285–320.
- [Brewer, 1980] Brewer, G. R. (1980). *Electron beam technology in microelectronic fabrication* . Academic Press.
- [Calvert, 2010] Calvert, J. (Mis en ligne le 22 juin 2003, consulté le 21 octobre 2010). Charged-Particle Energy Loss in Matter. <http://mysite.du.edu/~jcalvert/phys/stopping.htm>.
- [Carter et al., 2003] Carter, J., Fleming, R., Savas, T., Walsh, M., and T.B., O. (2003). Interference Lithography. *MTL Annual Report*, pages 186–188.

- [Chang, 1975] Chang, T. (1975). Proximity effect in electron-beam lithography. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 12 :1271.
- [Chen and Ahmed, 1993] Chen, W. and Ahmed, H. (1993). Fabrication of 5–7 nm wide etched lines in silicon using 100 keV electron-beam lithography and polymethylmethacrylate resist. *Applied Physics Letters*, 62 :1499.
- [Choi et al., 1988] Choi, J., Moore, J., Corelli, J., Silverman, J., and Bakhru, H. (1988). Degradation of poly (methylmethacrylate) by deep ultraviolet, x-ray, electron beam, and proton beam irradiations. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 6 :2286.
- [Chou et al., 1996] Chou, S. Y., Krauss, P. R., and Renstrom, P. J. (1996). Imprint Lithography with 25-Nanometer Resolution. *Science*, 272(5258) :85–87.
- [Constancias et al., 2010] Constancias, C., Manakli, S., Martin, L., Pain, L., and Rio, D. (2010). *Technologies de base pour la lithographie*, volume chapitre 3. Hermès Paris.
- [Cummings and Kiersh, 1989] Cummings, K. D. and Kiersh, M. (1989). Charging effects from electron beam lithography. volume 7, pages 1536–1539. AVS.
- [de Araújo et al., 2009] de Araújo, M. A., Silva, R., de Lima, E., Pereira, D. P., and de Oliveira, P. C. (2009). Measurement of gaussian laser beam radius using the knife-edge technique : improvement on data analysis. *Appl. Opt.*, 48(2) :393–396.
- [Defranoux et al., 2003] Defranoux, C., Piel, J.-P., Bernoux, F., Boher, P., Stehlé, J.-L., Lecat, J.-H., and Castellon, B. (2003). Ellipsométrie - Théorie. *Techniques de l'Ingénieur*.
- [Drouin et al., 2007] Drouin, D., Couture, A. R., Joly, D., Tastet, X., Aimez, V., and Gauvin, R. (2007). CASINO V2.42 - A fast and easy-to-use modeling tool for scanning electron microscopy and microanalysis users. *SCANNING*, 29(3) :92–101.
- [Drouin et al., 1997] Drouin, D., Hovington, P., and Gauvin, R. (1997). CASINO : A new Monte Carlo code in C language for electron beam interactions .2. Tabulated values of the Mott cross section. *SCANNING*, 19(1) :20–28.
- [Eder-Kapl et al., 2006] Eder-Kapl, S., Haugeneder, E., Langfischer, H., Reimer, K., Eichholz, J., Witt, M., Doering, H.-J., Heinitz, J., and Brandstaetter, C. (2006). Projection mask-less lithography (pml2) : First results from the multi beam blanking demonstrator. *Microelectronic Engineering*, 83(4-9) :968 – 971. Micro- and Nano-Engineering MNE 2005.
- [Everhart, 1960] Everhart, T. (1960). Simple theory concerning the reflection of electrons from solids. *Journal of Applied Physics*, 31(8) :1483–1490.
- [Fedynyshyn et al., 2008] Fedynyshyn, T. H., Astolfi, D. K., Goodman, R. B., Cann, S., and Roberts, J. (2008). Contributions of resist polymers to innate material roughness. volume 26, pages 2281–2289. AVS.
- [Gaertner et al., 1997] Gaertner, G., Geittner, P., Lydtin, H., and Ritz, A. (1997). Emission properties of top-layer scandate cathodes prepared by LAD. *Applied Surface Science*, 111 :11–17.
- [Gardette, 1998] Gardette, J.-L. (1998). Caractérisation des polymères par spectrométrie optique. *Techniques de l'Ingénieur*.
- [Gierak, 2010] Gierak, J. (2010). *Technologies de base pour la lithographie*, volume chapitre 4. Hermès Paris.
- [Ginger et al., 2004] Ginger, D., Zhang, H., and Mirkin, C. (2004). The evolution of dip-pen nanolithography. *Chemie International Edition*, 43(1) :30–45.

-
- [Golovkina et al., 2004] Golovkina, V. N., Nealey, P. F., Cerrina, F., Taylor, J. W., Solak, H. H., David, C., and Gobrecht, J. (2004). Exploring the ultimate resolution of positive-tone chemically amplified resists : 26 nm dense lines using extreme ultraviolet interference lithography. *Journal of Vacuum Science and Technology B*, 22(1) :99–103.
- [Greeneich and Van Duzer, 1973] Greeneich, J. and Van Duzer, T. (1973). Model for Exposure of Electron-Sensitive Resists. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 10 :1056.
- [Grigorescu and Hagen, 2009] Grigorescu, A. and Hagen, C. (2009). Resists for sub-20-nm electron beam lithography with a focus on HSQ : state of the art. *Nanotechnology*, 20 :292001.
- [Groves, 1996] Groves, T. (1996). Theory of beam-induced substrate heating. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 14 :3839.
- [Harriott, 1997] Harriott, L. R. (1997). Scattering with angular limitation projection electron beam lithography for suboptical lithography. volume 15, pages 2130–2135. AVS.
- [Hatzakis, 1969] Hatzakis, M. (1969). Electron resists for microcircuit and mask production. *Journal of The Electrochemical Society*, 116 :1033.
- [Hawryluk et al., 1974] Hawryluk, R., Hawryluk, A., and Smith, H. (1974). Energy dissipation in a thin polymer film by electron beam scattering. *Journal of Applied Physics*, 45 :2551.
- [Heisenberg, 1927] Heisenberg, W. (1927).
"Uber den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik. *Zeitschrift fur Physik A Hadrons and Nuclei*, 43(3) :172–198.
- [Henschel et al., 2003] Henschel, W., Georgiev, Y., and Kurz, H. (2003). Study of a high contrast process for hydrogen silsesquioxane as a negative tone electron beam resist. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 21 :2018.
- [Herzog et al., 1972] Herzog, R., Greeneich, J., Everhart, T., and Van Duzer, T. (1972). Computer-controlled resist exposure in the scanning electron microscope. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 19(5) :635–641.
- [Hinsberg et al., 2001] Hinsberg, W., Houle, F., Sanchez, M., and Wallraff, G. (2001). Chemical and physical aspects of the post-exposure baking process used for positive-tone chemically amplified resists. *Ibm Journal of Research and Development*, 45(5) :667–682.
- [Hovington et al., 1997a] Hovington, P., Drouin, D., and Gauvin, R. (1997a). CASINO : A new Monte Carlo code in C language for electron beam interaction .1. Description of the program. *SCANNING*, 19(1) :1–14.
- [Hovington et al., 1997b] Hovington, P., Drouin, D., Gauvin, R., Joy, D., and Evans, N. (1997b). CASINO : A new Monte Carlo code in C language for electron beam interactions .3. Stopping power at low energies. *SCANNING*, 19(1) :29–35.
- [Icard et al., 2009] Icard, B., Rio, D., Veltman, P., Kampherbeek, B., Constancais, C., and Pain, L. (2009). Development of Resist Process for 5 kV Multi-Beam technology. In *Proceedings of SPIE*, volume 7271, page 7271OR.
- [Jackel et al., 1984] Jackel, L. D., Howard, R. E., Mankiewich, P. M., Craighead, H. G., and Epworth, R. W. (1984). Beam energy effects in electron beam lithography : The range and intensity of backscattered exposure. *Applied Physics Letters*, 45(6) :698–700.
- [Jouve et al., 2010] Jouve, A., May, M., Servin, S., and Simon, J. (2010). *Technologies de base pour la lithographie*, volume chapitre 5. Hermès Paris.
- [Kampherbeek et al., 2000] Kampherbeek, B., Wieland, M., van Zuuk, A., and Kruit, P. (2000). An experimental setup to test the mapper electron lithography concept. *Microelectronic Engineering*, 53(1-4) :279 – 282.

- [Kim et al., 2004] Kim, S., Wada, H., and Woo, J. (2004). Tcad-based statistical analysis and modeling of gate line-edge roughness effect on nanoscale mos transistor performance and scaling. *IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing*, volume = 17, number = 2, pages = 192-200, doi = 10.1109/TSM.2004.826935.
- [Klein et al., 2010] Klein, C., Klikovits, J., Szikszai, L., Platzgummer, E., and Loeschner, H. (2010). 50 keV electron-beam projection maskless lithography (PML2) : results obtained with 2,500 programmable 12.5-nm sized beams. In *Proceedings of SPIE*, volume 7637, page 76370B.
- [Klein et al., 2008] Klein, C., Platzgummer, E., Loeschner, H., Gross, G., Dolezel, P., Tmej, M., Kolarik, V., Klingler, W., Letzkus, F., Butschke, J., et al. (2008). Projection maskless lithography (PML2) : proof-of-concept setup and first experimental results. In *Proceedings of SPIE*, volume 6921, page 69211O.
- [Kondek and Poli, 1994] Kondek, C. and Poli, L. (1994). Submicron e-beam lithography process using an overcoating conducting polymer for the reduction of beam charging effects on lithium niobate and quartz. In *Proceedings of SPIE*, volume 2194, page 366.
- [Kratschmer and Groves, 1990] Kratschmer, E. and Groves, T. (1990). Resist heating effects in 25 and 50 kV e-beam lithography on glass masks. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 8 :1898.
- [Kruit and Steenbrink, 2005] Kruit, P. and Steenbrink, S. (2005). Local critical dimension variation from shot-noise related line edge roughness. *Journal of Vacuum Science Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 23(6) :3033–3036. 49th International Conference on Electron, Ion, and Photon Beam Technology and Nanofabrication, Orlando, FL, MAY 31-JUN 03, 2005.
- [Kruit et al., 2004] Kruit, P., Steenbrink, S., Jager, R., and Wieland, M. (2004). Optimum dose for shot noise limited cd uniformity in electron-beam lithography. volume 22, pages 2948–2955. AVS.
- [Kubena et al., 1991] Kubena, R. L., Ward, J. W., Stratton, F. P., Joyce, R. J., and Atkinson, G. M. (1991). A low magnification focused ion beam system with 8 nm spot size. *Journal of Vacuum Science Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 9(6) :3079 –3083.
- [Kuiper et al., 2009] Kuiper, V., Kampherbeek, B. J., Wieland, M. J., de Boer, G., ten Berge, G. F., Boers, J., Jager, R., van de Peut, T., Peijster, J. J. M., Slot, E., Steenbrink, S. W. H. K., Teepen, T. F., and van Veen, A. H. V. (2009). Mapper : high throughput maskless lithography. volume 7470, page 74700Q. SPIE.
- [Kurihara et al., 1992] Kurihara, M., Arai, M., Fujita, H., Moro-Oka, H., Takahashi, Y., and Sano, H. (1992). Primary processes in e-beam and laser lithographies for phase-shift mask manufacturing II. In *Proceedings of SPIE*, volume 50.
- [Landis, 2010] Landis, S. (2010). *Technologies de base pour la lithographie*. Hermès Paris.
- [Lee et al., 2000] Lee, Y., Lee, W., and Chun, K. (2000). Calculation of surface potential and beam deflection due to charging effects in electron beam lithography. volume 18, pages 3095–3098. AVS.
- [Leica©, 2005] Leica©(2005). *Leica Vectorbeam Series - Vectorbeam Operator Manual V4.21*. Leica.
- [Leunissen et al., 2005] Leunissen, L., Ercken, M., and Patsis, G. (2005). Determining the impact of statistical fluctuations on resist line edge roughness. *Microelectronic Engineering*, 78-79 :2 – 10. Proceedings of the 30th International Conference on Micro- and Nano-Engineering.

-
- [Liang et al., 2002] Liang, L., Liu, J., Windisch, J. C. F., Exarhos, G. J., and Lin, Y. (2002). Direct Assembly of Large Arrays of Oriented Conducting Polymer Nanowires. *Angewandte Chemie International Edition*, 41 :3665–3668.
- [Liu et al., 1998] Liu, P., Chang, T., Sze, S., Pan, F., Mei, Y., Wu, W., Tsai, M., Dai, B., Chang, C., Shih, F., and Huang, H. (1998). The effects of plasma treatment for low dielectric constant hydrogen silsesquioxane (HSQ). *Thin Solid Films*, 332(1-2) :345–350. 25th International Conference on Metallurgical Coatings and Thin Films, San Diego, California, APR 25-MAY 01, 1998.
- [Maile et al., 2000] Maile, B., Henschel, W., Kurz, H., Rienks, B., Polman, R., and Kaars, P. (2000). Sub-10 nm linewidth and overlay performance achieved with a fine-tuned EBPG-5000 TFE electron beam lithography system. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 39(12B) :6836–6842.
- [Marrian et al., 1994] Marrian, C. R. K., Perkins, F. K., Brandow, S. L., Koloski, T. S., Dobisz, E. A., and Calvert, J. M. (1994). Low voltage electron beam lithography in self-assembled ultrathin films with the scanning tunneling microscope. *Applied Physics Letters*, 64(3) :390–392.
- [Martin et al., 2009] Martin, L., Manakli, S., Icard, B., Pradelles, J., Orobtcchouk, R., Poncet, A., and Pain, L. (2009). New writing strategy in electron beam direct write lithography to improve critical dense lines patterning for sub-45nm nodes. *GMM-Fachbericht-EMLC 2009*.
- [Matherat, 2010] Matherat, P. (Mis en ligne le 25 juin 2007, consulté le 5 octobre 2010). Une histoire de la microélectronique. <http://cel.archives-ouvertes.fr/docs/00/15/71/99/PDF/hist-microel.pdf>.
- [Meteopolis and Ulam, 1949] Meteopolis, N. and Ulam, S. (1949). The monte carlo method. *Journal of the American Statistical Association*, 44(247) :335–341.
- [MJ Berger, 1964] MJ Berger, S. S. (1964). Tables of energy losses and ranges of electrons and positrons. *National Academy of Sciences*, 1133 :205.
- [Møller and Plesset, 1934] Møller, C. and Plesset, M. (1934). Note on an approximation treatment for many-electron systems. *Physical Review*, 46(7) :618–622.
- [MOTT, 1933] MOTT, N. (1933). ANNALES DE L’IHP.
- [Namatsu et al., 1998a] Namatsu, H., Takahashi, Y., Yamazaki, K., Yamaguchi, T., Nagase, M., and Kurihara, K. (1998a). Three-dimensional siloxane resist for the formation of nanopatterns with minimum linewidth fluctuations. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 16 :69.
- [Namatsu et al., 1998b] Namatsu, H., Yamaguchi, T., Nagase, M., Yamazaki, K., and Kurihara, K. (1998b). Nano-patterning of a hydrogen silsesquioxane resist with reduced linewidth fluctuations. *Microelectronic Engineering*, 41-42 :331 – 334. International Conference on Micro- and Nanofabrication.
- [Neureuther et al., 2006] Neureuther, A. R., Pease, R. F. W., Yuan, L., Parizi, K. B., Esfandyarpour, H., Poppe, W. J., Liddle, J. A., and Anderson, E. H. (2006). Shot noise models for sequential processes and the role of lateral mixing. *Journal of Vacuum Science Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 24(4) :1902–1908. 49th International Conference on Electron, Ion, and Photon Beam Technology and Nanofabrication, Orlando, FL, MAY 31-JUN 03, 2005.
- [Ocola et al., 2000] Ocola, L. E., Orphanos, P. A., Li, W.-Y., Waskiewicz, W., Novembre, A. E., and Sato, M. (2000). Roughness study of a positive tone high performance scalpel resist. volume 18, pages 3435–3440. AVS.

- [Olkhovets and Craighead, 1999] Olkhovets, A. and Craighead, H. G. (1999). Low voltage electron beam lithography in pmma. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 17(4) :1366–1370.
- [Olzierski and Raptis, 2004] Olzierski, A. and Raptis, I. (2004). Development and molecular-weight issues on the lithographic performance of poly (methyl methacrylate). *Microelectronic Engineering*, 73 :244–251.
- [Owen, 1990] Owen, G. (1990). Methods for proximity effect correction in electron lithography. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 8(6) :1889–1892.
- [Owen and Rissman, 1983] Owen, G. and Rissman, P. (1983). Proximity effect correction for electron beam lithography by equalization of background dose. *Journal of Applied Physics*, 54 :3573.
- [Ozdemir et al., 1973] Ozdemir, F., Perkins, W., Yim, R., and Wolf, E. (1973). Precision electron beam microfabrication. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 10 :1008–1011.
- [Padmanaban et al., 2005] Padmanaban, M., Rentkiewicz, D., Lee, S., Hong, C., Lee, D., Rahman, D., Sakamuri, R., and Dammel, R. R. (2005). Effect of hard bake process on ler. volume 5753, pages 862–869. SPIE.
- [Pain et al., 2008] Pain, L., Icard, B., Tedesco, S., Kampherbeek, B., Gross, G., Klein, C., Loeschner, H., Platzgummer, E., Morgan, R., Manakli, S., et al. (2008). MAGIC : a European program to push the insertion of maskless lithography. In *Proceedings of SPIE*, volume 6921, page 69211S.
- [Paqueton and Ruste, 2006] Paqueton, H. and Ruste, J. (2006). Microscopie électronique à balayage - Images, applications et développements. *Techniques de l'Ingénieur*.
- [Paqueton and Ruste, 2010] Paqueton, H. and Ruste, J. (2010). Microscopie électronique à balayage - Principe et équipement. *Techniques de l'Ingénieur*.
- [Parikh, 1978] Parikh, M. (1978). Self-consistent proximity effect correction technique for resist exposure (SPECTRE). *Journal of Vacuum Science and Technology*, 15 :931.
- [Parikh, 1979] Parikh, M. (1979). Corrections to proximity effects in electron beam lithography. II. Implementation. *Journal of Applied Physics*, 50 :4378.
- [Parikh, 1980] Parikh, M. (1980). Proximity effects in electron lithography : magnitude and correction techniques. *IBM Journal of Research and Development*, 24(4) :438–451.
- [Peterson et al., 1992] Peterson, P. A., Radzimski, Z. J., Schwalm, S. A., and Russell, P. E. (1992). Low-voltage electron beam lithography. volume 10, pages 3088–3093. AVS.
- [Piner et al., 1999] Piner, R. D., Zhu, J., Xu, F., Hong, S., and Mirkin, C. A. (1999). "Dip-Pen" Nanolithography. *Science*, 283(5402) :661–663.
- [R. D. Heidenreich and Smith, 1973] R. D. Heidenreich, L. F. Thompson, E. D. F. and Smith, C. M. M. (1973). Fundamental aspects of electron beam lithography. i. depth dose response of polymeric electron beam resists. *J. Appl. Phys.*, 44 :4039 – 4048.
- [Rai-Choudhury, 1997] Rai-Choudhury, P. (1997). *Handbook of microlithography, micromachining, and microfabrication*. Iet.
- [Rau et al., 1998] Rau, N., Stratton, F., Fields, C., Ogawa, T., and A., N. (1998). Shot-noise and edge roughness effects in resists patterned at 10 nm exposure. *Journal of Vacuum Science Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 16(6) :3784 –3788.

