

Le champ proche optique

Théorie et applications

Editeurs :

Daniel Courjon et Claudine Bainier
 Institut FEMTO-ST. *Département d'Optique.*
 UMR 6174 CNRS . Université de Franche-Comté .
 32 avenue de l'Observatoire, 25044 Besançon cedex, France *
www.femto-st.fr

*Auteurs ** :*

Jean-Marie Vigoureux	Laboratoire de Physique Moléculaire, UMR CNRS 6624, Université de Franche-Comté, 25030 Besançon cedex.
Jean-Jacques Greffet Rémi Carminati	Laboratoire EM2C, UPR CNRS 288, Ecole Centrale Paris, 92295 Châtenay-Malabry cedex.
Daniel Van Labeke Michel Spajer	Laboratoire d'Optique P.-M. Duffieux, UMR CNRS 6603, Université de Franche-Comté, 25030 Besançon cedex.
Christian Girard Gérard Colas des Francs	CEMES, 29 rue Jeanne Marvig, BP 4347, F-31055 Toulouse cedex 4, France.
Dominique Barchiesi Pascal Royer Pierre-Michel Adam Renaud Bachelot Hervé Wioland Gregory Wurtz	Laboratoire de Nanotechnologie et d'Instrumentation Optique, Université de Technologie de Troyes, 12 rue Marie Curie BP 2060 F- 10010 Troyes cedex.
Frédérique de Fornel Laurent Salomon Lotfi Berguiga	Groupe Optique de Champ Proche, LPUB-UMR 5027, Université de Bourgogne, 9 av. A. Savary, BP 47870, 21078 Dijon cedex.
Pascal Falgayrettes Michel Castagné	CEM2, Univ. Montpellier 2, Place E. Bataillon, cc 083, 34095 Montpellier cedex 05.
Georges Lampel Nathalie Landraud Jacques Peretti Viatcheslav Safarov Claudine Hermann	Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, Ecole Polytechnique, 91128 - Palaiseau cedex.
Philippe Bertrand	DGA, SPN/ST/LAS/GE, 8 Boulevard Victor, 75015 Paris.
Roland Duffait	Centre de Transfert des Microtechniques, 39 avenue de l'Observatoire, 25044 Besançon cedex.
Emmanuel Bigler	Laboratoire de Physique et Métrologie des Oscillateurs, 32 avenue de l'Observatoire, 25044 Besançon cedex.
Khaled Karrai	Center for Nano-Science, sektion Physik der Ludwig-Maximilians-Universität, D-80539 München, Germany.
Paul Tchénio Anne Débarre	Laboratoire Aimé Cotton, Bât 505, 91405 Orsay cedex.
Bernard Humbert	Laboratoire de Chimie Physique pour l'Environnement, UMR 7564 CNRS-UHP Nancy I, 405 rue de Vandoeuvre, 54600 Villers-lès-Nancy.
Yong Chen	Laboratoire des Microstructures et de Microélectronique, CNRS, 196 avenue Henri Ravéra, 92225 Bagneux.
Yves Souche Michel Orrit	Laboratoire Louis Néel - CNRS/UJF, BP 166, 38042 Grenoble cedex 9. Centre de Physique Moléculaire Optique et Hertzienne (CPMOH), UMR 5798, Université de Bordeaux I, 351 cours de la Libération, 33405 - Talence cedex.

Collection technique et scientifique des télécommunications
 Springer-Verlag France et France Télécom R&D, Paris, 2001
 ISBN 2-287-59720-4

* adresse au moment du dépôt sur HAL

** affiliation au moment de la parution de l'ouvrage

Le champ proche optique

Théorie et applications

Daniel Courjon
Claudine Bainier
ed.

Collection technique et scientifique des télécommunications
Springer-Verlag France et France Télécom R&D, Paris, 2001
ISBN 2-287-59720-4

Partie 1/3

Préface

I. Théories et modélisations (pages 1-114)

II. Expérimentation

III. Exemples d'applications

Bibliographie (pages 321-344)

Table des matières

0.1	À propos d'ondes évanescentes	19
0.1.1	Les propriétés de l'onde évanescente	20
0.1.2	Conséquences de ces caractéristiques	21
I	Théories et modélisations	23
1	Introduction aux concepts	29
1.1	Introduction	29
1.2	Propagation d'un faisceau	30
1.2.1	Position du problème	30
1.2.2	Formule de propagation du champ : spectre angulaire.	30
1.2.3	La propagation est un analyseur de spectre	32
1.2.4	La propagation est un filtre passe-bas de fréquences spatiales	33
1.3	Le principe de Huygens-Fresnel retrouvé	33
1.3.1	Introduction	33
1.3.2	Développement d'une onde sphérique en ondes planes	34
1.3.3	Le principe de Huygens-Fresnel	34
1.3.4	Approximation de champ lointain ou de Fraunhofer	34
1.4	Rayonnement en champ proche	35
1.4.1	Champ électrostatique dipolaire	35
1.4.2	Champ rayonné par un dipôle et limite électrostatique	36
1.4.3	Champ rayonné et champ diffusé	37
1.4.4	Singularité du tenseur de Green et champ local	38
1.4.5	Équation intégrale pour le champ électrique	39
2	Modélisation	41
2.1	Introduction	41
2.2	Détection de champs confinés	42
2.2.1	Position du problème	42
2.2.2	Application du théorème de réciprocité	42
2.2.3	Comment déterminer le champ réciproque?	44
2.2.4	Applications : effets de polarisation et réponse spectrale	45
2.3	Imagerie de structures diélectriques localisées	46
2.3.1	Position du problème	46
2.3.2	Application du théorème de réciprocité	49
2.3.3	Calcul du signal mesuré	50
2.3.4	Concept de réponse impulsionnelle : validité et utilité	50
2.3.5	Cas des microscopes sans ouverture	51
2.4	Conclusion	52

3	Méthode perturbative	55
3.1	Introduction	55
3.1.1	Utilisation de la méthode perturbative en champ lointain	55
3.1.2	Utilisation de la méthode perturbative en champ proche	56
3.2	Vocabulaire et notations	56
3.2.1	Coordonnées et différents vecteurs	56
3.2.2	Polarisation	56
3.2.3	Transformation de Fourier	57
3.3	Rappels théoriques	57
3.3.1	Équations de Maxwell	57
3.3.2	Ondes planes	58
3.4	Méthode de Rayleigh perturbative	58
3.4.1	Système de multicouches rugueuses	58
3.4.2	Développement de Rayleigh	59
3.4.3	Approximation de Rayleigh	60
3.4.4	Réflexion sur un réseau 1D	60
3.4.5	Diffraction par une surface 2D en polarisation quelconque	62
3.4.5.1	Champs réfléchis et transmis	63
3.4.5.2	Champs diffractés au premier ordre de perturbation	64
3.4.6	Diffraction par un système de multicouches rugueuses : cas général	64
3.5	Méthodes de perturbation	65
3.5.1	Équation de Lippman-Schwinger optique	65
3.5.2	Développement de Born optique. Approximation de Rayleigh-Gans	66
3.5.3	Application de l'approximation de Born à la diffraction par une interface peu rugueuse	66
3.6	Limite de validité	67
3.6.1	Validité de la méthode de Rayleigh	67
3.6.2	Validité du développement de perturbation	67
3.6.3	Validité du développement de perturbation limité à l'ordre un (approximation de Born)	68
3.6.4	Autre exemple de discussion de la limite de validité	68
3.7	Modèle de STOM	68
3.7.1	Principe du microscope tunnel optique	68
3.7.2	Modélisation	69
3.7.3	Calcul de l'intensité détectée	69
3.7.4	Discussion	70
3.7.5	Formation des images en STOM	70
3.7.5.1	Filtrage de propagation	70
3.7.5.2	Distance et résolution	71
3.7.6	Fonction de transfert et réponse impulsionnelle	71
3.7.7	Rappels	71
3.7.7.1	Quasi-réponse impulsionnelle	72
3.8	Mode émission	72
3.8.1	Principe du microscope tunnel optique inversé : I-STOM	72
3.8.2	Modélisation	73
3.8.2.1	Limite à grande distance d'un spectre d'ondes planes	73
3.8.2.2	Modélisation de la nano-source	74
3.8.3	Intensité détectée	74
3.9	Discussion	75
3.9.1	Terme spéculaire	75
3.9.2	Fonctionnement du I-STOM	75
3.9.2.1	Réciprocité du I-STOM et du STOM	75
3.10	Conclusion	75

4	Fonction de Green en optique champ proche	77
4.1	Introduction	77
4.2	Fonction de Green et équations de Maxwell	78
4.2.1	Notion de fonction de Green	78
4.2.2	L'équation de Lippmann–Schwinger en électromagnétisme	79
4.2.2.1	Équations de Maxwell et tenseur de Green	79
4.2.2.2	Forme explicite du tenseur de Green S_0	80
4.2.3	Modification de l'équation de Lippmann–Schwinger	82
4.2.3.1	Résolution approchée: approximations successives de Born	82
4.2.3.2	Résolution exacte par discrétisation en volume de la zone source	83
4.2.3.3	Résolution exacte basée sur l'équation de Dyson	84
4.3	Fonction de Green et théories microscopiques	84
4.4	Quelques applications	84
4.4.1	Densité d'états au voisinage d'un échantillon	85
4.4.2	Durée de vie d'un état de fluorescence	86
4.4.3	Cartographie du champ électromagnétique	86
4.4.4	Spectroscopie locale par détection de champ proche	87
5	Plasmons de surface et optique	89
5.1	Introduction	89
5.2	Modes propres	90
5.2.1	Interface plane entre un diélectrique de constante diélectrique réelle et un milieu non magnétique	90
5.2.2	Solution localisée au voisinage du plan xOy	91
5.2.3	Métal à constante diélectrique s'annulant pour la pulsation de plasma	92
5.2.4	Relation de dispersion du plasmon de surface	93
5.2.5	Propagation de l'énergie dans le mode plasmon de surface	94
5.2.6	Distances d'atténuation	94
5.3	Excitation optique des plasmons de surface	95
5.3.1	Divergence des coefficients de Fresnel	95
5.3.2	Milieux d'épaisseur finie, couplage par onde évanescente	96
5.3.3	Couplage par un réseau	98
5.3.4	Variation du champ dans l'épaisseur d'une couche mince métallique hors résonance et à la résonance	98
5.4	Résonance plasmon d'une sphère métallique	99
5.5	Quelques expériences de mise en évidence	99
6	La résolution en champ proche	101
6.1	Introduction	101
6.2	La résolution en microscopie classique	101
6.2.1	Critères de résolution	102
6.2.2	Réponse impulsionnelle, fonction de transfert	102
6.2.3	Superrésolution « classique »	104
6.3	Le champ proche optique, pourquoi ?	105
6.4	Qualité des images	106
6.4.1	Qu'est-ce qu'une image champ proche optique ?	106
6.4.1.1	Étude du bruit, transformée de Fourier	109
6.4.1.2	Analyse de Fourier	110
6.4.2	Résolution sur une portion de ligne	110
6.4.2.1	Spectrogrammes	110
6.4.2.2	Méthode temps-fréquence	111
6.4.2.3	Analyse par ondelettes	111
6.5	Conclusion	113

II Expérimentation	115
7 Les microscopes optiques en champ proche	121
7.1 Généralités	121
7.2 Différents montages	123
7.2.1 Sondes utilisées	124
7.2.1.1 Sondes à ouverture	124
7.2.1.2 Sondes sans ouverture	124
7.2.2 Régulation de la distance sonde/échantillon	125
7.2.2.1 Principe général de régulation	125
7.2.2.2 Asservissement optique par onde évanescente	127
7.2.2.3 Asservissement à forces de cisaillement	127
7.2.3 Configurations expérimentales	129
7.2.3.1 SNOM à sonde à ouverture	130
7.2.3.2 SNOM à sonde sans ouverture	134
7.2.3.3 Sondes diffusantes semi-conductrices ou métalliques (sondes AFM et STM)	137
7.3 Conclusion	143
8 Sondes optiques	147
8.1 Généralités sur les sondes	147
8.1.1 Aperçu théorique	148
8.1.2 Métallisation et post-usinage	150
8.1.3 Sondes fluorescentes	151
8.1.4 Caractérisation des sondes	152
8.1.4.1 Comportement optique	152
8.1.4.2 Comportement thermique	152
8.2 Étirage séquentiel	153
8.2.1 L'étirage séquentiel à chaud	154
8.2.1.1 Le dispositif	154
8.2.1.2 Principe et mode opératoire	155
8.2.2 Attaque chimique en complément	156
8.2.2.1 Attaque isotrope de la pointe préformée	157
8.2.2.2 Calcul du temps d'attaque chimique d'une pointe préformée	158
8.2.2.3 Choix de la concentration de la solution de <i>HF</i>	159
8.2.3 Conclusion	159
8.3 Attaque chimique	161
8.3.1 Attaque « simple » en une étape	161
8.3.2 Attaque en plusieurs étapes	162
8.3.3 Attaque avec gaine	162
8.3.4 Caractérisation des pointes	163
8.3.5 Conclusion sur l'attaque chimique	163
8.4 Pointes microlevier sur <i>Si</i> et composés <i>III-V</i>	164
8.4.1 Le silicium	165
8.4.1.1 Généralités sur le micro-usinage du silicium	165
8.4.1.2 Réalisation de leviers	167
8.4.2 Matériaux <i>III-V</i> : gravure humide de l' <i>InP</i> et du <i>GaAs</i>	167
8.4.2.1 Compositions chimiques des solutions d'attaque de l' <i>InP</i> <100>	168
8.4.3 Profils obtenus	168
8.4.4 Dispositifs actifs	168
8.4.4.1 Détecteur sur levier	168
8.4.4.2 Guide optique intégré sur levier	168
8.5 Sondes en tungstène	168
8.5.1 Fabrication et installation	169

8.5.2	Utilisation en AFM	172
8.5.3	Performances en SNOM	174
8.5.4	Conclusion	175
9	Introduction à la piézoélectricité	177
9.1	Généralités	177
9.1.1	Historique	177
9.1.2	Approche cristallographique	178
9.1.3	La ferroélectricité	178
9.2	Équations de base de la piézoélectricité	180
9.2.1	Variables de la piézoélectricité	180
9.2.2	Caractéristiques piézoélectriques	180
9.2.2.1	Grandeurs mécaniques et électriques	180
9.2.2.2	Équations de la piézoélectricité	181
9.2.2.3	Remarque sur les symétries cristallines	181
9.2.3	Autres caractéristiques	182
9.3	Caractéristique dynamique	182
9.4	Exemples de matériaux piézoélectriques	184
9.5	Usage des matériaux piézo	184
9.5.1	Matériaux piézoélectriques comme dispositifs de balayage	185
9.5.1.1	Actionneur triaxe	186
9.5.1.2	Amélioration de la technique	186
9.5.1.3	Connexion des fils sur les électrodes	186
9.5.1.4	Compensation thermique	187
9.5.2	Matériaux piézoélectriques comme dispositifs vibrants	187
10	Détection des forces de friction	189
10.1	Introduction	189
10.2	Modèle de l'oscillateur	189
10.2.1	Constante de raideur statique d'un bras du diapason	190
10.2.2	Modes de courbure des bras du diapason	191
10.2.3	Modèle de l'oscillateur harmonique avec une masse effective	193
10.2.4	Pourquoi utiliser un diapason plutôt qu'un simple levier?	197
10.3	Le courant piézoélectrique	197
10.4	Détection et calibration du signal	199
10.5	Limites thermodynamiques à la détection de force	202
10.6	Détection des forces de friction et de cisaillement	204
10.7	Réponse de la boucle fermée	209
10.8	Conclusion	213
III	Exemples d'applications	215
11	Cartographie de champ	221
11.1	Généralités	221
11.1.1	Où l'on ne parle pas encore de sonde	221
11.1.2	Simulation simple	222
11.1.3	Présence de la sonde et régulation de sa position	223
11.2	Cartographie du champ proche sans asservissement	225
11.2.1	Cartographie à trois dimensions	225
11.2.2	Effet des propriétés de la sonde sur les images	226
11.3	Cartographie avec asservissement	227
11.3.1	Exemple de mesure d'échantillons plans	228
11.3.1.1	Microscope à micro-ouverture	228

11.3.1.2	Cas du microscope sans ouverture	228
11.3.2	Cartographie en 3 dimensions	229
11.4	Applications	229
11.4.1	Mesure spectroscopique	229
11.4.2	Plasmons	229
11.5	Cartographie des modes d'un guide	231
11.6	Discussion et conclusion	232
12	Spectroscopie moléculaire	237
12.1	Introduction	237
12.2	Le système moléculaire	238
12.2.1	La molécule libre	238
12.2.1.1	Niveaux d'énergie	238
12.2.1.2	Transitions radiatives	240
12.2.1.3	Largeur des raies	241
12.2.2	La molécule dans un milieu	241
12.2.2.1	Modifications des niveaux	241
12.2.2.2	Modification des largeurs de raies	241
12.3	Spectroscopie de molécules uniques	242
12.3.1	Motivations	242
12.3.2	Signal sur bruit et détection	243
12.3.3	Les mesures	245
12.3.3.1	Mesures à basse température	245
12.3.3.2	Mesures à température ambiante	247
12.4	Apports du champ proche	248
12.5	Conclusion	249
13	Spectrométries de vibrations moléculaires	253
13.1	Les vibrations moléculaires	253
13.1.1	Modes de vibration moléculaire	253
13.1.2	Paramètres physiques	254
13.1.3	Description quantique du vibreur diatomique	255
13.1.4	Molécules à plus de deux atomes	257
13.2	Interactions rayonnement-vibration moléculaire	258
13.2.1	Phénomènes d'absorption/émission et de diffusion	258
13.2.1.1	Absorption/émission	258
13.2.1.2	La diffusion de photons par les molécules	260
13.2.1.3	Champ rayonné à grande distance par un dipôle moléculaire vibrant	261
13.2.2	Apport de la mécanique quantique	262
13.2.3	Traitement quantique des vibrations moléculaires	263
13.2.3.1	Dépendance en fonction du temps dans l'approche dipolaire électrique	263
13.2.3.2	Spectroscopie optique non linéaire	264
13.3	Spectroscopie vibrationnelle	264
13.3.1	Description à l'aide du dipôle oscillant	264
13.3.2	Ondes évanescentes obtenues en réflexion totale	266
13.3.3	Spectroscopie non-linéaire	268
14	Semiconducteurs nanostructurés	269
14.1	Technologie de fabrication	269
14.1.1	Croissance épitaxiale	269
14.1.2	Nanolithographie	270
14.1.3	Auto-organisation	270
14.2	Propriétés électroniques et optiques	270
14.2.1	Semiconducteurs massifs	270

14.2.2 Réponse optique	271
14.2.3 Semiconducteurs nanostructurés	273
14.3 Spectroscopie optique conventionnelle	274
14.3.1 Transmission, réflexion, luminescence, et photoconductivité	274
14.3.2 Polarisation, intensité, temps, et modulation externe	275
14.4 Spectroscopie optique locale	276
14.4.1 Spectroscopie locale en champ lointain	276
14.4.2 Intérêts du champ proche	276
14.4.3 Spectroscopie des puits, des fils et des boîtes quantiques	277
14.4.4 Spectroscopie des structures jonction p-i-n et diodes lasers	278
14.4.5 Autres exemples d'application	280
14.5 Conclusion et perspectives	280
15 Magnéto-optique et champ proche	283
15.1 Introduction	283
15.2 Notions de magnétisme	283
15.3 Intérêt de la magnéto-optique en champ proche	284
15.3.1 Au laboratoire	284
15.3.2 Au niveau des applications	285
15.4 Magnéto-optique en champ lointain	286
15.4.1 Configurations et caractéristiques des différents effets	286
15.4.2 Propagation des ondes dans un milieu ferromagnétique	287
15.5 Association champ proche optique et magnétisme	289
15.6 Microscopies sensibles au magnétisme	291
15.7 Conclusion	292
16 Lithographie	295
16.1 Contexte, principe et motivations	295
16.2 Méthodes d'illumination locale en champ proche	297
16.3 Principales expériences et matériaux utilisés	299
16.3.1 Polymères photosensibles	299
16.3.1.1 Utilisation de résines positives en LOP	300
16.3.1.2 Utilisation de résines négatives en LOP	303
16.3.2 Semiconducteurs passivés à l'hydrogène	306
16.3.2.1 Silicium passivé utilisé en LOP	306
16.3.2.2 Germanium passivé utilisé en LOP	307
16.3.3 Métaux	308
16.3.3.1 Or	308
16.3.3.2 Chrome	309
16.3.4 Cristaux organiques	310
16.3.5 Matériaux à changement de phase	311
16.3.6 Cristaux liquides	312
16.3.7 Matériaux photochromiques	313
16.3.8 Matériaux magnétiques et ferro-électriques	313
16.4 Conclusion	315

Liste et références des auteurs de l'ouvrage

P.-M. ADAM

Laboratoire de Nanotechnologie et d'Instrumentation Optique, Université de Technologie de Troyes, 12 rue Marie Curie - BP 2060, F-10010 Troyes cedex.

RENAUD BACHELOT

Laboratoire de Nanotechnologie et d'Instrumentation Optique, Université de Technologie de Troyes, 12 rue Marie Curie - BP 2060, F-10010 Troyes cedex.
Mél : renaud.bachelot@univ-troyes.fr

DOMINIQUE BARCHIESI

Laboratoire de Nanotechnologie et d'Instrumentation Optique, Université de Technologie de Troyes, 12 rue Marie Curie - BP 2060, F-10010 Troyes cedex.
Mél : dominique.barchiesi@univ-troyes.fr

LOTFI BERGUIGA

Groupe Optique de Champ Proche, LPUB-UMR 5027
9, av. A. Savary, BP 47870, 21078 Dijon cedex.

PHILIPPE BERTRAND

DGA, SPN/ST/LAS/GE, 8 Boulevard Victor, 75015 Paris.