-
- [Reichmanis and Thompson, 1989] Reichmanis, E. and Thompson, L. F. (1989). Polymer Materials for Microlithography. *Chemical Reviews*, 89 :1280–1283.
- [Rio et al., 2010a] Rio, D., Constancias, C., Martin, M., Icard, B., van Nieuwstadt, J., Vijverberg, J., and Pain, L. (2010a). 5 kV multi electron beam lithography : MAPPER tool and resist process characterization. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, to be published.
- [Rio et al., 2009a] Rio, D., Constancias, C., Saied, M., Icard, B., and Pain, L. (2009a). Study on line edge roughness for electron beam acceleration voltages from 50 to 5 kV. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 27 :2512.
- [Rio et al., 2010b] Rio, D., Constancias, C., van Nieuwstadt, J., Vijverberg, J., Derrough, S., Icard, B., and Pain, L. (2010b). Low voltage resist processes developed for MAPPER tool first exposures. In *Proceedings of SPIE*, volume 7545, page 7545OR.
- [Rio et al., 2009b] Rio, D., Siegert, L., Derrough, S., Constancias, C., Icard, B., Meynen, H., and Pain, L. (2009b). Influence of process parameters on hydrogen silsesquioxane chemistry at low voltage electron beam exposures. *Microelectronic Engineering*.
- [Rishton and Kern, 1987] Rishton, S. and Kern, D. (1987). Point exposure distribution measurements for proximity correction in electron beam lithography on a sub-100 nm scale. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 5 :135.
- [Rutherford, 1911] Rutherford, E. (1911). LXXIX. The scattering of α and β particles by matter and the structure of the atom. *Philosophical Magazine Series 6*, 21(125) :669–688.
- [Schmid et al., 2004] Schmid, G., Carpenter, L., and Liddle, J. (2004). Nonaqueous development of silsesquioxane electron beam resist. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 22 :3497.
- [Schubert and Dunkel, 2003] Schubert, D. and Dunkel, T. (2003). Spin coating from a molecular point of view : its concentration regimes, influence of molar mass and distribution. *Materials Research Innovations*, 7(5) :314–321.
- [Sewell, 1978] Sewell, H. (1978). Control of pattern dimensions in electron lithography . *Journal of Vacuum Science and Technology*, 15 :927.
- [Shiono et al., 2009] Shiono, D., Hada, H., Sato, K., Fukushima, Y., Watanabe, T., and Kinoshita, H. (2009). Lithographic evaluation of chemically amplified molecular resist for below 22nm resolution. *Journal of Photopolymer Science and Technology*, 22(6) :737–741.
- [Slodowski et al., 2009] Slodowski, M., Doering, H., Elster, T., and Stolberg, I. (2009). Coulomb blur advantage of a multi-shaped beam lithography approach. In *Proceedings of SPIE*, volume 7271, page 72710Q.
- [Slot et al., 2008] Slot, E., Wieland, M. J., de Boer, G., Kruit, P., ten Berge, G. F., Houkes, A. M. C., Jager, R., van de Peut, T., Peijster, J. J. M., Steenbrink, S. W. H. K., Teepen, T. F., van Veen, A. H. V., and Kampherbeek, B. J. (2008). Mapper : high throughput maskless lithography. volume 6921, page 69211P. SPIE.
- [Smith, 1973] Smith (1973). Photosolubilizable compositions and elements. US Patent 3,779,778.
- [Smith, 1986] Smith, H. I. (1986). A statistical analysis of ultraviolet, x-ray, and charged-particle lithographies. *Journal of Vacuum Science and Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 4(1) :148–153.
- [Sogard, 1980] Sogard, M. (1980). Backscattered electron energy spectra for thin films from an extension of the Everhart theory. *Journal of Applied Physics*, 51 :4412.

- [Speth et al., 1975] Speth, A., Wilson, A., Kern, A., and Chang, T. (1975). Electron-beam lithography using vector-scan techniques. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 12 :1235.
- [Steenbrink et al., 2008] Steenbrink, S. W. H. K., Kampherbeek, B. J., Wieland, M. J., Chen, J. H., Chang, S. M., Pas, M., Kretz, J., Hohle, C., van Steenwinckel, D., Manakli, S., LeDenmat, J., and Pain, L. (2008). High throughput maskless lithography : low voltage versus high voltage. volume 6921, page 69211T. SPIE.
- [Steffen et al., 1996] Steffen, R., Koch, T., Oshinowo, J., Faller, F., and Forchel, A. (1996). Photoluminescence study of deep etched ingaas/gaas quantum wires and dots defined by low-voltage electron beam lithography. *Applied Physics Letters*, 68(2) :223–225.
- [Stevens et al., 1986] Stevens, L., Jonckheere, R., Froyen, E., Decoutere, S., and Lanneer, D. (1986). Determination of the proximity parameters in electron beam lithography using doughnut-structures. *Microelectronic Engineering*, 5(1-4) :141–150.
- [Stolberg et al., 2007] Stolberg, I., Pain, L., Kretz, J., Boettcher, M., Doering, H., Gramss, J., and Hahmann, P. (2007). Electron Beam Direct Write–Shaped Beam Overcomes Resolution Concerns. *EMLC 2007*.
- [Sutherland et al., 1976] Sutherland, I. E., Mead, C. A., and Everhart, T. E. (1976). Basic limitations in microcircuit fabrication technology. *Rand Rep.*, R-1956-ARPA.
- [Teepen et al., 2005] Teepen, T., van Veen, A., Steenbrink, S., van Zuuk, A., Heerkens, C., Wieland, M., van Druten, N., and Kruit, P. (2005). Fabrication and characterization of p-type silicon field-emitter arrays for lithography. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 23 :359.
- [Thoms et al., 1998] Thoms, S., Macintyre, D., and McCarthy, M. (1998). Sub-35 nm metal gratings fabricated using PMMA with high contrast developers. *Microelectronic Engineering*, 41 :207–210.
- [Tortai, 2004] Tortai, J. H. (2004). Modeling of ultra thin resist film structure after spin-coating and post-application bake. *Microelectronic Engineering*, 73-74 :223 – 227. Micro and Nano Engineering 2003.
- [Tsoulfanidis, 1995] Tsoulfanidis, N. (1995). *Measurement and detection of radiation*. Hemisphere Pub.
- [van den Brom et al., 2007] van den Brom, A., van Veen, A., Weeda, W., Berglund, G., Wieland, M., and Kruit, P. (2007). Cathode ray tube type electron gun as a source for multibeam electron lithography. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 25 :2245.
- [Verma, 1977] Verma, R. (1977). The backscattering of low-energy electrons from carbon. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 10 :1167.
- [Vieu et al., 2000] Vieu, C., Carcenac, F., Pepin, A., Chen, Y., Mejias, M., Lebib, A., Manin-Ferlazzo, L., Couraud, L., and Launois, H. (2000). Electron beam lithography : resolution limits and applications. *Applied Surface Science*, 164(1-4) :111–117.
- [Weidenmueller et al., 2010] Weidenmueller, U., Doering, H., Jaritz, R., Melzer, D., and Stoeckel, A. (2010). Multi-shaped beam data preparation. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7545, page 5.
- [Wieland et al., 2009] Wieland, M. J., de Boer ; G. F. ten Berge, G., Jager, R., van de Peut, T., Peijster, J. J. M., Slot, E., Steenbrink, S. W. H. K., Teepen, T. F., van Veen, A. H. V., and Kampherbeek, B. J. (2009). Mapper : high throughput maskless lithography. volume 7271, page 72710O. SPIE.

-
- [Wieland et al., 2010] Wieland, M. J., Derks, H., Gupta, H., van de Peut, T., Postma, F. M., van Veen, A. H. V., and Zhang, Y. (2010). Throughput enhancement technique for mapper maskless lithography. volume 7637, page 76371Z. SPIE.
- [Wikipedia, 2010] Wikipedia (Mis en ligne le 2 octobre 2010, consulté le 6 octobre 2010). Double patterning. http://en.wikipedia.org/wiki/Double_patterning.
- [Wilson, 2010] Wilson, L. (Mis en ligne le 23 juillet 2010, consulté le 6 octobre 2010). International Technology Roadmap for Semiconductor. http://en.wikipedia.org/wiki/International_Technology_Roadmap_for_Semiconductors.
- [Word et al., 2003] Word, M., Adesida, I., and Berger, P. (2003). Nanometer-period gratings in hydrogen silsesquioxane fabricated by electron beam lithography. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 21 :L12.
- [Yamazaki and Namatsu, 2004] Yamazaki, K. and Namatsu, H. (2004). 5-nm-order electron-beam lithography for nanodevice fabrication. *Japanese Journal of Applied Physics*, 43(no. 6 b) :3767–3771.
- [Yang and Berggren, 2007] Yang, J. and Berggren, K. (2007). Using high-contrast salty development of hydrogen silsesquioxane for sub-10-nm half-pitch lithography. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 25 :2025.
- [Yasin et al., 2002] Yasin, S., Hasko, D., and Ahmed, H. (2002). Comparison of MIBK/IPA and water/IPA as PMMA developers for electron beam nanolithography. *Microelectronic Engineering*, 61 :745–753.
- [Youngman and Wittels, 1978] Youngman, C. I. and Wittels, N. D. (1978). In *Proceedings of SPIE : Developements in Microlithography III*, page 54.

Publications

A

Study on line edge roughness for
electron beam acceleration voltages
from 50 to 5 kV

Study on line edge roughness for electron beam acceleration voltages from 50 to 5 kV

D. Rio,^a C. Constancias, M. Saied, B. Icard, and L. Pain
CEA Grenoble-MINATEC, 17 rue des Martyrs, F38054 Grenoble, France

Received 22 July 2009; accepted 29 September 2009; published 1 December 2009

Electrical characteristics of devices depend on the line edge roughness LER. LER contributes to the off-state leakage budget and short-channel effect. Therefore, it has to be controlled during the lithography step since it strongly impacts the final component's roughness. This work aims at the characterization of LER dependence on the beam acceleration voltage. Usually publications consider many lithography parameters that can influence LER. Different resists were exposed to beam acceleration voltage from 5 to 50 kV. Thus, only two parameters that influence LER varied during experiments for a given resist: the exposure dose i.e., shot noise and the spot size. Then, simulations were carried out with those parameter variations. The impact of other LER contributors was considered as constant. Comparison between model and experimental results allows one to link resist sensitivity, exposure time, and LER. © 2009 American Vacuum Society.
DOI: 10.1116/1.3253650

I. INTRODUCTION

Maskless lithography ML2 is becoming a serious candidate to sustain microelectronics industry improvements, driven by smaller and smaller linewidths difficult to resolve with photolithography. Several concepts have been developed to improve the main drawback of ML2, the throughput. Among them, a promising technology is the multiple electron beam lithography.¹ Such a tool is developed by Mapper.² It consists of a massively multibeam tool. Exposing the resist with 13 000 beams should allow a throughput of 10 wafers/h. 13 000 beams writing in parallel would lead to significant wafer distortions if each beam was accelerated at high voltage.³ That is why a low exposure energy of 5 keV was chosen. This strategy also reduces the proximity effects.

The FP7 European project MAGIC aims at designing a multielectron beam machine. Such a solution will provide in 2012, to industrial maskless platforms, high resolution capability, and high throughput. In the frame of this project, a 300 mm platform from Mapper lithography was installed in July 2009 in LETI premises. In order to prepare its arrival, preliminary work was performed on low energy lithography. It aimed at the determination of a stable and robust resist process at 5 keV.

In this article, we focused on line edge roughness LER dependence on resist material and beam acceleration voltage. The roughness control is essential since it strongly influences the electrical characteristics of devices.⁴⁻⁶ Three resists with significantly different sensitivities were used. The acceleration voltage ranged from 5 to 50 kV. Contributors to the measured LER were pointed out. Simulation was used to check the actual influence of those parameters.

II. EXPERIMENTAL CONDITIONS

A. Exposure tool

Exposures presented in this article were performed with a Leica VB6 HR. This Gaussian electron beam lithography machine is provided for exposures with acceleration voltages of 20 and 50 kV. It is currently used at CEA Leti at 50 kV. Our experiments were carried out down to 10 and 5 kV. The electromagnetic lenses of this tool are not designed for those beam acceleration voltages. This leads to significant spot enlargement at voltages lower than 20 kV. To quantify roughly this enlargement, a 12 μm gold hexagonal pattern was scanned with the electron beam.

The analysis of the secondary electrons signal, based on a knife edge technique, gave a numerical value of the spot size. The spot sizes given in this article consist of means from scans on several directions on this pattern. Those measurements were performed prior to each exposure. As an example, collected values for a beam current of 0.1 nA and a final aperture of 400 μm are gathered in Fig. 1. Spot sizes corresponding to all the current-energy combinations used during this study are presented in Table I.

Beam current measurements were performed with a Faraday cup associated with electronics. It allowed accurate current measurements from 50 pA up to 200 nA. Because of the high sensitivity of resists at low energy and of the upper scanning frequency limit 25 MHz, the current used during the experiments was decreased down to 75 pA. Thus, the current remained accurately measurable. We used a 400 μm final aperture. Currents used during the experiments are gathered in Table I.

A beam step size BSS of 10 nm was chosen. This value suits with the spot size at 50 kV and allowed reasonable exposure times. 0.5 μm wide lines were exposed and measured since the maximum spot radius at 5 kV was about 200 nm.

^a Electronic mail: david.rio@cea.fr

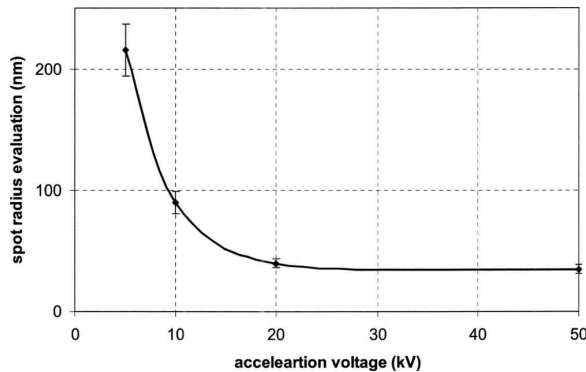


FIG. 1. Spot radius evaluation for 5, 10, 20, and 50 kV with a beam current of 0.1 nA and a final aperture of 400 μ m.

B. Tested resists

Three resists were evaluated. They were spin coated on silicon substrates. This study aims at pointing out the impact of shot noise on roughness. That is why the resists used for our experiments have significantly different sensitivities. One of the resists of this study is inorganic. It is a hydrogen silsesquioxane HSQ based negative resist. The organic ones are a positive polymethyl methacrylate PMMA resist and a negative chemically amplified resist CAR. Table II presents resist process parameters used.

C. LER measurement

A Hitachi HCG4000 critical dimension CD scanning electron microscope SEM was used for CD and LER measurements and imaging. LER values were calculated with the built-in algorithm of the tool, on 32 points for each picture. The square field of view was 0.675 μ m large. We took a special care for measurements on PMMA since this resist is sensitive to shrinkage during SEM measurement. CD SEM focusing was performed at several microns from measurement areas to avoid charging hazard. Electron's accelerating voltage was 300 V. Scanning duration of CD SEM was minimized. Since LER is linked to statistical variations, it was necessary to repeat measurements for each set of experimental parameters. We made ten measurements for each set. They were performed each 3 μ m along the 50 μ m line

TABLE II. Process conditions of the tested resists.

Resist	Resist thickness			
	nm	Prebake	PEB	Development
HSQ	42	90 °C/90 s	No PEB	42 s MF21
PMMA	65	160 °C/90 s	No PEB	120 s 3:1 IPA:MIBK
CAR	50	110 °C/90 s	110 °C/90 s	40 s TMA238WA

height. Their standard deviation was below 20%. The same measurement conditions and parameters were generalized to all measurements to make them comparable.

III. RESULTS

0.5 μ m lines were exposed at several doses for each resist at 5, 10, 20, and 50 kV. Then, the doses-to-size were identified cf. Table III. A decrease in exposure dose was pointed out as beam energy was decreased. At lower energies, primary electrons have more interactions with the resist material. According to Bethe rate-of-energy loss differential equation,⁷ exposure dose should be roughly proportional to beam acceleration voltage. In our experiments, the spot size also increased as the voltage was lowered. This led to spots that are more blurred. Thus, the amount of primary electrons that were deposited beside the 0.5 μ m lines increased significantly at lower voltage. For this reason, the variation in exposure dose can also be explained by the enlargement of the spot.