EMMANUEL BIGLER

Laboratoire de Physique et Métrologie des Oscillateurs, 32 avenue de l'Observatoire, 25044 Besançon cedex.
Mél : bigler@univ-fcomte.fr

RÉMI CARMINATI

Laboratoire EM2C, UPR CNRS 288, Ecole Centrale Paris, 92295 Châtenay-Malabry cedex.
Mél : remi@em2c.ecp.fr

MICHEL CASTAGNÉ

CEM2, Univ. Montpellier 2, Place E. Bataillon, cc 083, 34095 Montpellier cedex 05.
Mél : castagne@cem2.univ-montp2.fr

YONG CHEN

Laboratoire des Microstructures et de Microélectronique, CNRS, 196 avenue Henri Ravéra, 92225 Bagneux.
Mél : yong.chen@l2m.cnrs.fr

GÉRARD COLAS DES FRANCS

CEMES, 29 rue Jeanne Marvig, BP 4347, F-31055 Toulouse cedex 4.
Mél : colas@cemes.fr

ANNE DÉBARRE

Laboratoire Aimé Cotton, Bât 505, 91405 Orsay cedex.
Mél : anne.debarre@lac.u-psud.fr

FRÉDÉRIQUE DE FORNEL

Groupe Optique de Champ Proche, LPUB-UMR 5027
9, av. A. Savary, BP 47870, 21078 Dijon cedex.
Mél : ffornel@u-bourgogne.fr

ROLAND DUFFAIT

Centre de Transfert des Microtechniques, avenue de l'Observatoire, 25044 Besançon cedex.

PASCAL FALGAYRETTES

CEM2, Univ. Montpellier 2, Place E. Bataillon, cc 083, 34095 Montpellier cedex 05.
Mél : falgay@cem2.univ-montp2.fr

CHRISTIAN GIRARD

CEMES, 29 rue Jeanne Marvig, BP 4347, F-31055 Toulouse cedex 4, France.
Mél : girard@cemes.fr

JEAN-JACQUES GREFFET

Laboratoire EM2C, UPR CNRS 288, Ecole Centrale Paris, Grande Voie des Vignes, 92295
Châtenay-Malabry cedex, France.
Mél : greffet@em2c.ecp.fr

CLAUDINE HERMANN

Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, UMR CNRS 7634, Ecole Polytechnique, 91128
Palaiseau.
Mél : claudine.hermann@polytechnique.fr

BERNARD HUMBERT

Laboratoire de Chimie Physique pour l'Environnement, UMR 7564 CNRS-UHP Nancy I, 405 rue
de Vandoeuvre, 54600 Villers-lès-Nancy.
Mél : humbert@lcpe.cnrs-nancy.fr

KHALED KARRAI

Center for Nano-Science, sektion Physik der Ludwig-Maximilians-Universität, D-80539 Mün-
chen, Germany.
Mél : khaled.karrai@physik.uni-muenchen.de

GEORGES LAMPEL

Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau cedex.
Mél : georges.lampel@polytechnique.fr

NATHALIE LANDRAUD

Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, Ecole Polytechnique, 91128 - Palaiseau cedex.

MICHEL ORRIT

Centre de Physique Moléculaire Optique et Hertzienne (CPMOH), UMR 5798, Université de Bor-
deaux I, 351 cours de la Libération, 33405 - Talence cedex.
Mél : orrit@yak.cpmoh.u-bordeaux.fr

JACQUES PERETTI

Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, Ecole Polytechnique, 91128 - Palaiseau cedex.
Mél : jacques.peretti@polytechnique.fr

PASCAL ROYER

Laboratoire de Nanotechnologie et d'Instrumentation Optique, Université de Technologie de Troyes, 12 rue Marie Curie - BP 2060, F-10010 Troyes cedex.
Mél : royer@univ-troyes.fr

V. I. SAFAROV

Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, Ecole Polytechnique, 91128 - Palaiseau cedex.

LAURENT SALOMON

Groupe Optique de Champ Proche, LPUB-UMR 5027
9, av. A. Savary, BP 47870, 21078 Dijon cedex.

MICHEL SPAJER

Laboratoire d'Optique P.-M. Duffieux, UMR CNRS 6603, Université de Franche-Comté, 25030 Besançon cedex.
Mél : michel.spajer@univ-fcomte.fr

YVES SOUCHE

Laboratoire Louis Néel-CNRS/UJF, BP 166, 38042 Grenoble cedex 9.
Mél : souche@labs.polycnrs-gre.fr

PAUL TCHÉNIO

Laboratoire Aimé Cotton, Bât 505, 91405 Orsay cedex.
Mél : paul.tchenio@lac.u-psud.fr

DANIEL VAN LABEKE

Laboratoire d'Optique P.-M. Duffieux, UMR CNRS 6603, Université de Franche-Comté, 25030 Besançon cedex.
Mél : daniel.vanlabeke@univ-fcomte.fr

JEAN-MARIE VIGOUREUX

Laboratoire de Physique Moléculaire, UMR CNRS 6624, Université de Franche-Comté, 25030 Besançon cedex.
Mél : jean-marie.vigoureux@univ-fcomte.fr

H. WIOLAND

Laboratoire de Nanotechnologie et d'Instrumentation Optique, Université de Technologie de Troyes, 12 rue Marie Curie - BP 2060, F-10010 Troyes cedex.

G. WURTZ

Laboratoire de Nanotechnologie et d'Instrumentation Optique, Université de Technologie de Troyes, 12 rue Marie Curie - BP 2060, F-10010 Troyes cedex.

Remerciements

chapitre 2 RÉMI CARMINATI tient à remercier JUAN-ANTONIO PORTO, JULIAN WALFORD et JEAN-JACQUES GREFFET, les résultats présentés étant le fruit de leur collaboration. Il remercie particulièrement LIONEL AIGOUY qui a fourni les figures 2.4, 2.5 et 2.6.

chapitre 3 DANIEL VAN LABEKE tient particulièrement à remercier JEAN-MARIE VIGOUREUX qui d'une part, lui a fait découvrir, il y de nombreuses années, les "merveilles" de l'onde évanescente et d'autre part, avec DANIEL COURJON a rendu possible sa participation à l'aventure de l'optique en champ proche à Besançon. Il tient également à signaler la collaboration amicale et fructueuse avec DOMINIQUE BARCHIESI et FADI BAÏDA.

chapitre 4 CHRISTIAN GIRARD et GÉRARD COLAS DES FRANCS remercient vivement tous les collègues et amis opticiens du champ proche. Ces remerciements s'adressent plus particulièrement à l'équipe bisontine de DANIEL COURJON et DANIEL VAN LABEKE, ainsi qu'à toute l'équipe dijonnaise rassemblée autour de JEAN-PIERRE GOUDONNET, ALAIN DEREUX et JEAN-CLAUDE WEEBER.

chapitre 5 CLAUDINE HERMANN remercie J. PERETTI pour son aide constante autour de la mise au point de ce cours, et V.A. KOSOBUKIN pour un séminaire très éclairant sur ce sujet.

chapitre 7 PASCAL ROYER, P.-M. ADAM, R. BACHELOT, H. WIOLAND ET G. WURTZ remercient R. DETRUCHE pour sa participation à la réalisation des illustrations.

chapitre 10 KHALED KARRAÏ est particulièrement reconnaissant envers ROBERT D. GROBER, INGO TIEMANN, DIRK HAFT et STEPHAN MANUS pour les discussions plaisantes et fructueuses qu'ils ont échangées. Une partie de ce travail a été soutenue par le programme de recherche bavarois « Neuwerkstoffe »

chapitre 13 BERNARD HUMBERT remercie amicalement ANDRÉ BURNEAU, qui lui a fait découvrir les spectrométries de vibration il y a 11 ans et qui a initié cette approche spectrale du champ proche en 1995. Merci également à DANIEL COURJON et MICHEL SPAJER d'avoir fait découvrir l'optique du champ proche à l'auteur de ces mots ainsi qu'à JÉRÔME GRAUSEM qui a pu ainsi conduire un travail expérimental innovant lors de sa thèse, défendue en 1998.

Prologue

Ce livre est le résultat d'une collaboration d'une dizaine d'années entre plusieurs des auteurs, collaboration née dans le cadre du programme ULTIMATECH du CNRS. À travers ce programme, de nombreux liens s'étaient tissés entre les membres de la communauté des opticiens du champ proche en France. La création d'un GROUPEMENT DE RECHERCHE CNRS sur le sujet allait permettre de renforcer ces liens qui se concrétisèrent par l'organisation d'une École Thématique qui s'est tenue en mars 2000 à la Londe les Maures (Var). Cette école qui a accueilli une centaine de participants nous a permis de faire le point sur l'état de l'art dans ce nouveau domaine grâce à une série de cours portant autant sur la théorie que sur l'expérience. La qualité des interventions et des photocopies fournis aux participants nous ont convaincus qu'une compilation fournirait un outil pour le chercheur et l'ingénieur qu'il soit jeune ou confirmé. Cette compilation couvre une grande partie des domaines d'intérêt du champ proche, allant de la théorie à l'application. Le contenu est écrit par des chercheurs et enseignants chercheurs travaillant dans le domaine depuis de nombreuses années. Comme de nombreux champs de recherche en émergence, le champ proche optique souffre encore aujourd'hui de nombreuses carences et incertitudes tant au niveau de la théorie que de l'application. L'expérience accumulée par les auteurs de ce livre n'en est que plus précieuse et nous l'espérons, sera appréciée des nouvelles générations de microscopistes en champ proche.

Comme le lecteur le constatera au long de ce livre, si l'on retrouve les individualités de chacun des intervenants, nous avons cependant tenté d'assurer, dans la mesure du possible, une certaine cohérence au niveau de la présentation et des systèmes d'unité. Cette même cohérence a été en grande partie assurée au niveau des symboles mathématiques et physiques utilisés. Il y a toutefois des exceptions. Si les quantités vectorielles ont été systématiquement représentées au moyen d'une casse grasse comme $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ au lieu de $\vec{E}_0(\vec{r}, \vec{r}')$, par contre, les fonctions dyadiques ont été, suivant les auteurs, symbolisées sous la forme \mathcal{G} , $\vec{\mathcal{G}}$ ou encore \bar{G} . Il en est de même des symboles utilisés pour représenter les quantités que sont les gradients, divergences, rotationnels, etc.

Enfin, chaque chapitre devant être utilisable de manière autonome, une table des matières partielle leur a été systématiquement associée. Quant à la bibliographie qui regroupe plus de 530 références, celle-ci a été globalement regroupée à la fin de l'ouvrage par souci de concision.

En conclusion, si notre participation à cette œuvre collective a été un réel moment de plaisir pour nous, nous ne sommes en aucune manière les auteurs des textes qui composent cet ouvrage, nous en sommes simplement les coordinateurs à travers notre rôle dans la remise en forme du texte, d'une partie des équations et de la base bibliographique, et enfin dans l'adaptation graphique d'un très grand nombre de figures, courbes et photographies qui illustrent cet ouvrage.

Daniel Courjon

&

Claudine Bainier

Préface

par Jean-Marie Vigoureux

0.1 À propos d'ondes évanescentes

Il eût été possible de consacrer exclusivement cette introduction à un historique général de la microscopie à champ proche. Ce type de microscopie devant remplir la quasi totalité de notre temps, il nous a semblé plus judicieux, et peut être plus instructif, de prendre le problème autrement en nous plaçant dans le cadre plus général des ondes évanescentes, élément clé dans la compréhension des mécanismes intervenant en champ proche. D'autres approches du problème peuvent bien entendu être envisagées, le rayonnement du champ avec les trois termes du rayonnement dipolaire est une voie particulièrement pédagogique qui sera traitée dans le chapitre 1.