CD SEM top view pictures of 0.5 μ m lines at the dose-to-size are presented in Fig. 2, with the associated exposure doses and measured 3 σ LER. The points of curves presented in Fig. 3 correspond to a mean of ten LER measurements. As expected, for each resist, LER increased significantly as the exposure dose was lowered. At each voltage, LER was lower for less sensitive resists. Considering an exposure dose value, the studied CAR had a smaller LER than HSQ and PMMA.

TABLE I. Measured values of current I and spot radius R for each resist at each voltage. The maximum beam current variation recorded was 10%. It was most of the time less than 5%. The current was usually tuned to decrease exposure time.

Resist	Voltage															
	5 kV		10 kV		20 kV		50 kV									
	I nA	R nm	I nA	R nm	I nA	R nm	I nA	R nm								
HSQ	0.075	0.001	120	12	0.56	0.02	90	9	1.21	0.01	70	7	0.238	0.001	35	4
PMMA	0.106	0.001	215	22	0.367	0.005	90	9	0.392	0.001	45	5	0.239	0.001	35	4
CAR	0.086	0.001	160	16	0.10	0.01	90	9	0.393	0.003	45	5	0.238	0.001	35	4

TABLE III. Variation in exposure doses with resist and acceleration voltage. This variation is due to both primary electrons energy and spot size.

	Voltage							
	5 kV		10 kV		20 kV		50 kV	
HSQ	30	C/cm ²	50	C/cm ²	75	C/cm ²	260	C/cm ²
PMMA	10	C/cm ²	30	C/cm ²	40	C/cm ²	70	C/cm ²
CAR	2.5	C/cm ²	8	C/cm ²	20	C/cm ²	25	C/cm ²

IV. DISCUSSION

A. Contributors to LER

Experiments showed a significant increase in LER as the acceleration voltage was decreased. Actually several parameters are identified as roughness contributors.^{8,9} To begin with, we will screen those parameters and identify those that could explain LER variations observed during this study.

1. Resist chemistry

Each resist material has its own innate roughness.¹⁰ It is linked to its chemistry. The mean molecular size, for example, determines the ultimate roughness of the resist. In our experiments, from 50 down to 5 kV, LER continuously decreased cf. Fig. 3. For a resist material, only the lower LER value could correspond to the innate roughness. Since resist

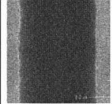
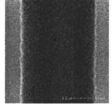
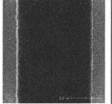
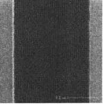
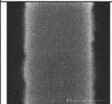
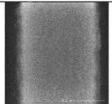
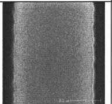
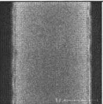
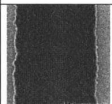
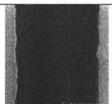
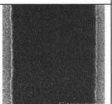
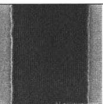
resists	5kV	10kV	20kV	50kV
HSQ	 D=30μC/cm ² LER=9.6nm	 D=50μC/cm ² LER=5.8nm	 D=75μC/cm ² LER=2.1nm	 D=260μC/cm ² LER=2.3nm
PMMA	 D=10μC/cm ² LER=10.9nm	 D=30μC/cm ² LER=7.0nm	 D=40μC/cm ² LER=4.9nm	 D=70μC/cm ² LER=5.1nm
CAR	 D=2.5μC/cm ² LER=14.3nm	 D=8μC/cm ² LER=11.1nm	 D=20μC/cm ² LER=5.3nm	 D=25μC/cm ² LER=3.5nm

FIG. 2. CD SEM top view pictures of 0.5 μm lines. They were obtained with a Hitachi HCG4000. The increase in LER was obvious for each resist as the acceleration voltage was lowered. If we consider one acceleration voltage, it is also to be noticed that the roughness increased as the resist sensitivity was lower. Related exposure doses *D* and 3 LER were quoted under each picture. In fact, those numerical values correspond to ten different picture analyses.

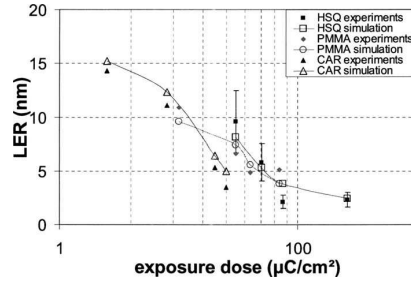


FIG. 3. Variation in LER with exposure dose for each resist. Experimental points at 50, 20, 10, and 5 kV are presented. The higher energy corresponds to the lower dose for each resist. LER increased as exposure dose was lowered. A comparison of those three curves shows that LER was higher for more sensitive resists.

chemistry does not depend on the beam acceleration voltage, it does not explain the observed LER variation.

2. Process conditions

Process parameters such as postapplication bake PAB and postexposure bake PEB temperature and duration, developer composition and concentration, development temperature, and duration have an impact on LER. They can rearrange chemical bonds and change species' organization. The mean molecular weight of the remaining resist depends on the development conditions. Those parameters were kept constant for each resist during the experiments presented in this article. They have nothing to do with the measured LER evolution.

3. Acid diffusion for CAR

In CAR, acid is generated by primary electrons, diffuses at a distance of 10–50 nm⁸ and then modifies locally resist chemistry. Acid diffusion tends to smooth LER.⁹ We used a negative CAR in this study. At the dose-to-size, the amount of cross linkage should be the same, whatever the acceleration voltage is. The quantity of acid liberated during exposure remains the same. Acid diffusion length was also constant since PAB temperature and duration were not modified. Thus, acid diffusion contribution to LER did not change from 5 to 50 kV.

4. Secondary electrons

As well as acid, secondary electrons that have an energy lower than 100 eV diffuse into the resist material. Most of them have a scattering range of 5 nm.⁹ Their scattering smoothes LER.⁹ We consider that secondary electrons influence on LER remained the same from 5 to 50 kV.

5. Beam blur

Coulomb interactions are stronger at low voltage. Equation 1 shows how they tend to enlarge the beam. A cylindrical beam with a constant charge density is considered. The beam divergence half angle is calculated over a distance *L* from the movement equation,

$$z=L = \frac{I}{2} \frac{L}{r} \frac{V+U_0}{c} \frac{V+U_0}{V+2VU_0} \frac{1}{3/2}. \quad 1$$

Here, I is the beam current, L corresponds to the distance between the substrate and the last lens, r is the initial beam radius, V is the beam acceleration voltage, and U_0 is the electron's rest energy. Equation 2 gives the beam radius variation,

$$\frac{r}{r} = \frac{L}{2r}. \quad 2$$

During the experiments presented in this article, spot size enlargement due to space charge was lower than 6%. This effect is usually stronger at low voltage. However, since we had already a large spot size due to lenses not adapted, space charge enlargement was negligible. Spot size enlargement was mainly due to ineffective lenses at low voltage.

Beam blurring at low voltage leads to a less accurate deposition of primary electrons into the resist film. Thus, energy deposition was noisier. At 50 kV, we measured a 35 nm spot radius, while at 5 kV, it was 200 nm. That should have significantly increased LER.

6. Shot noise

Shot noise contribution to LER was studied in many publications.¹¹⁻¹³ This is usually considered as a Poisson distribution of beam electrons. A simple analysis states that if you need to deposit N electrons on an elementary area, you cannot control this number N more precisely than \sqrt{N} . Thus, the signal to noise ratio is $N/\sqrt{N} = \sqrt{N}$. The larger the N is, the higher the signal to noise ratio is. Exposure dose is proportional to N . So the higher the exposure dose is, the better the signal to noise ratio is. However, as the beam acceleration voltage is lowered, N decreases. This leads to less accuracy in energy deposition. That is why shot noise can explain LER variations observed as voltage was lowered.

7. Contributors to LER variations in this study

LER corresponds to linewidth standard deviation. The total standard deviation and its particular contributions are linked by

$$\sigma_{\text{total}}^2 = \sigma_{\text{RC}}^2 + \sigma_{\text{P}}^2 + \sigma_{\text{AD}}^2 + \sigma_{\text{SE}}^2 + \sigma_{\text{BB}}^2 + \sigma_{\text{SN}}^2, \quad 3$$

where σ_{RC} , σ_{P} , σ_{AD} , σ_{SE} , σ_{BB} , and σ_{SN} are the linewidth standard deviation due to resist chemistry, process, acid diffusion, secondary electrons, beam blur, and shot noise, respectively.

In this study, for each resist, two LER contributors varied from an experiment to another; the spot size and the shot noise. We will focus on those parameters in Sec. IV B.

B. Simulation of shot noise and spot size influence on LER

The aim of this study is to determine, at low energy, which is the part of shot noise on LER. Many roughness simulations have already been reported in publications.^{9,13,14}

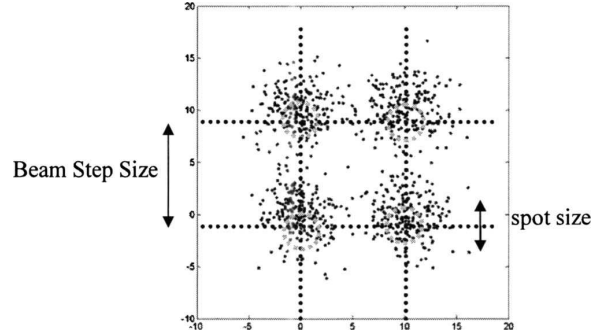


FIG. 4. Example of shot noise simulation on a 10 nm^2 . Simulation parameters are a BSS of 10 nm, 200 electrons per shot, and a beam radius of 2 nm. The number of electron and its spatial repartition for each shot follow the normal law.

They are usually based on complicated models and consider many parameters that are identified as influent on roughness.

In this work, simulations were performed with MATLAB[®]. All the simulations presented in this article are directly related to our experimental conditions. We assume that spot size enlargement and exposure dose modification according to acceleration voltage explain by themselves the observed variations in LER for the studied resists. We only simulated shot noise and spot size. Other parameters linked to resists or process are considered constant.

The program simulated a discrete exposure of a $0.5 \times 1 \text{ m}^2$ rectangle. A BSS of 10 nm was used, as during experiments. The spot size was considered. The dose, expressed as a number of electrons per shot, was also taken into account.

For each shot, the number of electrons was randomized according to Poisson statistics. When N_0 is the number of electrons needed for the exposure dose, the actual number of electrons deposited is $N_0 + \text{rand}(0,1) - 0.5 \sqrt{N_0}$. If $\text{rand}(0,1)$ is a function that gives a random number between 0 and 1, then the simulated number of electrons per shot N is

$$N = N_0 + 2 \text{rand}(0,1) - 0.5 \sqrt{N_0}. \quad 4$$

The position of electrons for each shot followed a normal distribution, which is a good approximation for a Poisson distribution for $N \gg 20$. Its radius R is associated with the spot size. Figure 4 gives an example of simulation from MATLAB[®] for a 10 nm^2 . It shows four normal distributions of 200 electrons with a beam radius of 2 nm.

The obtained pictures presented electron densities per surface unit. Depending on the resist process, a primary electron deposits energy on a more or less large area. In order to simulate this, a pixel blur was applied to this picture. Since resist processes varied from a resist material to another, it was necessary to calibrate this blurring for each resist. The pixel blurring width was fixed for each resist. It took into account all the constant parameters discussed previously. The calibration value was chosen so that experimental LER and LER from simulation were close at 5 kV. Blurred images

TABLE IV. Simulation parameters. They correspond to experimental values of acceleration voltage V , spot radius R , and the number of electrons per shot N . N is calculated from the exposure dose for a 10 nm^2 area.

Resist	V kV	R nm	N
HSQ	5	120	188
	10	90	313
	20	70	469
	50	35	1625
PMMA	5	215	63
	10	90	188
	20	45	250
	50	35	438
CAR	5	160	16
	10	90	50
	20	45	125
	50	35	156

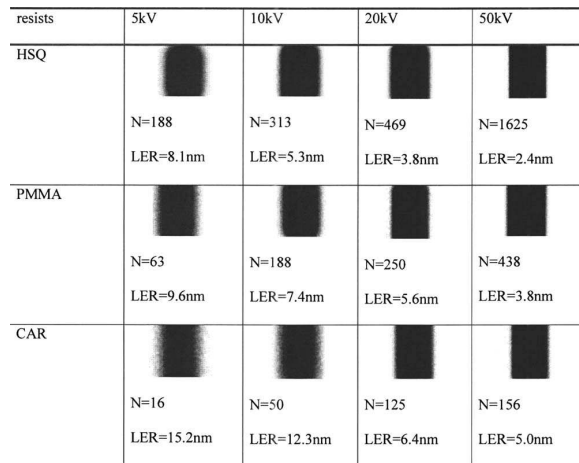


FIG. 5. Simulated pictures for each experiment. The same LER evolution was noticed as with experimental pictures. N is the number of electrons per 100 nm^2 area.

were processed with a CD SEM picture analysis software, SUMMIT[®].

Simulation parameters were determined and calculated from experimental data. Used values are gathered in Table IV. Analyzed and measured pictures from simulation, for each experiment, are shown in Fig. 5.

C. Comparison of simulation-experimental data

Figure 6 gives a comparison between simulation and experimental data. As expected, LER is higher at low voltage. Simulation of shot noise and beam blur gives rise to a good approximation to depict the evolution of LER. It is in good agreement with the experimental results. Figure 7 shows how both those parameters influence CAR LER. It appears that a compromise exists between exposure dose and roughness. If the beam current is fixed, the exposure time is proportional to the exposure dose. Then, there is a compromise between exposure time and roughness.

Indeed, on the one hand, exposure time is lowered with a higher current, i.e., a larger spot size and a smaller exposure dose. On the other hand, a higher current and a lower expo-

sure dose lead to an increase in LER. However, it is possible to compensate one parameter by the other since they have both an impact on LER.

Another point is the comparison of LER between CAR and non-CAR resists of this study. It appeared that considering a same exposure dose value, LER was lower for the studied CAR. This is due to acid diffusion that tends to smooth roughness.⁹

V. CONCLUSION

Exposure time depends on the resist sensitivity. The more sensitive to electrons the resist is, the shorter the exposure time is. However, shot noise increases with highly sensitive resists, limiting resolution and increasing LER. The aim of this study was to point out exposure parameter's impact on LER when decreasing beam acceleration voltage down to 5 kV.

Exposures were performed on three resist materials with widely different sensitivities. An analysis of parameters impacting LER was done. Resist sensitivities were modified by changing the beam acceleration voltage. LER variation was

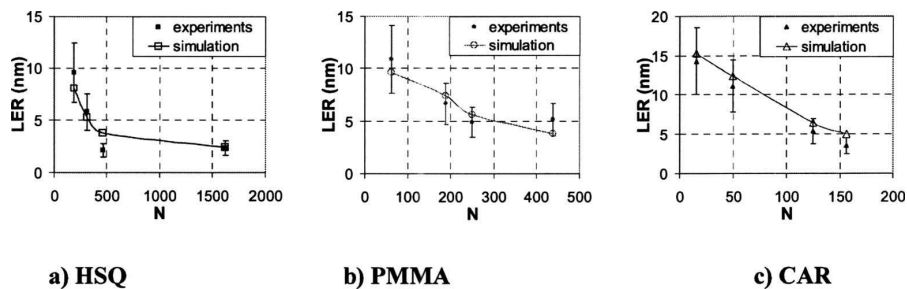


FIG. 6. Comparison between experimental data and simulation. They are in good agreement. Simulation of shot noise and beam blur explains by itself the evolution of LER among beam acceleration voltage.

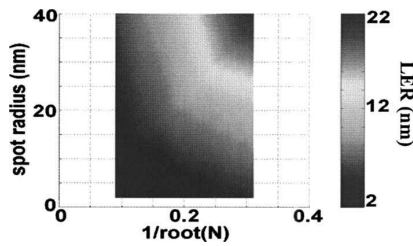


FIG. 7. Simulated LER variations for CAR vs spot radius and shot noise $1/\text{root}(N)$. N is the number of electrons per shot on a 10 nm^2 area.

then measured. Aerial picture simulation with our experimental conditions was developed. A simple model taking into account shot noise and beam blur variations and considering other process parameters as constant gave an evolution of LER, in good agreement with experimental values.

We found a significant increase in LER as the beam acceleration voltage was decreased, that is to say, when exposure dose decreased. LER was over 5 nm for an exposure dose lower than 30 C/cm^2 for non-CAR resists, whatever the acceleration voltage was. This dose was closer to 20 C/cm^2 for the studied CAR due to acid diffusion smoothing. Simulation confirmed the experimental results and underlined that shot noise explains LER dependence on the acceleration voltage. Extended to 32 nm linewidth, simulation showed that a minimal exposure dose of 80 C/cm^2 would be necessary to have a LER lower than 2 nm with a spot radius of 10 nm.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors gratefully acknowledge Y. Chhun Vistec-Lithography for his contribution in the tuning of the e-beam at low voltage. The research leading to these results has received funding from the European Community's Seventh Framework Programme FP7/2007-2013 under grant No. 214945-MAGIC.