L'expérience de la réflexion totale frustrée de Newton est assez connue pour ne pas avoir à la détailler ici. En quelques mots, Newton envoie un faisceau de lumière blanche sur un prisme selon une incidence correspondant à la réflexion totale. En posant sur la face du prisme une lentille de même indice, il s'aperçoit qu'autour du point de contact, une partie de la lumière, jusqu'alors totalement réfléchie, est transmise, via la lentille, dans le second milieu : sans qu'il y ait contact, la réflexion de la lumière se trouve empêchée, ou, suivant les termes qui seront consacrés par l'histoire, la réflexion totale est « frustrée ». En observant mieux le phénomène, il remarque alors que la tache correspondant au faisceau transmis est irisée de rouge sur son bord extérieur. Cette zone périphérique de la tache correspond aux endroits où la distance entre la lentille et le prisme est la plus grande montrant ainsi que cette frustration de la réflexion totale n'est pas identique pour toutes les couleurs, mais plus aisée pour le rouge que pour le bleu. Newton, qui ne parle évidemment pas de longueurs d'ondes, puisque sa description de la lumière est purement corpusculaire, interprète ce phénomène en pensant qu'à la réflexion totale, les particules lumineuses sortent du premier milieu puis font demi-tour pour y retourner. Parmi elles, les particules correspondant au bleu pénètrent un peu moins profondément que celles correspondant au rouge de sorte que ces dernières, seules, peuvent, atteindre les parties de la lentille les plus éloignées. Nous savons maintenant que la théorie ondulatoire de la lumière rend parfaitement compte du phénomène : une onde est mathématiquement définie dans tout l'espace ; elle ne peut donc être non nulle d'un côté d'un dioptré sans l'être de l'autre côté et ceci indépendamment de ses possibilités de propagation dans la direction perpendiculaire au dioptré.

- Si l'onde peut se propager dans le second milieu dans cette direction, nous avons l'onde transmise habituelle ;
- si l'onde ne peut se propager dans cette direction, nous avons l'onde évanescente, dont l'amplitude décroît exponentiellement avec la distance à la surface. Dans ce dernier cas, cependant, les conditions de continuité de l'onde doivent bien sûr être à nouveau vérifiées si l'on approche un second dioptré (la lentille dans le cas de l'expérience de Newton) : l'amplitude du champ ne peut être nulle sur la surface « extérieure » de la lentille sans l'être sur la surface « intérieure ». Lorsque la lentille entre dans l'onde évanescente, le champ à l'intérieur de celle-ci ne peut donc être rigoureusement nul et peut en conséquence donner lieu à une onde transmise progressive : c'est la réflexion totale « frustrée ». On remarquera l'analogie de ce processus avec l'effet tunnel quantique.

0.1.1 Les propriétés de l'onde évanescente

Comme toute onde, l'onde évanescente est définie par sa polarisation, son vecteur d'onde et son amplitude.

Dans le cas d'une onde *TE* la polarisation de l'onde évanescente ne présente aucune particularité par rapport à celle d'une onde progressive ordinaire. Dans le cas d'une onde *TM* il n'en est plus de même. Plaçons nous par exemple dans le trièdre $Oxyz$, l'axe Oz étant perpendiculaire au dioptre et notons l'angle d'incidence θ_1 . Le plan Oxz étant le plan d'incidence, la polarisation du champ *TM* incident s'écrit dans ce cas :

$$\mathbf{e}^I = (-\cos\theta_1, 0, \sin\theta_1). \quad (1)$$

Si l'on note n_1 l'indice du premier milieu et $n_2 = 1$ celui du second, les relations de Snell-Descartes nous permettent d'écrire les composantes du vecteur polarisation de l'onde transmise dans le second milieu, soit

$$\mathbf{e}^T = \left(-\cos\theta_2 = \sqrt{1 - n_1^2 \sin^2\theta_1}, 0, n_1 \sin\theta_1 \right). \quad (2)$$

Quand le radical sous la racine est négatif, l'onde transmise est évanescente et son vecteur polarisation s'écrit :

$$\mathbf{e}^T = \left(-j\sqrt{n_1^2 \sin^2\theta_1 - 1}, 0, n_1 \sin\theta_1 \right). \quad (3)$$

Ce résultat exprime la particularité de la polarisation de l'onde évanescente dans ce cas particulier de polarisation (*TM*) : bien que la partie incidente de l'onde soit polarisée rectilignement, la polarisation de sa partie transmise est :

- de structure elliptique (puisque les deux composantes sont alors déphasées l'une par rapport à l'autre) ;
- l'ellipse tournant non pas dans un plan perpendiculaire au vecteur d'onde comme dans le cas usuel, mais dans le plan d'incidence Oxz .

Cette remarque a son importance en particulier lorsqu'en spectroscopie infra rouge (*ATR*) il s'agit d'interpréter des spectres.

Des considérations analogues peuvent s'appliquer au vecteur d'onde dont les composantes s'écrivent, dans la partie incidente de l'onde

$$\mathbf{k}^I = [(\omega/c) \sin\theta_1, 0, (\omega/c) \cos\theta_1] \quad (4)$$

et dans la partie transmise :

$$\mathbf{k}^T = \left[(\omega/c) \sin\theta_2 = (\omega/c) n_1 \sin\theta_1, 0, (\omega/c) \cos\theta_2 = (\omega/c) \sqrt{1 - n_1^2 \sin^2\theta_1} \right]. \quad (5)$$

Comme précédemment, ces composantes deviennent dans le cas d'une onde évanescente (c'est-à-dire lorsque $n_1 \sin\theta_1 > 1$)

$$\mathbf{k}^T = \left[(\omega/c) n_1 \sin\theta_1, 0, j(\omega/c) \sqrt{n_1^2 \sin^2\theta_1 - 1} \right]. \quad (6)$$

Le caractère remarquable de ce vecteur d'onde de l'onde évanescente est :

- d'être complexe ;
- d'avoir une composante imaginaire pure suivant Oz , ce qui se traduira par une décroissance exponentielle de l'amplitude de l'onde transmise en fonction de la distance au dioptre ;
- d'avoir une composante suivant Ox anormalement grande puisque nous avons pour cette composante $k_x > \omega/c$ alors que dans une onde progressive ordinaire une composante du vecteur d'onde est au mieux égale à ω/c . Notons toutefois que dans tous les cas $\mathbf{k} \cdot \mathbf{k} = \omega^2/c^2$.

0.1.2 Quelques conséquences de ces caractéristiques inhabituelles

Ces expressions de la polarisation et du vecteur d'onde de l'onde évanescente sont tout à fait inhabituelles. Des expériences précises les ont vérifiées il y a maintenant une vingtaine d'années à la fois dans le domaine optique et dans le domaine centimétrique. La question se pose toutefois de savoir quelles vont être les conséquences en ce qui concerne, par exemple, les interactions entre la matière et le rayonnement. En nous limitant à nos plus proches préoccupations, les propriétés les plus intéressantes de l'onde évanescente sont certainement celles qui sont liées aux caractéristiques du vecteur d'onde. Nous nous limiterons à celles-ci en considérant seulement deux exemples, le premier concernant l'interaction d'un électron avec une onde évanescente et le second, plus proche des préoccupations présentes de la plupart d'entre nous, concernant la résolution d'un système optique.

De manière générale, un électron libre se déplaçant dans le vide à vitesse uniforme ne peut ni émettre ni absorber de lumière ; on traduit ce résultat en disant qu'il ne permet pas d'effet photoélectrique du premier ordre. La raison en est simple : la condition essentielle pour qu'un tel processus, par exemple d'absorption de lumière, soit possible est que l'électron, après avoir augmenté son énergie de $\hbar\omega$ et son impulsion de $\hbar k$ en absorbant le photon se retrouve dans l'un de ses états possibles. Ces états étant définis par l'équation $E^2 = c^2 P^2 + m^2 c^4$, un calcul simple, effectué dans le cas où l'électron se déplace dans la direction Ox , montre que la raison pour laquelle cette condition est impossible à satisfaire tient à ce que la composante k_x de la quantité de mouvement apportée par le photon n'est pas assez grande. Cette constatation nous ouvre la voie d'un processus possible en ce qui concerne l'interaction d'un électron et d'une onde évanescente : si l'impulsion $\hbar k_x$ du photon « libre » n'est pas suffisante, celle d'un mode évanescent, qui, nous l'avons vu ci-dessus, est supérieure à celle du photon libre pourra peut-être convenir. De fait, un calcul de conservation de l'énergie et de l'impulsion montre que dans l'onde évanescente, l'interaction, tout à l'heure interdite, est maintenant permise : un électron passant à vitesse constante au voisinage d'une surface peut absorber ou émettre un mode évanescent du champ. Un calcul détaillé montre de plus que ce raisonnement conduit à une théorie quantitative de l'effet Cerenkov (émission de lumière par un électron se déplaçant, dans un milieu à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans le milieu) ou de l'effet Smith-Purcell (émission de lumière par un électron se déplaçant au voisinage d'un réseau). En ce qui concerne la microscopie, le raisonnement est tout à fait similaire : la résolution d'un appareil optique fait intervenir le vecteur d'onde k_x de la lumière utilisée. De manière plus précise, la résolution est inversement proportionnelle à celui-ci. Comme ce dernier est plus grand dans une onde évanescente que dans une onde progressive usuelle, on en déduit aisément que la résolution sera elle aussi plus grande si l'on utilise une onde évanescente. L'équation (6) nous montre cependant la limite incontournable de ces deux exemples : la composante parallèle au dioptre k_x du vecteur d'onde de l'onde évanescente est égale à $(\omega/c)n \sin \theta$ et vaut donc, au mieux, $n\omega/c$. Le seul gain à espérer en utilisant l'onde évanescente décrite ci-dessus, est donc lié au passage de la valeur ω/c que nous aurions normalement dans le vide, à $n\omega/c$. Il se trouve ainsi caractérisé par la valeur de l'indice. Celui-ci n'étant jamais bien supérieur à 2, le gain sera au mieux de ce même facteur :

- dans le cas d'un électron libre en mouvement uniforme, le calcul montre que l'électron ne peut interagir avec l'onde évanescente que lorsque sa vitesse est supérieure à $\omega/k_x = c/n \sin \theta$ soit de façon générale, supérieure à c/n . Si n vaut 2, il lui est donc nécessaire d'aller à une vitesse supérieure à la moitié de celle de la lumière, ce qui reste une condition assez peu commune ;
- dans le cas de la résolution, une valeur de l'indice de $n = 2$, ne fait gagner de même qu'un coefficient 2 en résolution. Ce coefficient n'est pas bien grand ... et revient d'ailleurs à obtenir ce que l'on obtiendrait avec un microscope à immersion utilisant un milieu de même indice.