- ¹T. H. P. Chang, M. Mankos, K. Y. Lee, and L. P. Muray, *Microelectron. Eng.* **57–58**, 117 (2001).
- ²E. Slot *et al.*, *Proc. SPIE* **6921**, 69211P (2008).
- ³S. W. H. K. Steenbrink, *Proc. SPIE* **6921**, 69211T (2008).
- ⁴K.-H. Choi, *Proc. SPIE* **6921**, 69210J-1 (2008).
- ⁵C. H. Diaz, H. J. Tao, Y. C. Ku, A. Yen, and K. Young, *IEEE Electron Device Lett.* **22**, 287 (2001).
- ⁶S. Xiong, J. Bokor, Q. Xiang, P. Fisher, I. Dudley, P. Rao, H. Wang, and B. En, *IEEE Trans. Semicond. Manuf.* **17**, 357 (2004).
- ⁷R. D. Birkhoff, *Handbuch der Physik*, edited by E. Fluegge (Springer, Berlin, 1958), p. 53.
- ⁸P. Kruit, S. Steenbrink, R. Jager, and M. Wieland, *J. Vac. Sci. Technol. B* **22**, 2948 (2004).
- ⁹H. A. Leunissen, M. Ercken, and G. P. Patsis, *Microelectron. Eng.* **78–79**, 2 (2005).
- ¹⁰T. H. Fedynshyn, D. K. Astolfi, R. B. Goodman, S. Cann, and J. Roberts, *J. Vac. Sci. Technol. B* **26**, 2281 (2008).
- ¹¹H. I. Smith, *J. Vac. Sci. Technol. B* **4**, 148 (1986).
- ¹²M. Padmanaban, D. Rentikiewicz, C. Hong, D. Lee, D. Rahman, R. Sakamuri, and R. R. Dammel, *J. Photopolym. Sci. Technol.* **18**, 451 (2005).
- ¹³P. Kruit and S. Steenbrink, *J. Vac. Sci. Technol. B* **23** 6, 3033 (2005).
- ¹⁴L. E. Ocola, P. A. Orphanos, W. Y. Li, W. Waskiewicz, A. E. Novembre, and M. Sato, *J. Vac. Sci. Technol. B* **18**, 3435 (2000).

B

Influence of process parameters on
hydrogen silsesquioxane chemistry at
low voltage electron beam exposures

ARTICLE IN PRESS

Microelectronic Engineering xxx (2009) xxx–xxx



Contents lists available at ScienceDirect

Microelectronic Engineering

journal homepage: www.elsevier.com/locate/mee



Influence of process parameters on hydrogen silsesquioxane chemistry at low voltage electron beam exposures

David Rio^{a,*}, Laurent Siegert^a, Samir Derrough^a, Christophe Constancias^a, Béatrice Icard^a, Herman Meynen^b, Laurent Pain^a

^aCEA LETI Minatec, 17 rue des martyrs, F-38054 GRENOBLE Cedex 9, France

^bDow Corning Europe SA, Seneffe B-7180, Belgium

article info

Article history:

Received 17 September 2009

Accepted 1 December 2009

Available online xxxx

Keywords:

HSQ

Electron beam lithography

Low voltage

MAPPER

FTIR

abstract

In the frame of the European project MAGIC, a massively multibeam tool working at 5 kV is under installation in LETI premises. Because of its high resolution capability and suitable high exposure dose, hydrogen silsesquioxane (HSQ) is a good candidate for evaluating tool performances. In order to prepare low voltage exposures on HSQ, we studied three process parameters that are post application bake (PAB) temperature, tetramethylammonium hydroxide (TMAH) based developer concentration and beam acceleration voltage, down to 5 kV. We combined those experiments with physico-chemical characterization in order to better understand resist reactions leading to measured contrast and base dose variations.

As a starting point, we achieved 10 nm lines with a pitch of 60 nm at 100 kV. Thus we validated the high contrast capability of HSQ with our process parameters, with automatic coating and development track. By modifying PAB temperature and developer concentration, we found a suitable resist process for low voltage exposure. With proper process conditions, high resolution is achievable at 5 kV, with a lower exposure dose than at higher voltages.

© 2009 Elsevier B.V. All rights reserved.

1. Introduction

A massively multibeam tool from MAPPER [1] is being installed in LETI premises in the frame of the European project MAGIC [2]. It will initially operate with 110 beams, at 5 kV. Resists currently used in the industry do not suit low voltage needs [3]. Indeed, according to Bethe formula [4], exposure dose is roughly proportional to beam acceleration voltage. With standard chemically amplified resists (CAR) this leads to too low exposure doses at 5 kV that are difficult to control accurately. This results in poor resolution and high roughness.

Since hydrogen silsesquioxane (HSQ) has been used as an electron beam negative tone resist [5], it has drawn enthusiasm due to its high resolution capability, down to 10 nm at 100 kV. But HSQ main drawback is its low sensitivity, which turns into an advantage at low voltage. Since exposure dose is roughly proportional to voltage, sensitive resists at high voltage lead to too small doses at low voltage, that are difficult to control accurately.

The aim of this study was to develop a HSQ process adapted to low voltage exposures on MAPPER tool. The first task was to check the impact of key resist process parameters. We chose post appli-

cation bake (PAB) temperature and tetramethylammonium hydroxide (TMAH) based developer concentration. Keeping in mind the final application to 5 kV exposure, we linked the study of those two parameters with a decrease of beam acceleration voltage. We looked at resist process results, focusing on contrast curve, since it is not limited by equipment resolution.

Thinner resist films are mandatory at low voltage [6] due to shorter penetration length of electrons. For this reason we used a 42 nm thick HSQ film. Since, as reported in [7], chemistry of HSQ depends on its thickness, it was necessary to confirm results already obtained at high voltage in other works with thicker resist films. In this publication, we chose [8] as a reference at high voltage. From that point, we validated results already achieved, in our premises with 42 nm thick HSQ. Then, we extended those results to low voltage in order to develop a HSQ resist process convenient for such exposures.

In a second time the impact of those three parameters, PAB temperature, developer concentration and beam acceleration voltage, on physico-chemical modification of HSQ was evaluated. The goal was to better understand underlying reactions depending on PAB temperature, developer concentration and beam acceleration voltage explaining exposure dose and contrast variations observed. Finally we propose a HSQ resist process convenient for low voltage exposures.

* Corresponding author.

E-mail address: david.rio@cea.fr (D. Rio).

2. Experimental conditions

Electron-beam exposures presented in this paper were performed on two tools. A Leica VB6 UHR was used for exposures at 100 kV as a high resolution reference. Experiments on beam acceleration voltages ranging from 50 kV down to 5 kV were done with a Leica VB6 HR. Below 20 kV, this tool does not provide high resolution since it is designed for exposures down to 20 kV.

The resist used in this study was XR-1541 2% from Dow Corning. It was spin coated and developed on a TEL MK8C track on 200 mm silicon wafers. The coated film thickness was 42 nm. PAB temperatures ranged from 90 °C up to 220 °C. Developer concentrations studied was 2.5% and 25% TMAH based. Only TMAH 25% developments were done out of the TEL MK8C.

A Hitachi HCG4000 CD SEM was used for top view pictures and CD measurements. Contrast curves were achieved by measuring remaining thickness on 100 Å 200 l m² areas exposed at increasing doses, with a KLA Tencor SE1280 ellipsometer. Contrast and base dose values were obtained by fitting experimental curves with the following formula:

$$\text{thickness} \approx t_0 \left(1 - \frac{D_0}{D} \right)^C$$

where t_0 is the initial thickness, D_0 the base dose, D the exposure dose and C the contrast.

In order to analyze process parameters impact on resist chemistry, we worked on Fourier transform infra red (FTIR) absorbance curves. They were obtained by measuring 5 Å 5 mm² exposed squares with an ACCENT QS3300A, on non developed wafers that were coated with 42 nm of XR-1541 with a 90 °C PAB.

As reported in the literature [8], and as we noticed during our experiments, delays and aging effect can lead to significant exposure dose and contrast fluctuations. In this study, we did experiments with reproducible conditions. Delay times before and after exposure in air were within 15 min.

3. Results and discussion

3.1. Results from lithography

3.1.1. State of the art at high voltage

Up to now we have no working high resolution tool at low voltage. That is why we started with state-of-the-art experiments at 100 kV. Another motivation is that our resist film is thinner than what is reported in publications. This modifies film chemistry and thus exposure dose and contrast [7].

As an example of high resolution results, Fig. 1a presents line width of 20 nm with a pitch of 40 nm and 10 nm, with a pitch of 60 nm. Those exposures were performed on wafers coated with 90 °C PAB and developed in 2.5% TMAH. We also worked on contrast curves at 100 kV. For instance, Fig. 1b shows two of them obtained at high voltage, by modification of PAB temperature and developer concentration. Contrast C and base dose D_0 as used in this publication are defined.

Given PAB temperature and developer concentration lead to one couple of contrast and base dose values. In order to check the impact of the two first parameters on the last ones we plotted contrast versus base dose at 100 kV, where experimental points obtained correspond to different values of process parameters, as quoted on Fig. 2a. First, let us consider the curve obtained with 100 kV exposure. As PAB temperature is increased and as developer concentration is decreased, exposure dose and contrast decrease. Thus we confirmed tendencies reported in [8].

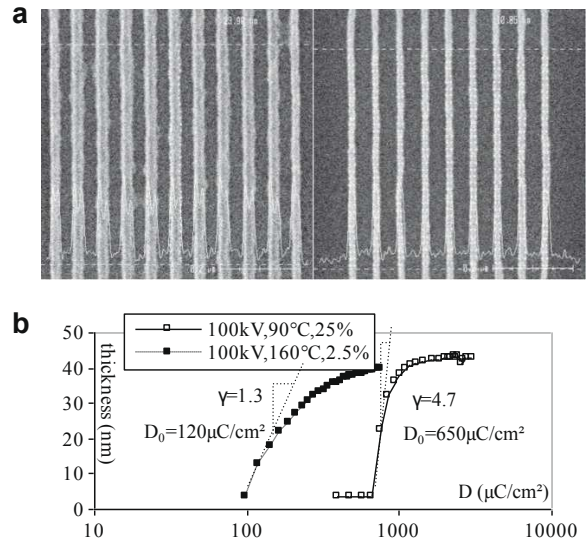


Fig. 1. Results obtained on 42 nm thick XR-1541, at 100 kV. (a) CD SEM pictures from a wafer coated with a 90 °C PAB temperature and developed in TMAH 2.5%. The left one is 20 nm lines with a pitch of 40 nm; the right one is 10 nm with a pitch of 60 nm. (b) Example of contrast curves obtained at 100 kV.

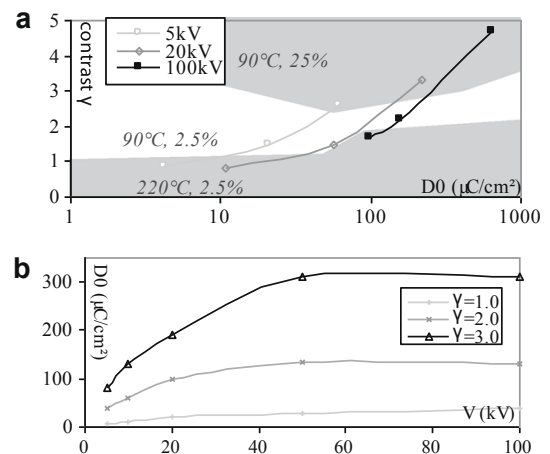


Fig. 2. Variations of contrast and base dose depending on beam acceleration voltage. (a) Variation of contrast with base dose at several voltages. Experimental points were obtained by modifying PAB temperature, developer concentration and beam acceleration voltage. Experimental conditions are reported on the graph. (b) Dependence of base dose on voltage for contrasts of 1.0, 2.0 and 3.0. Curves are obtained by interpolation of Fig. 2a data plus results at 10 kV and 50 kV.

3.1.2. Extension to low voltage exposures

We extended 100 kV experiments to lower voltages, down to 5 kV. Results at 100 kV, 20 kV and 5 kV are gathered in Fig. 2a. We found the same dependence of contrast and base dose on PAB temperature and developer concentration at all studied voltages. In agreement with Bethe [4] equation, we observe a shift of the curves as voltage decreases: for given PAB temperature and developer concentration values, exposure dose decreases as voltage is lowered.

Resolution depends on contrast while exposure time depends on exposure dose. We are looking for fast exposures at low voltage, with a good resolution. So it was interesting to check base dose variation

depending on beam acceleration voltage, with contrast as a constant parameter. That is done in Fig. 2b. Curves are obtained by interpolation of Fig. 2a data plus results at 20 kV and 50 kV. It underlines that a high contrast is reachable with significantly lower doses as beam acceleration voltage is decreased. It means that, as voltage is lower, a faster exposure can be achieved with high resolution.

3.2. Physico-chemical analysis and discussion

3.2.1. PAB temperature impact

In order to show PAB temperature impact on HSQ chemical behavior, we did thermo gravimetric analysis (TGA), dynamic modulus analysis (DMA) and outgazing measurements on wafers that have seen PAB up to 220 °C. No modification of HSQ was evidenced depending on PAB temperature.

By identifying characteristic peaks, FTIR spectra will help evaluating HSQ bond rearrangement that leads to a more network-like structure of the resist (see [9]). First we did FTIR measurements on wafers that were processed with different PAB temperatures. Spectra obtained from wafers coated with up to 220 °C PAB were superimposed. Thus, if HSQ chemistry changes depending on PAB temperature, it is not measurable with FTIR.

Contrast and exposure dose depend on PAB temperature. The lower this temperature is, the higher they are. Actually baking at temperatures higher than 200 °C has the same impact on HSQ bond rearrangement as electron beam exposure [9]. FTIR spectra show the same tendency of a transfer from the cage-like structure to the network one as bake temperature or exposure dose are increased. Even if this modification is not measured by physico-chemical analysis carried out with PAB temperatures up to 220 °C, it probably starts to reticulate HSQ since exposure dose is decreased as PAB temperature is increased. Resist baking adds a continuous background of reticulated resist in all the film. Thus exposure dose is lowered. But contrast is also lowered, since the difference of bond rearrangement between exposed and unexposed areas, which corresponds to a signal-to-noise level, is reduced. Since degassing is not a trouble with 42 nm HSQ films, a bake of 90 °C suits our needs. It does not damage contrast and is likely to evaporate any remaining solvent and homogenize resist film.

3.2.2. TMAH based developer concentration impact

In a second time, we did FTIR measurements on exposed HSQ, coated with 90 °C PAB. In order to characterize electron beam exposure impact, 5 mm width squares were exposed at doses ranging from 10 l C/cm² up to 1000 l C/cm² and voltages from 5 to 50 kV. Since base dose is defined by developer concentration, analyzing exposed areas corresponds to studying the impact of developer concentration. We focus our analysis on 1070 cm⁻¹ and 1141 cm⁻¹ peaks. They are related to network and cage-like structures, respectively [9]. The ratio of 1070 cm⁻¹ over 1141 cm⁻¹ peak areas traduces the amount of bond rearrangement of HSQ.

First we checked that this ratio increases as exposure dose is increased. It is verified in Fig. 3a at 5–50 kV. As expected, for a given voltage, the higher the exposure dose is, the higher the amount of bond rearrangement is. Thus, by requiring a higher amount of bond rearrangement, a more concentrated developer increases needed exposure dose. This leads to better contrast. As a confirmation, Fig. 3b underlines that contrast is improved as the amount of bond rearrangement is increased, whatever the voltage is. When the developer is more concentrated, the mean molecular size of eliminated molecules is higher. To keep constant remaining thickness after development, it is necessary to increase exposure dose, to get higher mean molecular weight, compensating developer concentration. This higher amount of bond rearrangement leads to a higher signal-to-noise level between exposed areas and non exposed ones. This explains contrast improvement, leading to higher

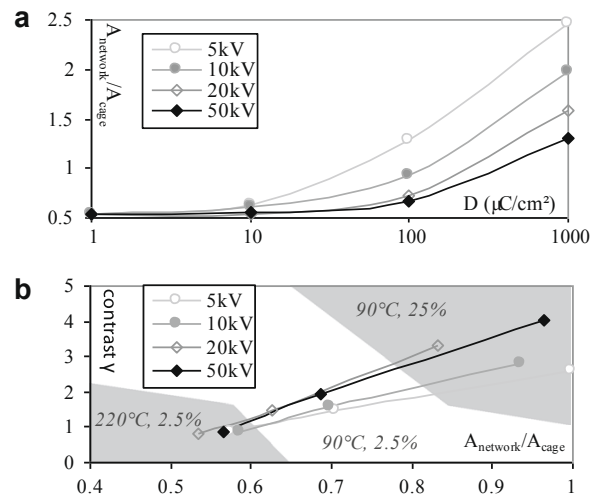


Fig. 3. FTIR measurements. (a) Variation of network peak area over cage peak area ratio at different beam acceleration voltages. We used a 90 °C PAB and no development. (b) Contrast variation as a function of the amount of bond rearrangement. As for Fig. 2a, experimental points were obtained by modifying PAB temperature, developer concentration and beam acceleration voltage, as reported on the graph.

resolution as TMAH concentration is increased. Developer concentration has to be increased when higher resolution is targeted.

3.2.3. Beam acceleration voltage

For a given exposure dose, the amount of bond rearrangement is higher as the voltage is lower. The purpose is now to check whether this amount is constant at base dose with a given resist process, whatever the beam acceleration voltage is. By interpolating data from Figs. 3a and 2a we get the contrast variation with the amount of bond rearrangement for studied voltages. It is presented in Fig. 3b. It underlines that the amount of bond rearrangement at base dose is almost constant for a given resist process, apart from beam acceleration voltage. For instance, with a 90 °C PAB and TMAH 2.5% developer, this amount is about 0.7. With a TMAH 25% developer, it is about 0.9.

As beam acceleration voltage is decreased, exposure dose decreases as well as contrast. Bethe [4] equation foresees the decrease of exposure dose; as electrons are slower, they dissipate more energy in resist film.

Now let us consider a given exposure dose. The increase of the amount of bond rearrangement of HSQ explains the better contrast obtained at lower voltage in Fig. 2a, since it leads to a better signal-to-noise ratio.