Doit-on en conclure que l'onde évanescente ne présenterait qu'un intérêt marginal et ne serait en fait qu'une curiosité ? Non, bien sûr, car ces réflexions ne condamnent que l'onde évanescente de Fresnel-Newton dont la plus grande composante du vecteur d'onde est décidément trop faible pour laisser espérer un véritable progrès dans les deux problèmes ci-dessus. Sur ces questions, cette dernière, certes, restera toujours un outil didactique précieux, mais, pour obtenir des effets vraiment intéressants, il va nous falloir aller chercher plus loin d'autres ondes évanescentes dont le vecteur d'onde permettrait des échanges de quantité de mouvement beaucoup plus grands que ce que nous avons pu obtenir jusque là. De telles ondes évanescentes existent, elles sont obtenues non plus par réflexion totale de la lumière, mais par diffraction. Le spectre théorique

de diffraction d'un objet peu contenir en effet toutes les valeurs possibles de k_x . De façon plus précise, si L représente la dimension de l'objet diffractant, le spectre des fréquences spatiales disponibles ne se limite pas aux seuls k_x compris entre 0 et $n\omega/c$, comme dans le cas de la réflexion totale, mais il contient tous les k_x allant de 0 à $1/L$. Ainsi, plus l'objet est petit, plus son spectre contient de grandes valeurs de k_x (hautes fréquences spatiales). Si donc on se trouvait limité, au voisinage d'un dioptre plan, à des valeurs de k_x au mieux égale à $2\omega/c$, il n'en est plus de même si l'on considère une surface rugueuse : plus les rugosités seront fines, plus de grandes valeurs de k_x seront présentes.

Cette simple remarque nous permet d'élargir nos espoirs et de reprendre nos propos précédents : *la condition pour qu'un électron libre puisse absorber ou émettre de la lumière est, nous l'avons vu, que sa vitesse soit supérieure ou égale à ω/k_x ; au voisinage d'une surface rugueuse où les valeurs de k_x peuvent être très grandes, cet électron pourra interagir même à faible vitesse.* De même, et pour les mêmes raisons, la résolution d'un dispositif optique pourra être beaucoup plus grande que celle que l'on connaît et dépasser en particulier le critère de Rayleigh . . . Pour l'illustrer, rappelons en quelques mots le principe de la microscopie en champ proche : un objet de dimension L diffracte la lumière qu'il reçoit dans un spectre de fréquences spatiales k_x s'étalant entre 0 et $1/L$. Parmi celles-ci, bien sûr, seules celles pour lesquelles k_x est compris entre $-\omega/c$ et $+\omega/c$ peuvent se propager dans l'espace environnant ; les autres, ne vérifiant plus les conditions de propagation et restent donc piégées sur l'objet sous forme de modes évanescents.

- La microscopie dite « en champ lointain » détecte le champ diffracté à grande distance. Elle n'utilise donc que les ondes qui ont pu se propager jusqu'au détecteur, c'est-à-dire celles dont les fréquences spatiales appartiennent à l'intervalle $[-\omega/c, +\omega/c]$. Ce spectre, nous l'avons vu, ne porte que les informations relatives aux objets de tailles inversement proportionnelles à ces fréquences soit des objets de dimensions « en gros » supérieures à λ .
- La microscopie en champ proche va au contraire chercher à « récupérer » la part la plus large possible des fréquences spatiales de l'objet en détectant si possible et les ondes progressives et les ondes évanescentes qu'il diffracte. Ces dernières restent sur la surface de l'objet, il faut pour cela en approcher le détecteur le plus près possible. Cela est techniquement réalisé à l'aide d'une fibre optique dont la pointe balaie la surface à observer à quelques nanomètres seulement de celle-ci. L'amplitude des ondes évanescentes décroissant, nous l'avons vu, d'autant plus rapidement lorsque l'on s'éloigne de la surface que leur fréquence spatiale est grande, il va de soi que le spectre que l'on pourra détecter sera d'autant plus large que la pointe sera proche de la surface. La résolution dépendra donc de cette distance pointe-surface : plus cette distance sera faible, plus les ondes de « grande évanescente » pourront être captées, et donc, plus la résolution du dispositif sera grande.

Une dernière question se pose alors : si les ondes évanescentes présentes sur la surface ne vérifient pas les conditions de propagation, comment est-il possible de les capter avec une fibre ? C'est là un problème dit de « réciprocité » : si un objet de petite dimension diffracte une onde progressive sous forme (entre autres) d'ondes évanescentes, réciproquement, une onde évanescente sera diffractée par un objet de même dimension sous forme d'onde progressive. Ainsi, le mode de détection utilisé est-il un mode de « frustration de l'onde évanescente » tout comme celui qui intriguait Newton. Cette dernière remarque peut nous faire comprendre que la « résolution » espérée de tels dispositifs (qui, nous l'avons vu, est fonction de la distance pointe-surface) dépende aussi de la taille de la pointe : une pointe de dimension d ne peut diffracter sous forme d'ondes progressives que les fréquences spatiales de l'intervalle $[0, 1/d]$. Plus la pointe sera donc fine, plus des ondes de grande fréquence spatiale pourront donc être détectées, et plus la résolution sera importante.

Ainsi, comme l'écrivait il y a plus de trente ans O. Costa de Beauregard, l'onde évanescente est une « mine de trésors ». On peut ajouter aujourd'hui qu'elle n'a pas fini de nous étonner et que nous avons encore beaucoup à apprendre d'elle.

Première partie

Théories et modélisations

Coordination : R. CARMINATI

Rédacteurs :

- **chapitre : 1** J.-J. GREFFET
- **chapitre : 2** R. CARMINATI
- **chapitre : 3** D. VAN LABEKE
- **chapitre : 4** CH. GIRARD ET
 G. COLAS DES FRANCS
- **chapitre : 5** C. HERMANN
- **chapitre : 6** D. BARCHIESI

Présentation de la première partie

Après les travaux pionniers du milieu des années 1980, l'optique de champ proche s'est largement développée au début des années 1990, avec l'apparition de diverses techniques permettant l'imagerie optique au-delà de la limite de diffraction. Parallèlement, les premières études théoriques et numériques sont apparues. Il s'agissait d'expliquer les principes fondamentaux [1, 2] et de comprendre l'influence des divers paramètres sur la formation des images [3, 4]. Depuis, la simulation numérique et la modélisation ont sans cesse évolué, permettant une meilleure compréhension de la formation des images et des mécanismes physiques intervenant en champ proche [5–7].

Quelle que soit la technique utilisée et l'application visée, l'optique de champ proche exploite l'interaction entre un champ électromagnétique et des structures nanométriques. Comprendre ces interactions est un problème *a priori* très complexe. On peut identifier trois causes principales à cette complexité.

1. Il est nécessaire de calculer un champ électromagnétique dans une géométrie confinée, ayant peu de symétries, et en présence éventuellement de résonances et de diffusion multiple. Les approximations de l'optique géométrique et de l'optique physique scalaire n'étant pas valables, seule un formalisme électromagnétique vectoriel est utilisable.
2. Certains concepts utilisés en microscopie optique classique perdent leur sens en champ proche. Par exemple, le facteur de réflexion (grandeur non locale définie pour une onde plane et une surface lisse) n'a plus de sens à des échelles sub-longueur d'onde. Il faut donc changer certaines habitudes et introduire de nouveaux concepts.
3. Les applications de l'optique de champ proche étant de plus en plus variées (et allant largement au-delà de l'imagerie de surfaces), ce domaine se trouve désormais aux confins de l'optique électromagnétique, de la physique des structures mésoscopiques et de la physique moléculaire. C'est d'ailleurs aussi ce qui en fait un domaine fascinant.

La partie *Théories et modélisations* de ce livre comporte six chapitres, couvrant les points principaux de la théorie de l'optique de champ proche : concepts fondamentaux, modélisation et méthodes approchées, simulation numérique, et descriptions de phénomènes physiques en champ proche.

Plus précisément, le chapitre 1 est une introduction au concept de champ proche optique. Deux points de vue sont développés : l'approche « spectre angulaire et ondes évanescentes », et l'approche « rayonnement électromagnétique ». Le chapitre 2 présente une vue globale et générale de la modélisation des images, montrant en particulier comment inclure le rôle de la pointe dans la modélisation. Les applications visées sont aussi bien la détection de champs électromagnétiques confinés que l'imagerie de structures de surface. Le chapitre 3 expose la méthode perturbative et son application en champ proche. Bien qu'approchée, cette méthode est très précise dans de nombreux cas. Elle permet des simulations numériques peu coûteuses en temps de calcul et le développement de modèles simplifiés. Le chapitre 4 décrit une méthode de simulation numérique exacte, fondée sur le formalisme de la fonction de Green, et propose des applications récentes de ce formalisme. De telles méthodes sont indispensables en optique de champ proche, notamment pour traiter des systèmes échappant au domaine de validité des méthodes perturbatives (par exemple certains systèmes résonants). Le chapitre 5 introduit les plasmons de surface du point de vue de l'optique de champ proche. L'observation, l'excitation locale et le contrôle des plasmons de surface est une application importante de cette technique. Le chapitre 6 clôt cette première partie par une discussion sur la résolution et la difficulté de définir cette notion en champ proche. Des éléments de réponse sont apportés, fondés sur des méthodes d'analyse récentes des images en champ proche.

Ces différents chapitres ont une vocation pédagogique, tout en présentant les méthodes et résultats les plus récents. Trouver un équilibre entre une présentation didactique, mais trop simplifiée, et une présentation pointue et moderne, mais s'adressant uniquement au spécialiste, est une tâche difficile. Nous espérons avoir réussi.

Rémi Carminati
Laboratoire EM2C, École Centrale, Paris
92295 Châtenay-Malabry cedex, France

Chapitre 1

Introduction aux concepts de l'optique de champ proche

Sommaire

1.1 Introduction	29
1.2 Propagation d'un faisceau	30
1.2.1 Position du problème	30
1.2.2 Formule de propagation du champ : spectre angulaire.	30
1.2.3 La propagation est un analyseur de spectre	32
1.2.4 La propagation est un filtre passe-bas de fréquences spatiales	33
1.3 Le principe de Huygens-Fresnel retrouvé	33
1.3.1 Introduction	33
1.3.2 Développement d'une onde sphérique en ondes planes	34
1.3.3 Le principe de Huygens-Fresnel	34
1.3.4 Approximation de champ lointain ou de Fraunhofer	34
1.4 Rayonnement en champ proche	35
1.4.1 Champ électrostatique dipolaire	35
1.4.2 Champ rayonné par un dipôle et limite électrostatique	36
1.4.3 Champ rayonné et champ diffusé	37
1.4.4 Singularité du tenseur de Green et champ local	38
1.4.5 Équation intégrale pour le champ électrique	39

1.1 Introduction

Le premier objectif de ce chapitre est de présenter le problème de la propagation de la lumière dans un cadre électromagnétique et, ce faisant, d'introduire la notion d'onde évanescente et l'origine physique de la limitation de résolution des systèmes optiques traditionnels. Le deuxième objectif est d'aborder les notions de rayonnement nécessaires à la description du champ proche. Ces notions seront largement reprises et approfondies dans les chapitres ultérieurs. La présentation de la diffraction habituellement faite dans le cadre de l'approximation scalaire a l'immense avantage de la simplicité. Toutefois, elle présente l'inconvénient de dupliquer les notions mises en jeu : l'optique physique d'un côté, avec des amplitudes scalaires et une intensité, l'électromagnétisme de l'autre avec des champs et le vecteur de Poynting. Il est alors parfois tentant de créer des distinctions entre des notions qui sont en fait fondamentalement identiques. Ainsi, d'un point de vue strictement électromagnétique, on verra que la notion de diffraction n'a pas de raison d'être. La première partie est consacrée à la notion de propagation d'une onde dans le vide, à l'introduction du spectre angulaire et des ondes évanescentes et à la discussion de la limite de résolution. Dans la deuxième, on déduit le principe de Huygens-Fresnel du formalisme électromagnétique, et l'on présente dans la dernière partie quelques notions de rayonnement qui seront reprises dans les chapitres suivants.

Commençons par rappeler ce qu'est un problème typique de diffraction par une ouverture. Il s'agit de calculer le champ en un point (x, y, z) connaissant le champ sur un plan noté $z = 0$ et connaissant le comportement asymptotique du champ à grande distance de ce plan (c'est-à-dire, décroissance à l'infini)¹. Il s'agit donc essentiellement d'un problème de propagation. Dans la mesure où nous abordons ce problème dans le cadre des équations de Maxwell et non pas à l'aide de l'optique géométrique, le comportement ondulatoire du rayonnement est complètement pris en compte. Il n'est donc pas nécessaire d'introduire un principe pour retrouver les figures de diffraction. Elles ne sont rien d'autre que la manifestation dans certaines conditions de l'aspect ondulatoire du rayonnement. Il est clair que si l'on choisit l'optique géométrique comme cadre théorique de référence, le point de vue est totalement différent et l'on est amené à considérer la diffraction comme une anomalie et, à lui donner un nom particulier et à la décrire à l'aide d'un principe ajouté à la théorie. Les équations de Maxwell fournissent un cadre qui englobe à la fois l'optique géométrique et la propagation d'ondes, notamment dans les cas pour lesquels on parle, par habitude, de diffraction.

Pour traiter ce problème à l'aide des équations de Maxwell, nous allons montrer qu'il est possible d'établir que le champ électrique peut s'écrire sous la forme d'une superposition d'ondes planes en tout point du demi espace situé en $z > 0$. Sous cette forme, on retrouve des expressions très proches de celles qui sont rencontrées en rayonnement. Les principales idées restent valables : notion de champ lointain et de directivité notamment. Nous montrerons ensuite comment l'on peut déduire de ce résultat rigoureux le principe de Huygens-Fresnel dans l'approximation paraxiale.

1.2 Propagation d'un faisceau

1.2.1 Position du problème

Nous étudions la propagation du rayonnement monochromatique de pulsation ω issu d'une source qui n'est pas précisée. Nous prenons comme donnée de base du problème, la connaissance du champ électrique sur le plan $z = 0$. Il peut s'agir par exemple d'un faisceau laser qui traverse le plan $z = 0$ ou bien du champ dû à une antenne (ou toute autre distribution de courant) qui serait placée en un point de l'espace en $z < 0$. Nous supposons que la propagation s'effectue dans le vide. Ce que nous cherchons à obtenir est une expression explicite du champ électrique en tout point $z > 0$. Il est clair que l'exemple typique de la diffraction d'une onde plane par une ouverture dans un écran se ramène à ce problème.

Toutefois, cette façon de poser le problème est plus générale. Elle inclut également l'étude de l'élargissement d'un faisceau dans le vide, l'étude de l'amplitude du champ au voisinage d'un point de focalisation (infinie d'après l'optique géométrique), etc.

1.2.2 Formule de propagation du champ : spectre angulaire.

La démarche de détermination du champ électrique est tout à fait classique. Le champ obéit à l'équation de Helmholtz dans le vide et satisfait des conditions aux limites de continuité à la surface $z = 0$. Par souci de simplicité, nous allons travailler avec une amplitude scalaire. La prise en compte de l'aspect vectoriel se fait de façon immédiate pour ce problème : il suffit de considérer que nous avons travaillé sur l'une des composantes cartésiennes du champ. L'équation de Helmholtz s'écrit pour le champ électrique scalaire

$$\Delta E + \frac{\omega^2}{c^2} E = 0. \quad (1.1)$$

A l'aide de cette équation et du théorème de Green, il est possible de trouver l'expression du champ. C'est la formulation de *Kirchhoff* ou *Kirchhoff-Sommerfeld* de la diffraction. Ici, nous allons développer le champ sur une base d'ondes planes. Pour cela, nous remarquons que le champ $E(x, y, z)$ peut être considéré comme une fonction de x et y dans un plan z fixé. Nous allons introduire la décomposition de Fourier de E suivant x et y seulement.

$$E(x, y, z) = \iint \tilde{E}(u, v, z) \exp[i(ux + vy)] dudv, \quad (1.2)$$

1. Il s'agit, d'un point de vue mathématique, de définir correctement les conditions aux limites du problème en $z = 0$ et en $z = +\infty$. En $z = +\infty$, la condition utilisée est la condition de rayonnement de Sommerfeld.

où u et v sont réels. Il est toujours possible de le faire puisque la fonction est de carré sommable dans le plan (x, y) . En effet, l'intégrale du carré du champ sur le plan (x, y) est, à une constante près, l'énergie électromagnétique du faisceau par unité de longueur suivant l'axe Oz , qui est nécessairement finie.

Le problème de la détermination de $E(x, y, z)$ est alors ramené à la recherche de sa transformée de Fourier. Nous obtenons l'équation satisfaite par $\tilde{E}(u, v, z)$ en reportant (1.2) dans (1.1).

On obtient ainsi,

$$\iint \left\{ \frac{\partial^2 \tilde{E}(u, v, z)}{\partial z^2} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} - u^2 - v^2 \right) \tilde{E}(u, v, z) \right\} \exp[i(ux + vy)] dudv = 0, \quad (1.3)$$

ce qui entraîne :

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}(u, v, z)}{\partial z^2} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} - u^2 - v^2 \right) \tilde{E}(u, v, z) = 0. \quad (1.4)$$

La solution générale de cette équation s'écrit immédiatement sous la forme de deux exponentielles. Nous introduisons la notation suivante :

$$w = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - u^2 - v^2} \quad \text{pour} \quad \frac{\omega^2}{c^2} > u^2 + v^2 \quad (1.5)$$

$$w = i\sqrt{u^2 + v^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} \quad \text{pour} \quad \frac{\omega^2}{c^2} < u^2 + v^2. \quad (1.6)$$

Avec ce choix de détermination, la solution générale s'écrit :

$$\tilde{E}(u, v, z) = A(u, v) \exp[iwz] + B(u, v) \exp[-iwz]. \quad (1.7)$$

Si l'on considère un champ se propageant dans le sens des z positifs, le terme B est nul. La détermination de A se fait en écrivant simplement l'expression du champ dans le plan $z = 0$ à l'aide de (1.2) et (1.7). On obtient ainsi :

$$E(x, y, 0) = \iint A(u, v) \exp[i(ux + vy)] dudv. \quad (1.8)$$

Cette expression montre que l'amplitude complexe $A(u, v)$ est simplement la transformée de Fourier du champ dans le plan $z = 0$.

$$A(u, v) = \tilde{E}(u, v, 0). \quad (1.9)$$

Finalement, le champ en tout point (x, y, z) s'écrit sous la forme :

$$E(x, y, z) = \iint \tilde{E}(u, v, 0) \exp[i(ux + vy + wz)] dudv. \quad (1.10)$$

Sous cette forme, il apparaît clairement que le champ s'écrit sous la forme d'une superposition d'ondes planes dont les vecteurs d'ondes ont pour composantes (u, v, w) et qui satisfont à la relation de dispersion dans le vide :

$$u^2 + v^2 + w^2 = \frac{\omega^2}{c^2}. \quad (1.11)$$

L'amplitude complexe de chaque onde plane est donnée très simplement par la valeur de la transformée de Fourier du champ dans le plan (x, y) . Il est important de remarquer que cette expression fournit une solution exacte au problème de la diffraction. Le résultat résumé par l'équation (1.10) est aussi appelé spectre angulaire du champ. En résumé, le calcul de la transformée de Fourier du champ électrique considéré comme une fonction de x et y fournit les amplitudes des ondes planes $A(u, v) = \tilde{E}(u, v, 0)$. Pour cela on utilise la formule d'inversion :

$$\tilde{E}(u, v, 0) = \frac{1}{4\pi^2} \iint E(x, y, 0) \exp[-i(ux + vy)] dx dy. \quad (1.12)$$

Il suffit alors de reporter cette expression dans l'équation (1.10) pour obtenir le champ en tout point (x, y, z) . Il faut souligner que cette expression est valable en champ proche également et qu'aucune approximation n'a été faite jusqu'ici. Nous allons maintenant discuter la signification de ce résultat.

1.2.3 La propagation est un analyseur de spectre

La propagation est un analyseur de spectre en ce sens que l'amplitude d'une onde plane se propageant dans la direction (u, v, w) est proportionnelle à la transformée de Fourier du champ dans le plan $z = 0$. Lorsque l'on effectue le calcul de l'amplitude complexe indiqué en (1.12) on obtient les amplitudes des ondes planes dont le vecteur d'onde a pour composantes (u, v) . Il est possible de donner une autre signification à ce calcul. En effet, effectuer la transformée de Fourier de $E(x, y, 0)$ revient à décomposer en fréquences spatiales la fonction $E(x, y, 0)$. Par exemple, la composante u peut également s'écrire sous la forme $2\pi f_x$ où f_x est une fréquence spatiale. Cette notion de fréquence spatiale est intuitive sur l'exemple d'une grille périodique de période d telle qu'on la voit sur la figure 1.1.



FIG. 1.1: Exemple d'objet à structure périodique.

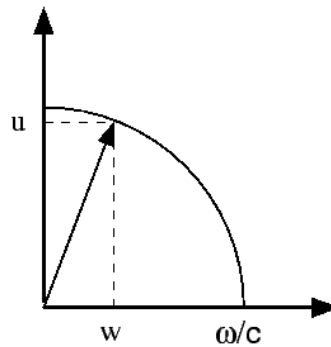


FIG. 1.2: Diagramme de répartition des vecteurs d'onde.

La fréquence spatiale associée est $1/d$ horizontalement, elle est nulle suivant la verticale (la période est infinie). Dans le cas de la figure 1.1, le spectre fréquentiel ferait apparaître la fréquence fondamentale $1/d$ ainsi que les harmoniques. La première remarque que l'on peut faire est qu'à chaque fréquence spatiale de la fonction $E(x, y, 0)$ correspond une onde plane (donc une direction de propagation). Cela est schématisé sur la figure 1.2 où l'on a représenté un demi cercle de rayon ω/c dans le plan (u, w) . Pour un vecteur d'onde situé dans ce plan, on a $u^2 + w^2 = \frac{\omega^2}{c^2}$. On constate qu'une faible fréquence spatiale (faible valeur de u) correspond à une onde plane proche de l'axe Ox tandis qu'une valeur élevée de u correspond à une direction éloignée de l'axe Ox .