According to results obtained at 100 kV, 20 nm dense patterns are reachable, as well as 10 nm lines with a pitch of 60 nm with a contrast value of 2.2. At 100 kV the base dose is then 160 l C/cm², when the exposure dose of 10 nm lines with a pitch of 60 nm is 3000 l C/cm². The same resolution and contrast at 5 kV correspond to a base dose of 45 l C/cm² and an exposure dose of 850 l C/cm². It corresponds to 133 electrons deposited on a 5 nm square area. The signal-to-noise ratio is then over 10 according to Poisson statistics, which suits statistical dose control needs [10]. For a given beam current, such an exposure is more than 3 times faster at 5 kV than at 100 kV, with one beam.

4. Conclusion

In this study, the effect of PAB temperature, TMAH based developer concentration and beam acceleration voltage on HSQ

lithography was evaluated. Then physico-chemical characterization was done to understand underlying reactions leading to observed results, depending on process parameters.

It was found that a decrease of PAB temperature or an increase of TMAH based developer concentration lead to higher exposure dose, that-is-to-say slower exposures, but higher contrast, so higher resolution. The impact of those parameters is the same at beam acceleration voltages ranging from 100 kV down to 5 kV.

PAB temperature of 90 °C gives the best results in term of contrast. TMAH concentration should be chosen as a compromise between contrast and exposure dose. According to targeted resolution, exposure dose should be minimized in order to have fast exposures.

The physico-chemical reactions explaining those results are identified. Due to a different energy dissipation in resist depending on beam acceleration voltage, it is found that it is possible to achieve significantly higher contrast, at low voltage, for a given exposure dose. This means that low voltage exposure should lead to faster exposures while keeping a high resolution.

Acknowledgments

The research leading to these results has received funding from the European Community's Seventh Framework Programme (FP7/2007-2013) under Grant agreement No. 214945 – MAGIC.

The authors are grateful to Yngy Shun from Vistec Gaussian beam, Claire Sourd, Raluca Tiron and Julia Simon from CEA LETI for their contribution to this work.

References

- [1] E. Slot, M.J. Wieland, G. de Boer, P. Kruit, G.F. ten Berge, A.M.C. Houkes, R. Jäger, T. van de Peut, J.J.M. Peijster, S.W.H.K. Steenbrink, T.F. Teepen, A.H.V. van Veen, B.J. Kampherbeek, *Proc. SPIE* 3921 (2008).
- [2] L. Pain, B. Icard, S. Tedesco, B. Kampherbeek, G. Gross, C. Klein, H. Loeschner, E. Platzgummer, R. Morgan, S. Manakli, J. Kretz, C. Holthe, K.-H. Choi, F. Thrum, E. Kassel, W. Pilz, K. Keil, J. Butchke, M. Irmischer, F. Letzkus, P. Hudek, A. Paraskevopoulos, P. Ramm, J. Weber, *Proc. SPIE* 6921 (2008).
- [3] B. Icard, D. Río, P. Veltman, B. Kampherbeek, C. Constancias, L. Pain, *Proc. of SPIE* 7271 (2009) 72710R:1–72710R:12.
- [4] H.A. Bethe, *Ann. Phys.* 397 (3) (1930) 325–400.
- [5] H. Namatsu, T. Yamaguchi, M. Nagase, K. Yamasaki, K. Kurihara, *Microelectron. Eng.* 41/42 (1998) 331–334.
- [6] H. Yang, A. Jn, Q. Luo, C. Gu, Z. Qui, Y. Chen, *Microelectron. Eng.* 83 (2006) 788–791.
- [7] M.J. Loboda, C.M. Grove, R.F. Schneider, *J. Electrochem. Soc.* 145 (8) (1998) 2861–2866.
- [8] W. Henschel, Y.M. Georgiev, H. Kurz, *J. Vac. Sci. Technol. B* 21 (5) (2003).
- [9] H.-J. Lee, J. Goo, S.-O. Kim, J.-G. Hong, H.-D. Lee, H.-K. Kang, S.-I. Lee, M.-Y. Lee, *Jpn. J. Appl. Phys.* 39 (2000) 3924–3929.
- [10] G.R. Brewer, J.P. Ballantyne, J.S. Greeneich, R.C. Henderson, B. Fay, D.R. Herriott, J. Tritel, *Electron-beam technology in microelectronic fabrication*, in: G.R. Brewer (Ed.), Hughes Research Laboratories, Academic Press, Malibu, California, 1980, p. 26.

C

Low voltage resist processes developed
for MAPPER tool first exposures

Low voltage resist processes developed for MAPPER tool first exposures

D. Rio ^{1a}, C. Constancias ^a, J. van Nieuwstadt ^b, J. Vijverberg ^b, S. Derrough ^a, B. Icard ^a, L. Pain ^a
^aCEA LETI Minatec, Grenoble, 38000, France
^bMAPPER Lithography B.V., Computerlaan 15, 2628 XK Delft, The Netherlands

ABSTRACT

The FP7 European project MAGIC [1] aims at designing a multi electron beam machine. In the frame of this project, LETI evaluates a multibeam tool from MAPPER lithography [2]. Each beam has an acceleration voltage of 5kV. A tool has been installed in LETI premises in July 2009. In order to prepare its evaluation, preliminary work was performed on Gaussian beam tools down to 5kV. It aimed at the determination of a stable and robust resist process allowing high resolution at 5kV. Then those results were used to characterize MAPPER tool performances. Meeting the requirements of high resolution and low roughness at low voltage, Dow Corning® molecular glass HSQ (hydrogen silsesquioxane) and MicroChem® PMMA (polymethylmethacrylate) were used to test MAPPER tool as negative and positive tone resist references. We did exposures at beam acceleration voltages from 5 kV up to 100 kV. Different post application bake (PAB) temperatures were applied to resist. Several developer concentrations were also tested. The impact of those three parameters on contrast and resolution was checked. Resists chemical characterization was performed with FTIR (Fourier transform infra red) spectroscopy in order to understand the mechanisms leading to the observed variations of contrast and exposure dose as process parameters are changed. The main purpose of this work was to show that high resolution can be achieved at 5kV. First exposures performed with MAPER tool confirmed those results.

Keywords: low voltage, Ebeam, lithography, multibeam, MAPPER, HSQ, PMMA, FTIR

The research leading to these results has received funding from the European Community's Seventh Framework Programme (FP7/2007-2013) under grant agreement n° 214945 - MAGIC

1. INTRODUCTION

Massively multi electron beam lithography is a technology investigated to push microelectronics industry. It combines Ebeam high resolution with high throughput. In the frame of the European project MAGIC [1], MAPPER lithography [2] is one of the 2 companies that develops such a technology. A pre-alpha tool was installed in CEA LETI premises in July 2009. It has a 5 kV beam acceleration voltage. This choice presents the advantages to lead to higher throughput, less proximity effects and minimized substrate damages [3].

Based on tool specifications, contamination test and lithography performance, acceptance tests were carried out on this tool. In order to prepare those tests, we did a preliminary study. It dealt with the development of negative and positive tone 5 kV resist processes suitable to perform MAPPER pre-alpha tool acceptance tests.

The second section of this study concerns the preliminary study that we did before MAPPER tool availability. According to Bethe formula [4], the exposure dose is significantly lowered from 100 kV down to 5 kV. This increases of shot noise effect that is likely to both increase roughness and lower resolution. This is evaluated in this section. A positive and a negative tone resist process were chosen according to first conclusions. Then we focused on those resists the following experiments. We worked on resist processes by modifying Post Apply Bake (PAB) temperature and developer concentration. Resist chemical modifications dependence on beam acceleration voltage, from 100 kV down to 5 kV was also investigated. It was compared with contrasts and exposure doses that we obtained with studied processes. Finally we developed 5 kV resist processes and proved their high resolution capability.

¹ david.rio@cea.fr

Those processes were used as references for MAPPER pre-alpha tool acceptance tests. This first version of the tool has 110 beams accelerated at 5 kV. Acceptance results are presented in the third section. Resolution and beam uniformity among other parameters have been evaluated.

2. LOW VOLTAGE PRELIMINARY STUDY

2.1 Experimental conditions

The preliminary study was carried out before MAPPER tool availability. 100kV exposures were done with a LEICA VB6 UHR. For voltages lower than 50 kV, a LEICA VB6 HR was used. It is designed for 20kV to 50kV exposures, but we decreased its voltage down to 5kV. The electron optics are not adapted to low voltage. As a result, the spot size is enlarged. Thus resist process resolution could not be directly evaluated by exposing high resolution patterns at low voltage. 200 mm silicon wafers were coated in a TEL MK8C automatic track. This track was used also for 2.5% TMAH based developments. Developments based on other developers were done manually, in a crystallizer.

We studied four 50 nm thick chemically amplified resists (CAR). In this paper we focus on the results obtained with the slower one, that is the more adapted to 5kV lithography. Then we concentrated our study on two non amplified resists. Pol(methyl methacrylate) was chosen as a positive tone resist. We diluted MicroChem® 950K 2% PMMA in anisole to have 1% PMMA. It lead to 50 nm film thickness at 1000 rpm. Hydrogen silsesquioxane was used as a negative tone resist. XR1541 2% from Dow Corning® spun coated at 2000 rpm lead to 40 nm film thickness.

Top view CD SEM pictures and measurements were obtained with a Hitachi HCG4000. 800V beam acceleration voltage was used for HSQ inspection and 300V for PMMA. An automatic program did the measurements. Both 300V setting and automatic program were used in order to limit resist shrinkage effect. Resist thickness measurements were performed on KLA Tencor SE1280 on 100x200 μm^2 exposed areas. Obtained contrast curves were fitted with formula (1) to determine contrast γ and none remaining resist onset dose D_0 values. Contrast is negative for negative tone resists (HSQ) and positive for positive tone resists (PMMA and CAR). D_0 is referred as the exposure dose in this paper.

$$thickness = t_0 \cdot 1 - \frac{D_0}{D}^{-\gamma} \quad (1)$$

To check resist chemical modification due to process parameters, we worked on Fourier transform infrared (FTIR) absorbance spectra. They were obtained with an ACCENT QS3300A. Measured patterns consist of 5x5mm² exposed squares.

2.2 Studied resists choice: dose/LER concerns

2.2.1 Dose concern

Studied resists were PMMA, HSQ and CAR. We chose resist processes leading to resist thickness around 50 nm. Then forward scattering is negligible [5]. Resolution is not limited by forward scattering in our study. A 160 °C for 90 s post application bake (PAB) and a 120 s 1:10 MIBK:IPA (methyl isobutyl ketone : isopropanol) development were applied to PMMA. For HSQ we did a 90 °C for 90 s PAB and a 2.5% tetramethylammonium hydroxide (TMAH) development during 60 s. PAB and post exposure bakes (PEB) from 90 °C to 110 °C were used for CAR. The same development as HSQ one was used.

Contrast curves were obtained for each resist from 100kV down to 5kV. Low voltage ones are presented in Fig. 1.a. Exposure dose variation with beam acceleration voltage is represented in Fig. 1.b. A seven times decrease in exposure dose was found as one decreases beam acceleration voltage from 50kV down to 5kV. This factor is predicted by Bethe formula (2):

$$\frac{-dE}{ds} \ln \frac{1.1658E}{I} \frac{1}{E} \quad (2)$$

In this formula, I is the mean excitation energy for energy loss into solid. It can be calculated as follows (3):

$$I = \left(9.76 + 58.8Z^{-1.19}\right)Z \quad (3)$$

This equation calculates the rate-of-energy loss dE over a distance ds for an electron accelerated with an energy E , into a material of atomic number Z . Let us now consider that a given resist material needs a quantity of energy dQ per volume unit to expose a given pattern. Then, at the dose-to-size for a given pattern, we have the following relationship between dQ , the number of electrons N impinging the resist and the rate-of-energy loss:

$$dQ = dE \cdot N \tag{4}$$

At 50kV we have D_{50kV} exposure dose that corresponds to N_{50kV} electrons. At 5 kV we have D_{5kV} exposure dose that corresponds to N_{5kV} electrons. Since dQ is the same whatever the beam acceleration voltage is, we calculate the following dose factor from 5 kV up to 50 kV:

$$\frac{D_{50kV}}{D_{5kV}} = \frac{N_{50kV}}{N_{5kV}} = \frac{dE_{5kV}}{dE_{50kV}} \tag{5}$$

For PMMA, HSQ and CAR we respectively calculate 6.5, 6.3 and 6.5 while experimental results gave 7.2, 5.4 and 6.6 ratios.

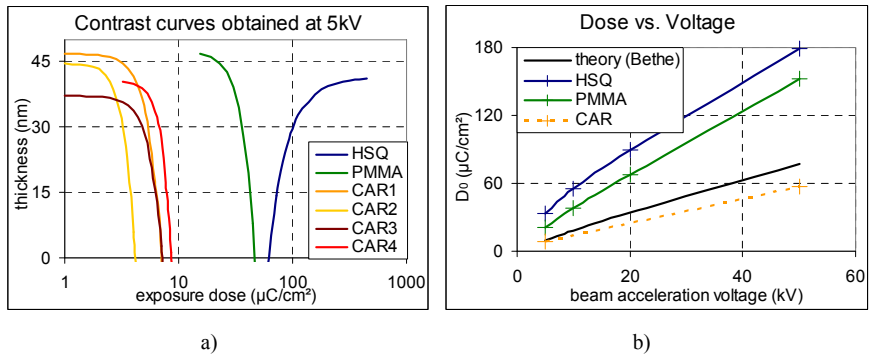


Fig. 1. a) Contrast curves obtained at 5 kV. It appears that studied CAR are several order faster than PMMA and HSQ. b) Exposure dose variation from 5 kV to 50 kV. Exposure dose was decreased about seven times as beam acceleration voltage was lowered from 50 kV down to 5 kV. Bethe formula was verified.

2.2.2 Line Edge Roughness concern

As beam acceleration voltage was decreased from 50kV down to 5kV, exposure dose was decreased by a factor of seven. This could lead to an increase of shot noise troubles for fast resists, that is to say an increase of Line Edge Roughness (LER). We exposed lines or trenches with a 500nm width. LER was measured with Hitachi software. Data are gathered in Fig. 2. At 5kV, the higher LER is measured on the CAR. It is also the fastest resist that we evaluated. Its exposure dose is $2.5\mu\text{C}/\text{cm}^2$. Thus, the number of electrons deposited per 100nm^2 is 1.6 for the CAR, 19 for HSQ and 6 for PMMA. Shot noise explains the observed LER difference between studied resists, since the resists were exposed with the same experimental conditions.

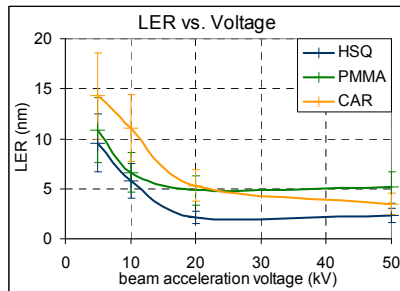


Fig. 2. LER variation for PMMA, HSQ and CAR as beam acceleration voltage is lowered. At 5kV CAR LER is higher than PMMA and HSQ ones.

This preliminary study aimed at defining resist processes suitable to characterize a 45nm resolution tool. Thus we needed at least a 45nm resolution resist process. According to Poisson statistics, the noise-to-signal ratio when N electrons are deposited is $1/\sqrt{N}$. To have a 5% exposure dose control, we need $1/\sqrt{N} \leq 5\%$ i.e. $N \geq 400$. This corresponds to an exposure dose of $30\mu\text{C}/\text{cm}^2$ for a $45 \times 45 \text{nm}^2$ square area.

When tuning a resist process, a trade-off between exposure dose, i.e. throughput, on the one hand, and resolution and roughness on the other hand is to be done. Our goal was to develop resist processes suitable for 5kV electron beam exposures to perform MAPPER pre-alpha tool acceptance exposures. No throughput criterion existed for this version of the tool. For this reason, we chose slower resists to overcome any shot noise trouble, which are PMMA and HSQ.

2.3 Attainable resolution at low voltage

The following experiments were performed on PMMA and HSQ. PAB temperatures used for FTIR analysis were respectively 160°C and 90°C . We worked on three resist processes for each resist material. They are presented in Table 1.

	Process	PAB temperature	Developer
HSQ	P1	220°C	2.5% TMAH, 1 min
	P2	90°C	2.5% TMAH, 1 min
	P3	90°C	25% TMAH, 1 min
PMMA	P1	160°C	1:4 MIBK:IPA, 2 min
	P2	220°C	1:4 MIBK:IPA, 2 min
	P3	160°C	1:10 MIBK:IPA, 2 min

Table 1. HSQ and PMMA processes studied. PAB temperature and developer concentration impact on lithography were modified from a process to another.

2.3.1 Resist chemical modifications according to the beam acceleration voltage

In this section, we aim at determining how chemical modifications of the resist are impacted by the beam acceleration voltage. We used FTIR spectra to check resist chemical bond modifications under electron beam exposure. We focused on 1070cm^{-1} and 1141cm^{-1} absorbance peaks for HSQ. They respectively correspond to network and cage-like structures [6]. For PMMA we worked on 1730cm^{-1} peak that is related to the reticulated resist [7]. Fig. 3 underlines, for a given beam acceleration voltage, the impact of exposure dose on studied peaks. For HSQ, as the exposure dose is increased, the intensity of the cage-like structure decreases while the other peak intensity increases. If we now consider PMMA, the intensity of 1730cm^{-1} peak is lowered as the exposure dose rises.