Supposons que l'on isole une direction de propagation et que l'on mesure l'amplitude du champ électrique dans cette direction, on a accès à la transformée de Fourier spatiale du champ $E(x, y, z = 0)$. Pour réaliser cela, il suffit de se placer en champ lointain, ou bien de se placer dans le plan focal d'une lentille. Dans ce dernier cas, le lien se fait de la façon suivante : à une fréquence spatiale du champ dans le plan $z = 0$ d'amplitude $\vec{E}(u, v, 0)$ correspond une direction de propagation caractérisée par le vecteur d'onde de coordonnées (u, v, w) . A cette direction de propagation correspond un point dans le plan focal image. La répartition de l'intensité lumineuse dans le plan focal image reproduit le spectre de l'image. De façon plus précise, l'intensité est proportionnelle au carré du champ donc à $|\vec{E}(u, v, 0)|^2$ si bien que l'on perd la phase. En quelque sorte, *la propagation joue le rôle d'un analyseur de spectre*. Revenons au cas d'un objet périodique tel que la grille de la figure 1.1. Le champ transmis par la grille a une variation d'amplitude périodique. Son spectre contient donc une fréquence spatiale fondamentale et des harmoniques. A chacune de ces fréquences spatiales correspond une onde plane : ce sont les ordres du réseau !

1.2.4 La propagation est un filtre passe-bas de fréquences spatiales

Nous venons de discuter la notion de fréquence spatiale. Nous allons étudier le rôle de filtre passe-bas du phénomène de propagation. C'est cet aspect qui est à la base de la limite de résolution des appareils d'optique. Considérons des exemples de situations pour lesquelles il existe des fréquences élevées c'est-à-dire pour lesquelles l'amplitude du champ présente des variations rapides. Cela arrive pour deux types de situations : lors de l'obturation d'un faisceau par un bord net d'une part, lors de la présence d'un objet ou d'une structure de petite taille telle que poussière, rayure, etc., d'autre part. Nous avons vu ci-dessus un premier exemple : le cas d'une grille de pas d . Le spectre comporte les harmoniques de fréquence n/d où n est un nombre entier positif. Prenons un deuxième exemple : un faisceau uniforme diaphragmé par une ouverture de forme carrée de côté a . Le calcul de l'intégrale (1.12) est élémentaire et le résultat fait intervenir la fonction $\frac{1}{uv} \sin\left(\frac{ua}{2}\right) \sin\left(\frac{va}{2}\right)$. Cette expression donne le spectre des fréquences présentes dans l'objet. On note que la décroissance du spectre dans les hautes fréquences est lente. Cela est dû à la présence de la discontinuité du champ sur les bords. On comprend intuitivement qu'il soit impossible de construire une fonction avec un "bord net" en se contentant de superposer des cosinus de faible fréquence spatiale (c'est-à-dire lentement variables). Il est donc indispensable de disposer d'ondes de fréquence spatiale élevée pour rendre compte du fait qu'un champ peut varier sur des distances très courtes. Si l'on se reporte à la figure 1.2, on constate qu'il n'est pas possible d'associer une direction de propagation à une fréquence spatiale supérieure à ω/c . Si l'on se reporte à l'équation (1.5), on s'aperçoit que ces fréquences spatiales sont associées à des vecteurs d'onde tels que w peut être imaginaire. Cela correspond donc à *des ondes qui ont une décroissance exponentielle suivant z* . Au-delà de quelques longueurs d'onde, leur contribution au champ devient négligeable. Seules les ondes planes telles que :

$$u^2 + v^2 < \frac{\omega^2}{c^2}, \quad (1.13)$$

ont une composante réelle du vecteur d'onde suivant z et peuvent donc se propager. En résumé, seules les ondes satisfaisant à (1.13) peuvent se propager. Le vecteur d'onde maximal dans le plan (x, y) correspondant à une onde propagative est $\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$ et la fréquence maximale est $1/\lambda$. Cela a une conséquence fondamentale pour la télédétection et l'imagerie. Lors de la propagation *on perd toute l'information sur les grandes fréquences spatiales*. En d'autres termes, les détails fins, les structures de $E(x, y, 0)$ plus petites que la longueur d'onde du rayonnement sont perdus lors de la propagation. En particulier, toute image optique ne peut donner des détails plus petits que la longueur d'onde puisque la fréquence maximale est $1/\lambda$.

Il est toutefois possible de dépasser cette limite lors de la réalisation d'une image. Pour réaliser ceci, il faut aller chercher l'information là où elle se trouve, c'est-à-dire très près de la structure étudiée. Imaginons une surface sur laquelle se trouvent gravées des structures petites devant la longueur d'onde. Un détecteur placé à une distance petite devant la longueur d'onde sera sensible aux ondes évanescentes (ou ondes de surface). Il sera donc sensible à des fréquences spatiales élevées et pourra fournir des images dont la résolution est meilleure que la longueur d'onde de détection. Il est utile de noter à ce stade que la distance z , sur laquelle se propage le rayonnement, définit une fréquence de coupure. Considérons une fréquence spatiale $u \gg \omega/c$. La décroissance suivant z est alors donnée par $\exp[-w(u)z] \simeq \exp[-uz]$ puisque $w = \left(\frac{\omega^2}{c^2} - u^2\right)^{1/2} \simeq iu$. En observant le champ à une distance z , la fréquence spatiale $u = 1/z$ est atténuée d'un facteur $1/e$. Cette fréquence spatiale correspond à une période $\Lambda = 2\pi/u = 2\pi z$. On retiendra qu'une structure de période Λ s'atténue d'un facteur $1/e$ à une distance $z = \Lambda/2\pi$. Cette relation fournit une première définition de ce qu'on appelle le champ proche.

1.3 Le principe de Huygens-Fresnel retrouvé

1.3.1 Introduction

Le but de ce paragraphe est de montrer l'équivalence entre l'approche qui vient d'être présentée et l'approche exposée traditionnellement à l'aide du principe d'Huygens-Fresnel. De façon très générale, on

peut dire qu'il s'agit de faire un changement de base. L'expression du champ que l'on vient d'établir revient à décomposer le champ sur une base d'ondes planes. En revanche, le principe de Huygens-Fresnel consiste à écrire que le champ est la superposition du rayonnement d'une distribution de sources ponctuelles. On pourrait dire qu'il s'agit de décomposer le champ sur une base d'ondes sphériques du type $\frac{\exp(ikr)}{r}$ où $k = \omega/c$. Vu sous cet angle, le passage d'une formulation à l'autre ressemble à un changement de base. Le problème est donc résolu si l'on sait exprimer une onde sphérique sur une base d'ondes planes.

1.3.2 Développement d'une onde sphérique en ondes planes

Nous allons utiliser le résultat suivant :

$$\frac{\exp(ikr)}{r} = \frac{i}{2\pi} \int \frac{1}{w} \exp[i(ux + vy + wz)] dx dy, \quad (1.14)$$

où w est une fonction de u et v définie par l'équation (1.5) et $r = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$. Cette expression est appelée développement de Weyl [8, 9]. Elle permet de passer d'une description en termes d'ondes sphériques à une description en termes d'ondes planes.

Nous allons avoir besoin par la suite de la transformée de Fourier de $\exp[iw(u, v)|z|]$. Par dérivation suivant z de l'équation (1.14) dans le cas $z > 0$, on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\exp(ikr)}{r} \right] = \frac{-1}{2\pi} \int \exp[iw(u, v)|z|] \exp[i(ux + vy)] dx dy. \quad (1.15)$$

1.3.3 Le principe de Huygens-Fresnel

Revenons au point de départ : l'expression du champ donnée par l'équation (1.10). On y constate que le champ au point (x, y, z) est donné par la transformée de Fourier du produit de deux fonctions : $\tilde{E}(u, v, 0)$ et $\exp[iw(u, v)|z|]$. Cette remarque est d'ailleurs importante : le problème de la propagation est un problème trivial dans cette représentation puisqu'il suffit de multiplier chaque composante du champ $\tilde{E}(u, v, 0)$ par le terme de propagation $\exp[iw(u, v)|z|]$. On sait que l'on peut écrire cela sous la forme d'un produit de convolution des deux transformées de Fourier. En utilisant alors le résultat (1.15), on obtient :

$$E(x, y, z) = \frac{-1}{2\pi} \iint E(x', y', 0) \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\exp(ikR)}{R} \right] dx' dy', \quad (1.16)$$

où $R^2 = (x - x')^2 + (y - y')^2 + z^2$. Cette expression est identique au résultat obtenu à l'aide du théorème de Green (cf. réf. [10, 11]). A partir de là, il est possible d'utiliser l'approximation paraxiale et de se ramener à l'expression classique donnée par le théorème de Huygens-Fresnel. La dérivée suivant z est alors remplacée à un produit par $ik \cos \theta$ où θ est l'angle entre la direction d'observation et l'axe Oz . Avant le développement du calcul numérique, une expression du champ sous forme de transformée de Fourier était de peu d'utilité dans la plupart des cas. C'est ce qui explique que la présentation de la diffraction en tant que développement en ondes planes soit rarement utilisée dans les ouvrages d'optique physique et l'électromagnétisme. Aujourd'hui, il existe des algorithmes de transformée de Fourier très efficaces (Transformée de Fourier Rapide) de sorte que l'expression (1.10) est souvent plus intéressante que le principe d'Huygens-Fresnel. En particulier, elle est exacte dans le domaine de la diffraction de Fresnel et notamment *en champ proche*.

1.3.4 L'approximation de champ lointain ou de Fraunhofer. Approximation de la phase stationnaire

Malgré l'apparition de transformée de Fourier dans le résultat (1.10) obtenu § 1.2.2, il ne faut pas le confondre avec l'approximation de champ lointain (ou de Fraunhofer). L'équation (1.10) est une forme exacte du champ valable en tout point. En revanche, à partir de (1.16), on peut obtenir une forme asymptotique du champ diffracté par une pupille de taille caractéristique L [10, 11]. Cette expression est valable

à grande distance². Le même résultat asymptotique peut se déduire directement de (1.10) en utilisant l'approximation de la phase stationnaire :

$$U(x, y, z) = \iint a(m, p) \exp[ik(mx + py + qz)] dmdp \quad (1.17)$$

$$\approx -\frac{2i\pi z}{k} \frac{a\left(\frac{x}{r}, \frac{y}{r}\right) \exp(ikr)}{r}. \quad (1.18)$$

Cette forme est souvent très utile pour les calculs de champs diffusés à grande distance. On peut par exemple l'utiliser pour évaluer la valeur du champ diffusé par une structure au niveau d'un détecteur placé en champ lointain. On voit que ce qui intervient est la transformée de Fourier du champ.

1.4 Rayonnement en champ proche

L'objectif de cette partie est d'introduire les principales notions qui permettent de décrire le champ électromagnétique en fonction des sources. En effet, pour la plupart des applications de champ proche, les sources sont des courants induits dans les objets étudiés. Il s'agit donc d'un problème de rayonnement pour lequel les sources sont supposées connues. La détermination de ces courants induits n'est pas un problème trivial. On trouvera des détails dans le chapitre 4 de ce volume ainsi que dans les références [5, 12, 13]. Le traitement de ce problème est grandement facilité en introduisant des notions telles que le tenseur de Green et les équations intégrales. Le but de cette partie est de donner une introduction élémentaire à ces concepts en les présentant avec le minimum de formalisme nécessaire tout en les rattachant à des idées physiques simples. Un deuxième objectif est de montrer que l'on peut très bien discuter des effets de champ proche sans jamais faire référence aux ondes évanescentes.