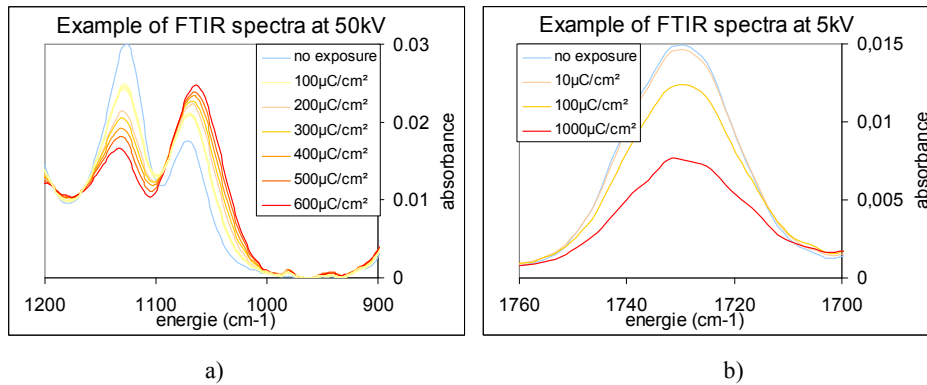


Fig. 3. Example of PMMA and HSQ FTIR spectra. a) HSQ FTIR spectra at 50kV. b) PMMA FTIR spectra at 5kV. For a given beam acceleration voltage, as the exposure dose is increased, an increase of the amount of bond rearrangement is pointed out.

Wafers were exposed with beam acceleration voltages from 50kV down to 5kV and exposure doses with a range from $10\mu\text{C}/\text{cm}^2$ to $1000\mu\text{C}/\text{cm}^2$. Each time areas of peaks identified in Fig. 3 were measured. The variation of the amount of

bond rearrangement according to exposure dose is presented in Fig. 4 for HSQ and PMMA. Whatever the beam acceleration voltage was, the amount of bond rearrangement was increased as the exposure dose rose. If we now consider a given resist process, we can check the amount of reticulation that leads to the onset dose D_0 , for each voltage. It appears that this amount is constant, whatever the beam acceleration voltage is. Thus lower exposure doses at 5kV lead to the same amount of bond rearrangement as at 100 kV.

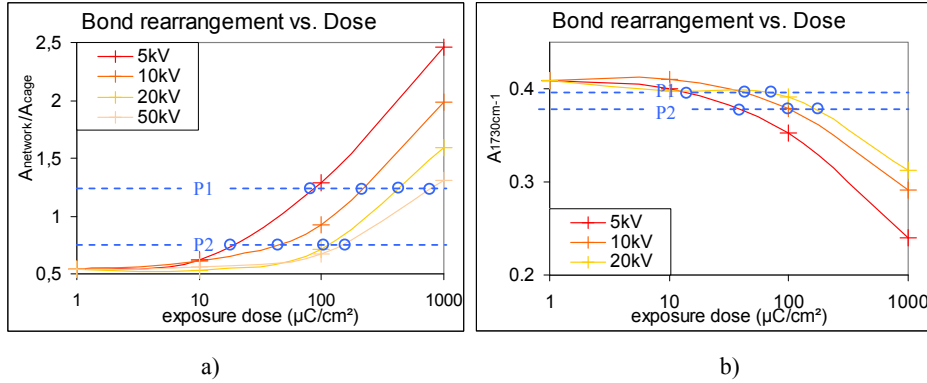


Fig. 4. Bond rearrangement amount variation according to exposure dose for HSQ and PMMA. For each resist, for two processes P1 and P2 and for several beam acceleration voltages, the onset dose is linked to an amount a reticulation (circles). a) For HSQ the ratio of the area of the network related peak over the cage one is chosen to depict the bond rearrangement. b) The $1730cm^{-1}$ peak is used to characterize the amount of reticulation of PMMA.

2.3.2 Attainable resolution at 5kV

The exposure tool used in this preliminary study does not have high resolution capability at 5kV. It was not possible to check directly resist processes resolution at 5kV. For this reason, we worked on contrast curves since exposed patterns do not need high resolution tool. The contrast value gives an evaluation of the susceptibility of the material to a change in exposure dose. The higher the contrast value is, the more tolerant to low exposure doses the resist is. Finally, a high contrast is related to a high resolution capability of the resist process. But a low level of shot noise is also mandatory for high resolution.

We decided to check resist processes resolution at 100kV. VB6 UHR resolution is 5nm. Thus if we measure a resolution higher, we directly evaluate the resist process resolution. Then we evaluated contrast value at this voltage. If we have the same contrast at 5kV, then the resist process resolution is expected to be as good as the one found at 100kV provided that no shot noise issue is encountered. The results of this study on three resist processes for HSQ and PMMA are presented in Fig. 5 and Fig. 6 respectively. Whatever the resist process is, the exposure dose is significantly lowered as beam acceleration voltage is decreased from 100kV down to 5kV. 20nm resolution was obtained with HSQ process P2 at 100 kV (see Fig. 5.c). Since the contrast for this process is the same at 100kV and 5kV, we expect the same resolution at 5kV provided that no shot noise issue is met. P3 would have lead to higher resolution, but it needs a 25% TMAH development. It is not available for automatic development on our track. Therefore we chose process P2 for HSQ. PMMA process P3 gave 30 nm resolution at 100 kV (see Fig. 6.c). The contrast of this process is almost the same at 100 kV and 5 kV. Thus 30 nm resolution is achievable at 5 kV with this resist process provided that no shot noise issue is encountered.

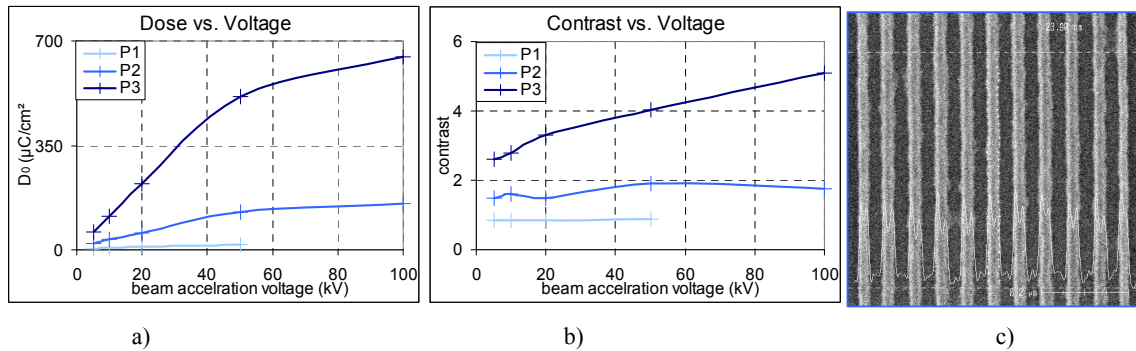


Fig. 5. HSQ results for three resist processes. a) Variation of exposure dose for beam acceleration voltages ranging from 5 kV up to 100 kV. The exposure dose is significantly lower at 5 kV than at 100 kV. For processes P1 and P2 the contrast is not impacted by beam acceleration voltage. c) 20 nm resolution was achieved at 100kV with process P2 at 100 kV. We chose this process for acceptance tests on MAPPER tool. P3 has a higher contrast, but need a 25% TMAH development that is not available on our track.

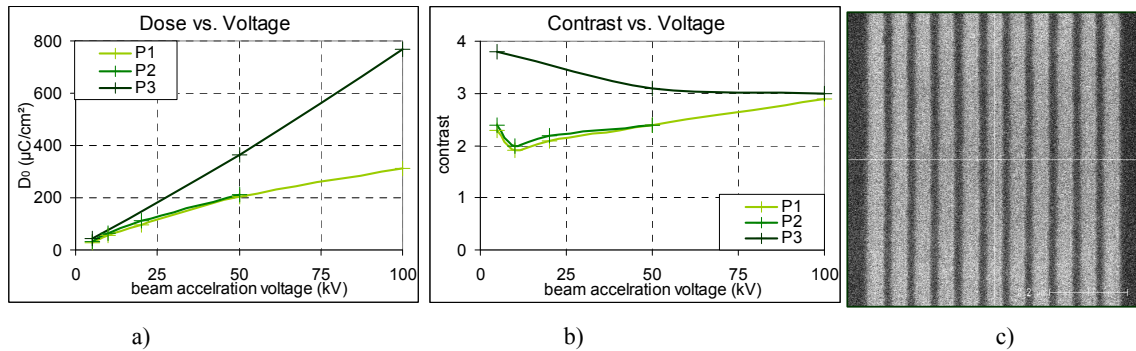


Fig. 6. PMMA results for three resist processes. a) Variation of exposure dose for beam acceleration voltages ranging from 5 kV up to 100 kV. The exposure dose is significantly lower at 5 kV than at 100 kV. The contrast is not significantly impacted by beam acceleration voltage. c) 30 nm resolution was achieved at 100kV with process P3.

3. MAPPER TOOL FIRST RESULTS AT LETI

MAPPER pre-alpha tool targets a 45nm resolution. This first version of MAPPER tool has 110 beams, no blanker and no stitching capability. Main parameters of the pre-alpha tool are gathered in Table 2. In the previous part, we defined a negative and a positive tone resist process providing high resolution at 5kV. This first step was necessary to perform MAPPER pre-alpha tool acceptance tests. First we used HSQ process P2 and PMMA process P3. We proved their resolution capability beyond 45nm.

We obtained good results with PMMA, but we met bridging troubles with dense HSQ lines due to low parasitic exposures because of the absence of blanker. HSQ is specifically sensitive to this trouble due to its negative tonality and our development process not yet optimized for low voltage. Increasing of the development duration is a way of improving HSQ contrast [8], thus to be less sensitive to parasitic low exposure doses. Since we have not yet 25% development available on our track, we decided to increase the development time up to 5 min to improve the contrast.

3.1 Experimental conditions

PMMA and HSQ were spin coated on 300 mm silicon wafers with a DNS RF³. We used, as for the preliminary study, MicroChem® 950K 2% PMMA diluted in anisole to reach 50 nm thickness and HSQ XR1541 2% from Dow Corning® to get 40nm film thickness. PMMA has a 160°C PAB for 90s and HSQ a 90 °C PAB for 90s. Film thickness was

measured with a KLA-tencor Aleris. HSQ was developed into the same track, in TMAH 2.5% initially for 1 min. PMMA was developed in a Süss Microtech ACS300 track, in 1:10 MIBK:IPA for 2min. They were inspected with Hitachi HCG4000 CD SEM.

The exposures were performed with MAPPER pre-alpha tool. Its characteristics are presented in Fig. 3. This pre-alpha tool provides 110 beams accelerated at 5kV. It has a 45 nm resolution.

Beam acceleration voltage	5kV
Number of beams	110
Resolution	45nm
Total current / current per beam	22nA / 200pA
Maximum writing frequency	6MHz
Beam field size	150x130 μ m ²
Number of sub field per beam	252
Sub field size	4x4 μ m ²
Substrate diameter	300mm

Table 2. MAPPER pre-alpha tool characteristics.

3.2 Acceptance criteria

Acceptance criteria were defined at LETI. Table 3 gives a summary of those criteria. 90% beams with specifications were required. 45 nm isolated and dense lines, trenches, dots and contacts were inspected. CD SEM pictures were analyzed to perform those tests. Examples of pictures used for acceptance are presented in Table 4. The requirements presented in Table 3 were successfully achieved. MAPPER pre-alpha tool has proven its 45nm resolution and good beam to beam uniformity.

Tested item	Requirement	Passed
Beam acceleration voltage	5kV +/-0.1%	OK
Beams with spec (110)	>90%	OK
dense and isolated lines and trenches	45nm	OK
dense and isolated dots and contacts	45nm	OK
Bias isolated lines/trenches (+/-45°)	+/-2nm	OK
CD uniformity (all pattern)	+/-10%	OK
Metallic contamination	< 5.10 ¹⁰ atm/cm ²	OK
Tool stability	3 hours cycling	OK
Added particle front side	< 20part@120nm	OK
Added particle back side	< 5000part@200nm	OK

Table 3. Summary of MAPPER pre-alpha tool acceptance criterion at LETI.

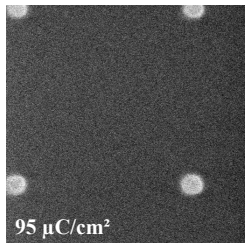
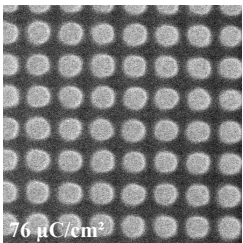
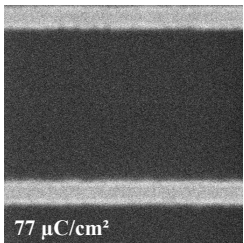
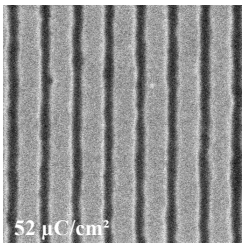
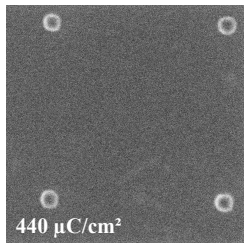
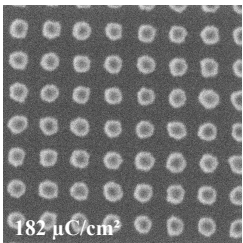
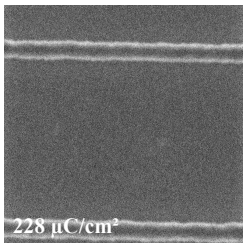
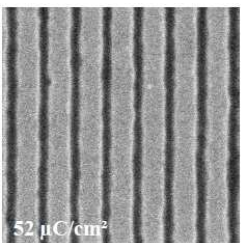
	45 nm isolated holes/dots	45 nm dense holes/dots	45 nm isol. trenches/lines	45 dense trenches/lines
PMMA	 95 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$	 76 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$	 77 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$	 52 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
HSQ	 440 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$	 182 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$	 228 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$	 52 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$

Table 4. Examples of pictures used for MAPPER pre-alpha tool acceptance. Those tests were performed on HSQ and PMMA. A 45 nm resolution was obtained as well as a good beam to beam uniformity.

4. CONCLUSION

The objective of this study was to achieve MAPPER pre-alpha tool acceptance tests. A first step consisted in the choice of positive and negative tone resist processes suiting our needs: an at least 45 nm resist process at 5kV. Since they are well known for their high resolution, PMMA and HSQ were good candidates. Shot noise considerations were a second concern leading to those choices, since usual CARs are presently too fast at 5kV. Then our preliminary study mainly based on contrast evaluation confirmed the high resolution capability of PMMA and HSQ. We also demonstrated that exposures from 100kV down to 5kV lead to the same modification of resist chemistry at the onset dose. This result corroborated the fact that the same resolution is expected at 5 kV as at 100 kV if no shot noise issue is encountered, that is to say if the exposure dose is higher than $30\mu\text{C}/\text{cm}^2$ for 45 nm resolution. Using PMMA and HSQ resist processes, we achieved acceptance tests. A resolution as high as 45 nm and a beam-to beam CD uniformity better than 10% were found.

The next study to be done on MAPPER pre-alpha tool will concern exposure of new contrast curves on MAPPER tool. We will also quantify shot noise impact on LER and resolution at 5 kV. Then a compromise between resolution and throughput will be defined at 5 kV.

At the meantime MAPPER tool will have new upgrades. The next ones deal with smaller beam size, beam-to-beam stitching and beam blanking.

5. ACKNOWLEDGEMENT

The authors gratefully acknowledges the VB6 HR assistance of Yngy Chhun from Vistec, the recipe preparation for the CD SEM measurements by Peter Veltman from MAPPER, the development of PMMA on the Süss Microtec ACS300 track by Sébastien Martinez.

REFERENCES

1. L. Pain, B. Icard, S. Tedesco, B. Kamperbeek, G. Gross, C. Klein, H. Loeschner, E. Platzgummer, R. Morgan, S. Manakli, J. Kretz, C. Holhe, K.-H. Choi, F. Thrum, E. Kassel, W. Pilz, K. Keil, J. Butchke, M. Irmischer, F. Letzkus, P. Hudek, A. Paraskevopoulos, P. Ramm, J. Weber, *Proc. of SPIE* Vol. 6921, 2008
2. E. Slot, M.J. Wieland, G. de Boer, P. Kruit, G.F. ten Berge, A.M.C. Houkes, R. Jager, T. van de Peut, J.J.M. Peijster, S.W.H.K. Steenbrink, T.F. Teepen, A.H.V. van Veen, B.J. Kampherbeek, *Proc. of SPIE* Vol. 3921, 2008
3. P. A. Peterson, Z. J. Radzinski, S. A. Schwalm, P. E. Russel, *J. Vac. Sci. Technol. B* vol. 10(6) (1992)
4. G. R. Brewer, J. P. Ballantyne, J. S. Greeneich, R. C. Henderson, B. Fay, D. R. Herriott, J. Trotel, *Academic Press* (1980)
5. A. Olkhovets, H. G. Craighead, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 17(4) (1999)
6. H.-J.Lee., J. Goo, S.-O. Kim, J.-G. Hong, H.-D. Lee, H.-K. Kang, S.-I. Lee, M.-Y. Lee, *Jpn. J. Appl. Phys.* Vol. 39, pp. 3924-3929, 2000
7. J. O. Choi, J. A. Moore, *J. Vac. Sci. Technol. B* vol. 6(6) (1986)
8. F. C. M. J. M. van Delft, J. P. Weterings, *J. Vac. Sci. Technol. B* vol. 18(6) (2000)

D

**5 kV multi electron beam lithography :
MAPPER tool and resist process
characterization**

5 kV multielectron beam lithography: MAPPER tool and resist process characterization

D. Rio,^a C. Constancias, M. Martin, and B. Icard
CEA Grenoble-MINATEC, 17 rue des Martyrs, F38054 Grenoble, France

J. van Nieuwstadt and J. Vijverberg
MAPPER Lithography B.V., Computerlaan 15, 2628 XK Delft, The Netherlands

L. Pain
CEA Grenoble-MINATEC, 17 rue des Martyrs, F38054 Grenoble, France

Received 8 July 2010; accepted 26 October 2010; published 29 November 2010

A multielectron beam tool from MAPPER lithography was installed in LETI premises in July 2009. It is based on low voltage lithography. In order to prepare acceptance tests, a preliminary study was carried out with a Leica VB6 HR at 5 kV in order to define 5 kV suitable resist processes. Results obtained at higher voltages are compared, since this tool has the capability to accelerate electrons up to 50 kV. The dependence of the deposition of backscattered energy on voltage is also evaluated. The 5 kV results are compared with those obtained on the MAPPER tool. Its spot size is measured, while a 32 nm half pitch resolution is reached. © 2010 American Vacuum Society.
DOI: 10.1116/1.3517664

I. INTRODUCTION

In order to improve electron beam lithography main drawback, the throughput, massively multibeam strategies are currently under investigation. The FP7 European project MAGIC¹ aims at encouraging the development of such a technology. It will provide maskless platforms with high resolution as well as high throughput capabilities. In the frame of this project, a multielectron beam alpha tool from MAPPER lithography² is currently evaluated at LETI. MAPPER lithography aims at designing a tool with 13 000 electron beams writing independently in parallel. To succeed, each beam is accelerated at 5 kV. Low voltage lithography leads to higher throughput due to lower exposure doses, lower range of backscattered electrons, and lower thermal damage of the substrate.

MAPPER pre-alpha tool was installed in July 2009 in an industrial-like environment at LETI. Prior to its installation, a preliminary study was carried out with a Leica VB6 HR, a single Gaussian beam with 45 nm resolution capability at 50 kV. Its main objective was to define resist processes suitable for 5 kV exposures. Since this tool can in fact perform exposures from 5 kV up to 50 kV, it was interesting to also study beam acceleration voltage impact on lithography on the whole of this range. In order to develop 5 kV resist processes, resolution capability and exposure dose were checked. Then, the study was focused on the dependence of backscattered energy deposition on beam acceleration voltage. Results were also obtained from 5 to 50 kV.

As soon as the MAPPER tool was operational, acceptance tests were done with developed resist processes. Backscattered energy deposition was evaluated and compared to results from Leica VB6 HR. Beam size measurements were

performed. In order to better suit MAPPER tool characteristics, new resist processes were defined and new chemically amplified resists CARs were tested.

II. EXPERIMENTAL CONDITIONS

MAPPER tool is integrated in an industrial-like environment at LETI. Its industrial equipments were used in this study.

A. Resist materials

Several criteria drove us to the choice of resist materials. They have to be compatible with our equipment in terms of contamination, required developer, and outgassing sensitivity under high vacuum. Several resist materials were selected for our study. These are hydrogen silsesquioxane HSQ from Dow Corning[®], polymethyl methacrylate PMMA from MicroChem[®], and positive and negative tone CARs currently used in our standard processes of electron beam lithography at 50 kV. Their thicknesses after coating were 40, 50, and 80 nm, respectively, to limit beam forward scattering in the resist at 5 kV.

B. Preliminary study

The preliminary study was carried out before the MAPPER tool was available at LETI. A Leica VB6 HR was used to perform this study. It is designed for exposures of 20 and 50 kV. The main objective of this study was to define resist processes suitable for MAPPER 5 kV lithography. Thus, VB6 voltage was decreased to 5 kV. This tool is not designed for such a low acceleration voltage below 20 kV. Thus, high resolution is not achievable at 5 kV. A spot diameter around 150 nm was evaluated at this voltage.

Wafers of 200 mm were spin coated with a TEL MK8C automatic track. This track was also used for tetramethylam-

^a Electronic mail: david.rio@cea.fr

monium hydroxide TMAH based developments of HSQ and CAR. PMMA developments in methyl isobutyl ketone: isopropanol MIBK:IPA were done in a Süss Microtech ACS300 automatic track. The wafers were inspected with a Hitachi H9300 critical dimension scanning electron microscope CD-SEM.

C. MAPPER tool study

The final version of the MAPPER tool will provide 13 000 electron beams accelerated at 5 kV and writing in parallel into the resist. It will have a 22 nm resolution and 10 wafers per hour throughput per module.

The pre-alpha tool that is currently installed at LETI corresponds to a preliminary version of the MAPPER tool. It had initially a 45 nm resolution that has already been upgraded to 32 nm. It provides 110 beams.

A detailed description of the tool's principles is given in Refs. 2–5. Basically, it consists of a broad electron beam accelerated and collimated at 5 kV. Then, it is split to 110 beamlets. Each beamlet is independently focused and finally deflected in $3 \times 3 \text{ m}^2$ squares.

The wafers exposed with the MAPPER tool were 300 mm silicon spin coated in a DNS rf³ automatic track. TMAH based developments took place in the same track for HSQ and CAR. PMMA was developed in a MIBK:IPA mixture in a Süss Microtech ACS300 automatic track.

CD-SEM top view pictures and measurements were obtained with a Hitachi HCG4000. A MEB Hitachi H5000A was used for cross section and an atomic force microscope AFM three-dimensional 3D Insight from Veeco to observe static random access memory SRAM cells.

III. 5 KV LITHOGRAPHY CAPABILITIES

The MAPPER tool is a 5 kV electron beam lithography tool. Today, most of the high resolution electron beam lithography tools have a beam acceleration voltage ranging from 50 kV up to 100 kV. Thus, it was necessary to evaluate low voltage resolution capabilities with resist processes that were available at LETI. Backscattered energy deposition was also investigated. The aim was to underline the impact of beam acceleration voltage on backscattered energy deposition.

A. Resist process capabilities

A preliminary study was carried out with a Leica VB6 HR on PMMA, HSQ, and CAR at beam acceleration voltages ranging from 50 kV down to 5 kV. The results of this preliminary study were presented in Refs. 6 and 7. Section III A summarizes the conclusions of this preliminary study. Theoretical considerations strengthening the experimental results are also presented.

Since we had no high resolution capability with Leica VB6 HR at 5 kV, it was not possible to evaluate 5 kV resist process resolution directly. Thus, the resist process resolution was first evaluated at high voltage. Then, at lower voltages,

resolution capability was estimated from contrast curves. The variation of exposure dose resulting from the voltage change was obtained from the same contrast curves.

Because low exposure doses are likely to cause shot noise issues, CAR materials were put aside at the beginning of this study.⁸ Three PMMA resist processes and three HSQs were studied during this preliminary study. They lead to consistent results. Conclusions based on contrast curves are that for a given resist process:

- 1 The contrast value is almost constant from 5 to 50 kV.
- 2 The exposure dose is 6–7 times lower at 5 kV than at 50 kV, depending on the resist material.

This last point is confirmed by the Bethe continuous slowing down approximation formula.⁹ It gives the energy loss of an incident particle in matter depending on its initial energy and the composition of the target. Applied to electrons, it describes the loss of energy of an incident electron initially accelerated at an energy E as it goes through a distance s into matter,¹⁰

$$\frac{-dE}{ds} \ln \frac{1.1658E}{I} \frac{1}{E}, \quad 1$$

where I is the mean excitation energy for energy loss into solid. An expression of I depending on the atomic number Z is¹¹

$$I = 9.76 + 58.8Z^{-1.19} Z. \quad 2$$

Several corrections to this formula were proposed see Refs. 12–14, for example. However, the uncorrected Bethe formula appears to characterize properly the dependence of dose variation on beam acceleration voltage that we obtained. Thus, thanks to the Bethe formula, it is possible to calculate the energy loss of one electron into the resist. Let us consider that an electron, with a given primary energy and striking a given resist, loses an energy dE as it goes through the resist film. If N electrons per unit area cross the same resist film, with the same initial acceleration, then the total amount of energy loss is

$$dQ = dE \cdot N. \quad 3$$

A given pattern is properly developed at the dose-to-size. At this dose, a pattern is developed at the same dimensions as the ones it has in the layout. For a given pattern, at the dose-to-size, the energy which has to be deposited into the resist does not depend on the beam acceleration voltage. It is only influenced by the physicochemical process that occurs to convert the resist material.⁷ However, since the energy dE deposited by one electron depends on its initial energy, the number of electrons has to be adjusted. For instance, for the following exposures at 5 and 50 kV:

$$dQ = N_{5 \text{ kV}} \cdot dE_{5 \text{ kV}} = N_{50 \text{ kV}} \cdot dE_{50 \text{ kV}}. \quad 4$$

The number of electrons deposited is proportional to the exposure dose.

$$N_{5 \text{ kV}} = c \cdot D_{5 \text{ kV}}, \quad 5$$

$$N_{50 \text{ kV}} = c \cdot D_{50 \text{ kV}}, \quad 6$$

$$D_{5 \text{ kV}} \cdot dE_{5 \text{ kV}} = D_{50 \text{ kV}} \cdot dE_{50 \text{ kV}}, \quad 7$$

$$\frac{D_{50 \text{ kV}}}{D_{5 \text{ kV}}} = \frac{N_{50 \text{ kV}}}{N_{5 \text{ kV}}} = \frac{dE_{5 \text{ kV}}}{dE_{50 \text{ kV}}}. \quad 8$$

For PMMA, HSQ, and CAR, the Bethe formula gives a dose variation from 50 to 5 kV of 6.5, 6.3, and 6.5, respectively, while experiments gave 7.2, 5.4, and 6.6, respectively.

Chemical modifications of the resist, depending on beam acceleration voltage, were studied from the Fourier transform infrared spectra. It was found that, for a given resist process, at the dose-to-size, the amount of modification in the resist does not depend on the beam acceleration voltage in the range of 5–50 kV.

B. Electron-matter interactions

The aim of the following subsection is to quantify the amount and repartition of backscattered energy into the resist film to compare proximity effect correction needs at 5 and 50 kV. This work is based on the determination of the electron point spread function (PSF). It describes the variation of energy deposited by electrons into the resist as a function of the radial distance from the striking point of the electrons. This function is basically used for proximity effect correction (PEC).¹⁵

1. Point spread function measurement principle

The method that we used to determine experimental PSF is based on the same observations as the ones detailed in Ref. 16 (isoenergy level on the edge of developed patterns), extended from dot to line exposure. It uses the two Gaussian approximation.¹⁷ The PSF is written as follows:

$$f(r) = f_f(r) + f_b(r) = \frac{1}{1+c} \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{r^2}{2}\right) + \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{r^2}{2}\right). \quad 9$$

f_f accounts for forward scattering and electron distribution into the incident beam. f_b describes the backscattered electrons distribution. c and r characterize those distributions.

The link between energy, dose, and PSF is¹⁶

$$E(r) = kDf(r), \quad 10$$

where k is a charge to energy conversion factor, constant for a given beam energy and resist process. D is the exposure dose.

The lines exposed have a one pixel width and a pseudo-infinite length, that is to say, at least two times the back-scattering range. The pixel size is a . Thus, successive points are separated by a distance a . The total energy deposited on the edge of a developed line is the sum of energy brought by all the exposed pixels of the line. Both primary and backscat-

tered electrons contribute to it. If $f(R)$ is the PSF at a radial distance R , then the energy $E(R)$ deposited by a linear exposure at the same distance R is

$$E(R) = kDf(R) = kD \left[f_1\left(\frac{R}{a}\right) + 2f_2\left(\frac{R}{a}\right) + 2f_3\left(\frac{R}{a}\right) + \dots \right] \quad 11$$

Then, the energy deposited into the resist, at a distance R from the center of the exposed line, by primary electrons is

$$E_p(R) = kDf_p(R) = \frac{2kD}{2} \exp\left(-\frac{r^2}{2}\right) \frac{1}{2} + \exp\left(-\frac{a^2}{2}\right) + \exp\left(-\frac{4a^2}{2}\right) + \dots, \quad 12$$

where

$$f_p(R) = \frac{2c}{2} \frac{1}{1+c} \exp\left(-\frac{r^2}{2}\right) = 2c f_b(r) \quad 13$$

with

$$c = \frac{1}{2} + \sum_{i=1} \exp\left(-\frac{i^2 a^2}{2}\right). \quad 14$$

The expression for backscattered electrons is

$$E_b(R) = \frac{2}{2} \frac{c}{1+c} \exp\left(-\frac{r^2}{2}\right) = 2c f_f(r), \quad 15$$

where

$$c = \frac{1}{2} + \sum_{i=1} \exp\left(-\frac{i^2 a^2}{2}\right). \quad 16$$

On the edge of a line exposed at an exposure dose D and developed with a width of $2R$, we have the relation¹⁶

$$F(R) = \frac{E_0}{kD}. \quad 17$$

E_0 is the energy level reached by the edge of developed patterns. For lower exposure doses, the energy deposited by backscattered electrons is negligible. The dependence of developed line half width R on exposure dose D is

$$F(R) = \frac{E_0}{kD} = \frac{2c}{2} \frac{1}{1+c} \exp\left(-\frac{r^2}{2}\right) \quad 18$$

$$\ln D = \ln \left(\frac{E_0}{2c k} \frac{1}{1+c} + \frac{R^2}{2} \right). \quad 19$$

is calculated from the slope of the straight line obtained while plotting the variation of the logarithm of the exposure dose as a function of line half width's squared value.

For higher exposure doses, where primary energy deposition is negligible,

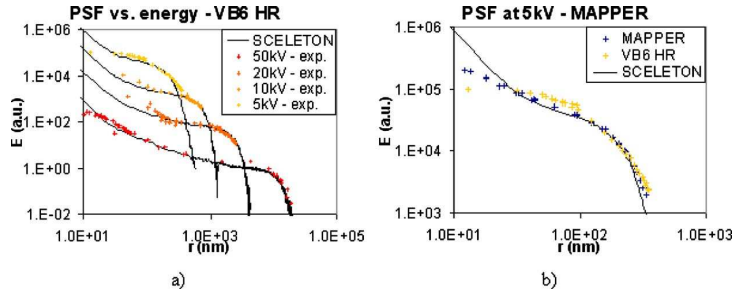


FIG. 1. Color online Experimental and simulated PSFs obtained on 40 nm HSQ coated on silicon wafer. Experiments are in good agreement with SCELETON[®] simulations regarding backscattering. a PSF at voltages from 5 kV up to 50 kV. Experimental data were obtained with a Leica VB6 HR. They are represented by straight crosses. Black curves correspond to SCELETON[®] simulations. b MAPPER tool experiment at 5 kV compared with Leica VB6 HR and SCELETON[®] simulation.

$$\ln D = \ln \frac{E_0^2}{2c k} \frac{1 + R^2}{2}. \quad (20)$$

Thus, measurement of line widths after development, depending on the dose, is used to obtain experimental parameters of normalized PSF. $\ln D$ and R^2 are calculated from the slope of straight lines. $\ln D$ is calculated from the ratio of their intersection with the ordinate axis. Examples are presented in Figs. 1 and 2.

2. Results

Line width measurements were performed by means of a CD-SEM. Experimental curves obtained with a Leica VB6 HR at voltages ranging from 5 to 50 kV and with a MAPPER tool at 5 kV are presented in Fig. 2. The stack consisted of 40 nm of HSQ coated on 300 mm silicon wafers, and developed in TMAH 2.5%. Each experimental curve is compared with a Monte Carlo simulation performed with SCELETON[®].

Experimental curves are not to be directly compared to simulated PSF. Due to the linear exposure method, backscatter to primary energy deposition ratio α is overestimated by a factor c/lc . Energy deposited on the edge of developed lines for lower widths is mainly due to primary electrons. Backscattered energy is negligible. Backscattered energy dominates on the edge of development for larger lines.

Regarding backscattered energy deposition, experiments are in good agreement with Monte Carlo simulations. The Gaussian distributions are the same.

For lower radial distances, the impact of phenomena that are not considered in the simulation appears. The primary electron deposition is more significant than the backscattered one. SCELETON[®] considers punctual beams. It only simulated forward scattering, while experimental results also in-

tegrate spot size impact and, eventually, resist heating.

A comparison of the curves obtained at voltages ranging from 5 to 50 kV Fig. 1 a underlines that the backward scattered electrons' range strongly depends on the primary electrons' acceleration voltage. It is about 10 μm at 50 kV and 0.2 μm at 5 kV. It also appears that the exposure intensity within the backward scattered electrons' range is higher at lower voltages.

According to Everhart,¹⁸ the beam acceleration voltage has little impact on the amount of backscattered electrons regarding the studied voltage range. Let us compare the energy deposited by backscattered electrons at 5 and 50 kV for a given pattern, for instance, a grating of dense lines of pseudo-infinite extension. In this case, pseudo-infinite means larger than 5 and 50 kV backscattered electron range. The energy contribution due to backscattered electrons reaches its maximum in the grating center. Let us consider that the exposure doses-to-size at 5 and 50 kV are $D_{5 \text{ kV}}$ and $D_{50 \text{ kV}}$, respectively. Those exposure doses are proportional to the numbers $N_{5 \text{ kV}}$ and $N_{50 \text{ kV}}$, respectively, of electrons actually deposited into the resist per unit area. If α is the ratio of backscattered to incident electrons, then the number of backscattered electrons at 5 and 50 kV are $\alpha \cdot N_{5 \text{ kV}}$ and $\alpha \cdot N_{50 \text{ kV}}$, respectively. The energy of backscattered electron is roughly the same as the primary ones. If $dE_{5 \text{ kV}}$ is the energy loss of a primary electron striking the resist at 5 kV, then the backscattered electron has the same amount of energy loss. The same considerations lead to the same conclusion at 50 kV. The total energy loss of backscattered electrons at 5kV is

$$\alpha \cdot N_{5 \text{ kV}} \cdot dE_{5 \text{ kV}}. \quad (21)$$

At 50 kV it is

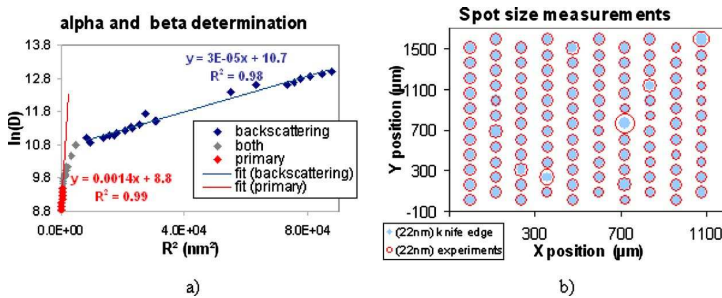


FIG. 2. Color online Determination of PSF parameters. a Example of experimental determination of PSF parameters. Points on the left correspond to lower doses. Energy deposited by backscattered electrons is negligible. Points on the right correspond to energy deposited by backscattered electrons. Points in between, due to the influence of both primary and backscattered electrons. b Spot size measurements on the 110 beams. Dot widths are proportional to evaluated spot sizes. Knife edge measurements obtained in the MAPPER tool are represented as disks. Circles correspond to our measurements in the resist. A reference spot diameter of 22 nm is represented in the caption.

$$\cdot N_{50 \text{ kV}} \cdot dE_{50 \text{ kV}}. \quad 22$$

Since cf. Eq. 4

$$N_{5 \text{ kV}} \cdot dE_{5 \text{ kV}} = N_{50 \text{ kV}} \cdot dE_{50 \text{ kV}}, \quad 23$$

$$\cdot N_{5 \text{ kV}} \cdot dE_{5 \text{ kV}} = \cdot N_{50 \text{ kV}} \cdot dE_{50 \text{ kV}}. \quad 24$$

That is to say, the total energy deposited by backscattered electrons is the same at 5 and 50 kV. In other words, when one considers a pattern that is larger than the backscattered range, the amount of backscattered energy deposited in its center is roughly the same at 5 and 50 kV. The difference is that backscattered electrons are collected from a larger area of exposed pattern at 50 kV.

C. Discussion

Resist processes do not have any new limitation on resolution at 5 kV for thin resist layers sub-50-nm. For thicker resist films, forward scattering has to be evaluated. We carried out simulations with CASINO software^{19,20} to evaluate forward scattering. The simulation parameters were a beam radius of 30 nm (68% of the intensity within a 30 nm radius), a film of HSQ on silicon substrate, and 10^6 electrons. A Gaussian fit applied to CASINO simulations gave the value. Then forward scattering f_f is extracted, thanks to the following equation:

$$= \frac{2}{r^2 + f_f^2}, \quad 25$$

where r is the spot radius. f_f increases at lower voltages. For example, with a 100 nm thick resist film, it is negligible at 50 keV, while it is 14 nm at 5 keV. A 50 nm thickness leads to no forward scattering at 5 keV.

The exposure dose is about 6.5 times lower at 5 kV than at 50 kV. Thus, exposures are faster at 5 kV. Resist processes providing half pitch resolution capabilities better than 45 nm are identified. They are to be used for MAPPER tool acceptance tests.

Those resist processes present high exposure doses. Thus, we assume that any resolution limitation due to shot noise is overcome. However, for high throughput lithography, much lower exposure doses are desirable. A trade-off between resist process contrast and typical exposure dose has to be determined. Since we had no high resolution capability at 5 kV during our preliminary study, this will be directly done on the MAPPER tool.

Forward scattering is wider at lower voltage. Short range corrections are unavoidable at 5 kV, while long range corrections are not needed since backscattered range is a few hundreds of nanometers. Proximity effect correction needs smaller pixel sizes. MAPPER tool works in a raster scan mode. Thus, layout files contain information for each pixel, to be written or not. It increases data volume. Dose modulation will be performed by modifying pixel density instead of writing frequency. Specific solutions are currently under investigation for the MAPPER tool to optimize PEC run time.

IV. MAPPER TOOL RESOLUTION

The second part of our study deals with the MAPPER tool's intrinsic resolution capability. Spot size limits tool resolution. So, in order to check this resolution, spot sizes were evaluated. Forward scattering can also be a limitation. Its contribution was negligible with the 50 nm resist thickness that was used during our experiments.

In a second time, CD-SEM and AFM characterizations of patterns obtained with the MAPPER tool at LETI are presented.

A. Spot size measurement

We aimed at determining spot sizes independently from tool measurements. The method that we used is based on the same principle as the one developed for PSF. Forward scattering is negligible in our experiments. Then spot size is calculated from Eq. 25.

An example of measurement on one beamlet is presented in Fig. 2 a. is evaluated at 23 nm and at 190 nm. is calculated from the ratio of the intersections of the straight lines with the vertical axis. It is 0.87.

Spot size value given by knife edge measurement corresponds to the normal distribution definition. It is $2r$. The measurements of the 110 beamlets are shown in Fig. 2 b. Mean spot sizes are found to be 30 ± 1 nm according to the knife edge method implemented in the tool. With this definition, it is 33 ± 3 nm with the CD measurement method that we have performed, since forward scattering is negligible.

B. MAPPER exposures at LETI

More than a hundred exposures were done at LETI with the MAPPER tool. Some of their results are presented below.

Acceptance tests were performed in January 2010 while the tool had a 45 nm resolution. Its results are presented in Ref. 6. It consisted in evaluating several parameters of the MAPPER tool as follows:

- 1 beam acceleration voltage: 5 kV ± 0.1%,
- 2 more than 90% of beam meeting specifications,
- 3 dense and isolated 45 nm lines and trenches,
- 4 dense and isolated 45 nm dots and contacts,
- 5 bias isolated lines/trenches 45° ± 2 nm,
- 6 10% of CD uniformity for all patterns,
- 7 metallic contamination below 5 × 10¹⁰ atm/cm²,
- 8 tool stability over 3 h cycling,
- 9 less than 20 particles of 120 nm added on the front side,
- 10 less than 5000 particles of 200 nm added on the back side.

All of these criteria were successfully achieved.

In May 2010, the tool resolution has been upgraded to 32 nm. Tool resolution improvement as well as work on resist process have led to higher resolution. For instance, Fig. 3 shows low roughness on dense HSQ 45 nm lines, pseudo-dense 21 nm lines, and 12 nm pseudo-isolated lines. 3D char-

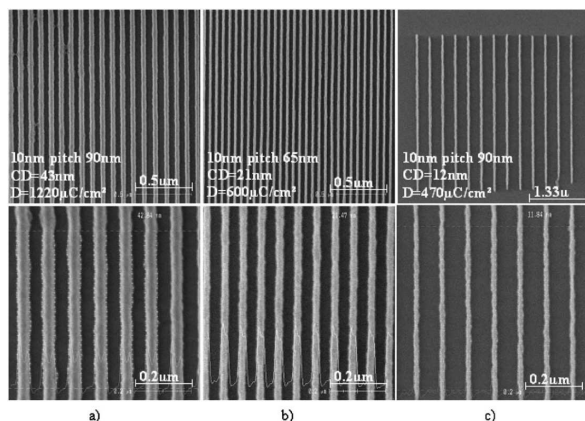


FIG. 3. High resolution exposures obtained in HSQ. a) 45 nm dense lines with low roughness. b) 21 nm pseudo-dense lines. c) 12 nm pitch, 90 nm lines.

acterizations of obtained patterns are presented in Fig. 4. The first promising results achieved with CAR are shown in Fig. 5.

As can be noticed, much lower exposure doses are necessary with CAR than with the selected HSQ resist. CAR higher contrasts lead to a higher resolution capability at lower exposure doses. Thus, high resolution is reached with faster resist processes. The MAPPER tool's 32 nm resolution has been demonstrated.

V. CONCLUSION

MAPPER multielectron beam technology is based on 5 kV beam acceleration voltage, while nowadays high resolution is usually attained with 50 or 100 kV tools.

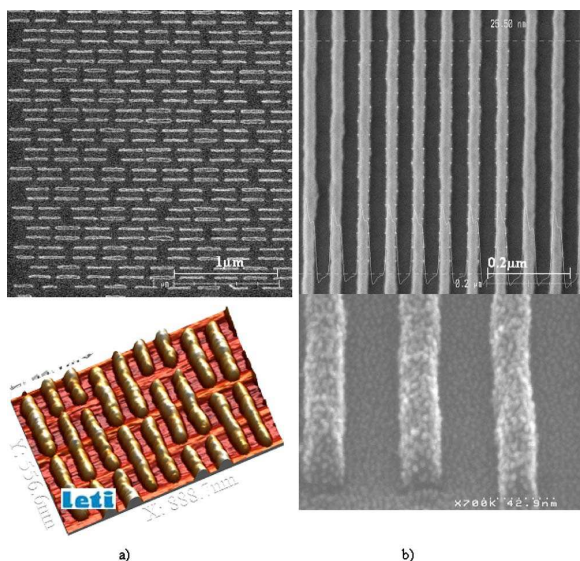


FIG. 4. Color online 3D characterization of MAPPER tool exposures in HSQ. a) 22 nm SRAM cells observed with CD-SEM and AFM 3D. b) 26 nm lines with a pitch of 65 nm observed with CD-SEM and cross section.

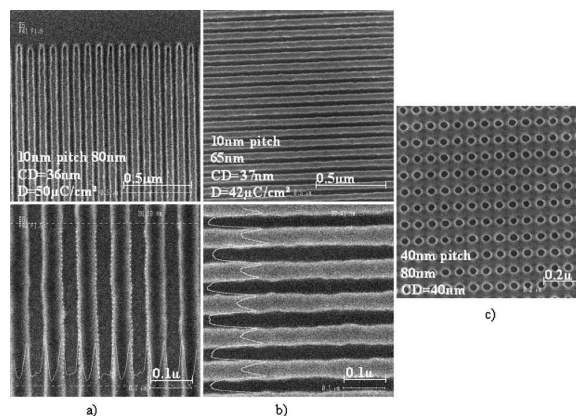


FIG. 5. CAR exposures with the MAPPER tool. a) Positive CAR. b) Negative CAR. c) Contacts obtained in a positive CAR.

During a preliminary study, the resolution capabilities of resist processes at several beam acceleration voltages, ranging from 50 kV down to 5 kV, were evaluated. Contrast values and exposure doses were compared. It appeared that contrast value is almost independent of beam acceleration voltage. In the mean time, exposure dose is lowered by a factor of 6–7 from 50 kV down to 5 kV, which is in agreement with the Bethe theory. Chemical modification of the resist due to electron exposure was also checked. It was found that, even if the exposure dose is significantly lower at 5 kV, at dose-to-size the amount of cross-linking of resist is the same at 5 and 50 kV. The conclusion of this preliminary study is that 5 kV resist processes lead to lower exposure doses but do not limit resolution, provided that no shot noise limitation is encountered and the resist film is thin enough to avoid forward scattering limitation.

Then, we investigated the impact of beam acceleration voltage on PSF. Experiments and simulations lead to the same conclusion. The spatial repartition of backscattered electrons is strongly dependent on beam acceleration voltage. The backscattered range on silicon substrate that we have measured is about 10 μm at 50 kV and 0.2 μm at 5 kV. In the mean time, the amount of backscattered electrons is the same at 5 and 50 kV. This leads us to two conclusions. The first one is that we have the same amount of energy deposited by backscattered electrons at 50 and 5 kV. The second one is that we need to adapt PEC to low voltage since the distribution of backscattered energy is not the same as at higher voltages.

A third part of this study consisted in characterizing the MAPPER tool's own resolution. This was evaluated from exposures. A 33 nm spot size was found. Then, we used a HSQ resist process favoring high exposure doses in order to compensate for its low contrast. Thus, we obtained low roughness on dense 45 nm lines and also 32 nm dense lines. The 12 nm pseudo-isolated lines were also resolved. The first encouraging results were obtained with CAR. A high resolution capability combined with lower exposure doses was pointed out.

Since the MAPPER tool resolution has been upgraded, stability troubles appeared. While this issue will be overcome, several upgrades are planned on our tool. The objective is to reach a 22 nm resolution tool, providing 13 000 beams writing in parallel. A blanker is under development. It will allow each beam to write a different pattern, while beam to beam stitching will be implemented. Finally, the MAPPER tool aims at providing 10 wafers per hour platforms.

In parallel to the MAPPER tool improvement, further work will be carried out on resist processes and data preparation to suit 5 kV lithography needs.

ACKNOWLEDGMENTS

The research leading to these results has received funding from the European Community's Seventh Framework Programme FP7/2007-2013 under Grant No. 214945-MAGIC. The authors acknowledge Dow Corning® for their support and the regular discussions that they had. Yngy Shun from Vistec is also acknowledged for his help in tuning VB6 HR at low voltage.

- ¹L. Pain *et al.*, Proc. SPIE **6921**, 69211S 2008 .
- ²E. Slot *et al.*, Proc. SPIE **6921**, 69211P 2008 .
- ³V. Kuiper *et al.*, Proc. SPIE, **7470**, 74700Q 2009 .
- ⁴M. J. Wieland, H. Derks, H. Gupta, T. van de Peut, F. M. Postma, A. H. V. van Veen, and Y. Zhang, Proc. SPIE **7637**, 76371Z 2010 .
- ⁵M. J. Wieland *et al.*, Proc. SPIE, **7637**, 76370F 2010 .
- ⁶D. Rio, C. Constancias, J. van Nieuwstadt, J. Vijverberg, S. Derrough, B. Icard, and L. Pain, Proc. SPIE **7545**, 75450R 2010 .
- ⁷D. Rio, L. Siegert, S. Derrough, C. Constancias, B. Icard, H. Meynen, and L. Pain, Microelectron. Eng. **87**, 914 2010 .
- ⁸D. Rio, C. Constancias, M. Saied, B. Icard, and L. Pain, J. Vac. Sci. Technol. B **27**, 2512 2009 .
- ⁹H. A. Bethe, Ann. Phys. **397**, 325 1930 .
- ¹⁰G. R. Brewer, J. P. Ballantyne, J. S. Greeneich, R. C. Henderson, B. Fay, D. R. Herriott, and J. Trotel, *Electron-Beam Technology in Microelectronic Fabrication* Academic Press, New York, 1980 , p. 65.
- ¹¹M. J. Berger and S. M. Seltzer, NASA SP-3008, 1964.
- ¹²D. C. Joy and S. Luo, Scanning **11**, 176 1989 .
- ¹³F. Bloch, Ann. Phys. **408**, 285 1933 .
- ¹⁴Chr. Möller and M. S. Plesset, Phys. Rev. **46**, 618 1934 .
- ¹⁵M. Parikh, J. Vac. Sci. Technol. **15**, 931 1978 .
- ¹⁶S. Rishon and D. Kern, J. Vac. Sci. Technol. B **5**, 135 1987 .
- ¹⁷T. H. P. Chang, J. Vac. Sci. Technol. **12**, 1271 1975 .
- ¹⁸T. E. Everhart, J. Appl. Phys. **31**, 1483 1960 .
- ¹⁹P. Hovington, D. Drouin, and R. Gauvin, Scanning **19**, 1 1997 .
- ²⁰D. Drouin, P. Hovington, and R. Gauvin, Scanning **19**, 20 1997 .

Résumé

Dans les prochaines années, la lithographie va devoir opérer un changement technologique majeur, afin de soutenir l'amélioration de la résolution requise par les industriels. La lithographie électronique multifaisceaux est une des alternatives à la photolithographie. Elle allie forte résolution et fort débit.

MAPPER lithography développe un outil pour cette technologie. Afin de prendre en compte les contraintes liées au fonctionnement multifaisceaux, une énergie d'accélération des électrons faible a été choisie : 5keV contre 50keV pour les outils usuels de lithographie électronique haute résolution.

Cette étude a permis de vérifier qu'une telle stratégie modifie un paramètre clef de la lithographie électronique : la dose d'exposition. Or la dose d'exposition impacte directement différents paramètres : résolution, rugosité des motifs, temps d'exposition, etc. Par ailleurs, il a été démontré qu'un bruit inhérent à la lithographie électronique, lié à la réflexion des électrons par le substrat, est significativement modifié par l'énergie du faisceau. Une compréhension du mécanisme de dépôt d'énergie dans la résine est proposée. Elle permet d'interpréter ces résultats expérimentaux.

Enfin, une discussion éclairée sur l'impact de l'énergie du faisceau sur la lithographie a permis de déterminer des paramètres expérimentaux mieux adaptés à l'exposition basse énergie et à l'outil MAPPER en particulier.

Mots-clés: basse énergie, bruit grenaille, carbone amorphe, contraste, courbe de contraste, dose, électron, électron primaire, électronique, énergie, exposition, faisceau gaussien, fonction d'étalement du point, formule de Bethe, HSQ, ITRS, lithographie, MAGIC, MAPPER, PMMA, résine, résine amplifiée, rétrodiffusion, rugosité, sensibilité, spectrométrie infrarouge, taille de faisceau, tension

Abstract

In the coming years, lithography will have to face major changes, in order to sustain resolution improvement required for industry. Multi electron beam lithography is a serious alternative to photolithography. It combines high resolution and high throughput.

MAPPER lithography develops such a tool. To take into account multibeam related constraints, a low beam acceleration energy has been preferred : 5keV while current high resolution electron beam tools work at 50keV.

This study has underlined that such a strategy modifies a key factor of lithography : the exposure dose. And this dose directly plays on several parameters : resolution, patterns roughness, exposure time, etc. In addition, it has been demonstrated that a noise intrinsic to electron beam lithography, related to electron reflection on substrate, is significantly modified by beam acceleration energy. An understanding of energy deposition into resist is proposed. It allows an interpretation of experimental results.

Finally, an enlightened discussion on beam energy impact on lithography has led to the determination of experimental parameters well adapted to low energy exposures and especially to MAPPER tool.

Keywords: amplified resist, amorphous carbon, backscattering, beam size, Bethe formula, CD, contrast, contrast curve, dose, electron, electronic, energy, exposition, flare, FTIR, gaussian beam, HSQ, infrared spectrometry, ITRS, LER, lithography, low voltage, MAGIC, MAPPER, PMMA, point spread function, primary electron, PSF, resist, roughness, sensitivity, shot noise, voltage