Le plan de présentation est le suivant. Tout d'abord, on rappellera l'expression du champ électrostatique créé par un dipôle oscillant. On montrera que ce champ peut s'écrire à l'aide d'un tenseur. Ensuite, on rappellera l'expression du champ rayonné par un dipôle et là encore, on montrera que l'on peut ré-écrire ce champ en introduisant un tenseur. Le cas du rayonnement par une distribution arbitraire de courants est résolu par l'expression des potentiels retardés. A partir de ce résultat classique nous verrons comment l'on peut introduire la notion de tenseur de Green. Enfin, nous discuterons de la partie singulière du tenseur de Green qui n'est rien d'autre que le champ de Lorentz qui fournit la correction de champ local. Ce point est important à prendre en compte en pratique lorsque l'on effectue des calculs numériques.

1.4.1 Champ électrostatique dipolaire

Nous appelons \mathbf{p} le moment dipolaire qui constitue la source d'un champ électrostatique dans le vide. On peut alors montrer que le champ est donné par l'expression [6, 8, 14] :

$$\mathbf{E} = \frac{-1}{4\pi\epsilon_0 r^3} [\mathbf{p} - 3(\mathbf{u}_r \cdot \mathbf{p})\mathbf{u}_r],$$

où $\mathbf{u}_r = \mathbf{r}/r$ et $\mathbf{r} = (x, y, z)$.

Deux aspects bien connus du champ électrostatique méritent d'être soulignés ici. D'une part, le champ électrostatique est plus intense dans l'axe du moment dipolaire alors que l'on sait bien qu'au contraire, le champ rayonné à grande distance est nul dans cette direction. D'autre part, le champ varie en $1/r^3$. On peut noter à ce stade que le champ n'est pas parallèle au moment dipolaire. Les lignes de champ se referment sur le moment dipolaire. Il est donc possible d'introduire le champ \mathbf{X} créé par un moment dipolaire d'amplitude unité porté par le vecteur unitaire \mathbf{e}_x , le champ \mathbf{Y} créé par un moment dipolaire d'amplitude unité porté par le vecteur unitaire \mathbf{e}_y et le champ \mathbf{Z} créé par un moment dipolaire d'amplitude unité porté par le vecteur

2. Notons au passage que la notion de champ lointain est ici définie par la condition $r \gg L^2/\lambda$. C'est d'ailleurs identique à la notion de champ lointain en rayonnement. Prenons garde au fait que la notion de champ proche est définie par le fait que les ondes évanescentes ont une amplitude non négligeable. De la sorte, on peut considérer que le champ proche est confiné à des distances inférieures à $\lambda/10$.

unitaire \mathbf{e}_z . Il est clair que le champ total créé par un moment dipolaire quelconque peut s'écrire sous la forme :

$$\mathbf{E} = p_x \mathbf{X} + p_y \mathbf{Y} + p_z \mathbf{Z} .$$

Cette écriture peut être condensée sous la forme du produit d'une matrice dont les colonnes sont les vecteurs $\mathbf{X}, \mathbf{Y}, \mathbf{Z}$ par le vecteur \mathbf{p} . Cette structure ne dépendant pas du repère choisi, il s'agit d'un tenseur. En définitive, la structure de tenseur s'avère nécessaire pour rendre compte de ce fait banal : le champ créé n'est pas colinéaire au moment dipolaire. Notons que l'on peut écrire le tenseur sous la forme suivante :

$$\mathbf{E} = \frac{-1}{4\pi\epsilon_0 r^3} [\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{I}} - 3\mathbf{u}_r \mathbf{u}_r] \mathbf{p} , \quad (1.19)$$

où $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{I}}$ désigne le tenseur identité et $\mathbf{u}_r \mathbf{u}_r$ désigne le tenseur qui appliqué à \mathbf{X} donne $(\mathbf{u}_r \mathbf{u}_r) \mathbf{X} = (\mathbf{u}_r \cdot \mathbf{X}) \mathbf{u}_r$. Enfin, pour finir sur ces rappels, il est intéressant de comparer deux façons de représenter graphiquement la distribution de champ créée par le dipôle. La représentation traditionnelle consiste à tracer les lignes de champ. Il est intéressant également de tracer l'allure de l'intensité du champ autour du dipôle. L'allure dépend alors totalement de la position et de l'orientation du dipôle par rapport au plan d'observation. La figure 1.3 représente le carré du champ dans un plan situé au-dessus du dipôle pour deux orientations différentes.

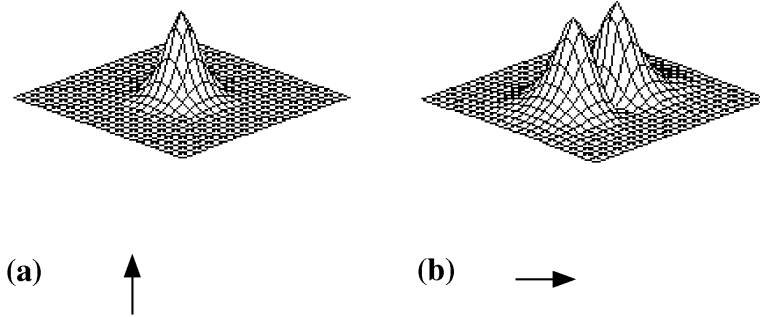


FIG. 1.3: Carré du champ dans un plan situé au-dessus du dipôle pour deux orientations différentes.

1.4.2 Champ rayonné par un dipôle et limite électrostatique

Passons maintenant au champ rayonné par un dipôle oscillant à la pulsation ω de moment dipolaire \mathbf{p} . Le champ rayonné peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\mathbf{E} = \frac{k^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{\exp(ikr)}{r} [\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{I}} - \mathbf{u}_r \mathbf{u}_r + (\frac{i}{kr} - \frac{1}{k^2 r^2}) (\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{I}} - 3\mathbf{u}_r \mathbf{u}_r)] \mathbf{p} . \quad (1.20)$$

Comme pour le champ électrostatique, le champ rayonné n'est pas parallèle au moment dipolaire de sorte qu'un tenseur apparaît naturellement. Par ailleurs, on observe que lorsque l'on considère la limite électrostatique, on retrouve le résultat précédent (éq. 1.19).

Rappelons que la limite électrostatique correspond à la limite où la vitesse de la lumière tend vers l'infini de sorte que les effets de retard deviennent négligeables. Prendre cette limite revient à considérer que $k = \omega/c$ tend vers zéro. On observe dans l'équation (1.20) que dans ce cas, on retrouve bien le champ électrostatique avec le terme en $1/r^3$.

Il est intéressant de remarquer que l'on obtient exactement le même résultat en fixant c et en faisant tendre r vers zéro. Les termes en $1/r^3$ dominent, de sorte que l'on retrouve le champ électrostatique. On peut utiliser cette expression pour donner une deuxième définition du champ proche : c'est le domaine pour lequel les termes en $1/r^3$ et en $1/r^2$ ne sont plus négligeables c'est-à-dire, d'après (1.20), $r \leq \lambda/2\pi$. On retrouve ainsi la condition qui était apparue dans notre discussion des ondes évanescentes ; on constate ici encore, que l'échelle de longueur qui caractérise le champ proche n'est pas λ , mais plutôt $\lambda/2\pi$. En résumé, on retiendra que le champ près des sources est essentiellement piloté par le comportement dipolaire électrostatique. C'est pourquoi il est utile d'avoir en tête l'allure de l'intensité créée par un dipôle au même titre que l'on a en tête l'allure des lignes de champ.

1.4.3 Champ rayonné et champ diffusé

Le tenseur de Green est une notion qui s'introduit naturellement lorsque l'on cherche à exprimer le champ rayonné par une distribution de courants. A la différence du tenseur que nous avons introduit ci-dessus, il doit être défini avec soin en $\mathbf{r} = 0$ où il présente une singularité. L'objet de ce paragraphe est d'introduire cette notion à la fois d'un point de vue physique et d'un point de vue mathématique. Le rayonnement diffusé par une structure diélectrique quelconque peut se ramener à un problème de rayonnement par une distribution de courants ou, ce qui revient au même, par un ensemble de dipôles rayonnants. En découpant par la pensée un objet en éléments de volume de taille très petite devant la longueur d'onde, on ramène le problème du calcul du champ diffusé par l'objet à la somme des champs rayonnés par chaque élément de volume. Étant donné que le champ rayonné par un dipôle est connu, il semble que le champ puisse être calculé en tout point aisément à l'aide du résultat discuté ci-dessus. Ceci est exact à une exception près. Lorsque l'on cherche à évaluer le champ à l'intérieur de l'objet, c'est-à-dire, au sein même de la distribution de courants, on rencontre le problème de l'autoéclairage et l'on ne peut plus appliquer le résultat. Ce problème est en fait le même problème que celui qui se pose dans le cadre de la théorie de champ local.

Le point de départ de la discussion est la solution classique des potentiels retardés en régime monochromatique. Pour le potentiel vecteur, la solution s'écrit :

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \mathbf{j}(\mathbf{r}') \frac{\exp(ikR)}{R} d^3\mathbf{r}' , \quad (1.21)$$

où $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$. Cette solution générale s'applique à tout type de problème. Ainsi, dans le cas d'une source de lumière éclairant un objet qui diffuse la lumière, les courants peuvent se décomposer en deux types de courants : d'une part, les courants \mathbf{j}_{inc} au sein de la source qui rayonnent le champ incident \mathbf{E}_{inc} et d'autre part, les courants induits $\mathbf{j}_{ind} = -i\omega\epsilon_0(\epsilon_r - 1)\mathbf{E}$ au sein de l'objet. Le rayonnement de ces derniers est ce que l'on appelle habituellement le champ diffusé. Il sera utile par la suite de ré-écrire la contribution des courants induits au potentiel vecteur sous la forme :

$$\mathbf{A}_{ind}(\mathbf{r}) = \frac{-i\omega}{c^2} \int (\epsilon_r - 1)\mathbf{E}G(R) d^3\mathbf{r}' , \quad (1.22)$$

où l'on a introduit la fonction de Green scalaire $G(R) = \exp(ikR)/4\pi R$. A l'aide du potentiel vecteur, il est possible d'exprimer le champ électrique en tout point, aussi bien à l'extérieur qu'à l'intérieur des objets diffusants. En travaillant en jauge de Lorentz, on obtient :

$$\mathbf{E} = i\omega\mathbf{A} - \mathbf{grad}\phi = i\omega\left(\mathbf{A} + \frac{1}{k^2}\mathbf{grad}\operatorname{div}\mathbf{A}\right) . \quad (1.23)$$

En remplaçant \mathbf{A} par sa valeur (1.22), il devient :

$$\mathbf{E} = k^2\left(\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{I}} + \frac{1}{k^2}\mathbf{grad}\operatorname{div}\right) \int (\epsilon_r - 1)G(R)\mathbf{E}d^3\mathbf{r}' . \quad (1.24)$$

Le résultat ci-dessus est l'expression générale du champ rayonné par un système quelconque de courants. Il est utile de séparer explicitement les effets des courants \mathbf{j}_{inc} existant à l'intérieur de la source qui créent \mathbf{E}_{inc}

et la contribution des courants induits. Si l'on sépare les deux contributions et que l'on restreint l'intégration sur le volume contenant les courants induits, on obtient :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_{inc} + k^2 \left(\mathbf{I} + \frac{1}{k^2} \mathbf{grad div} \right) \int (\epsilon_r - 1) G(R) \mathbf{E} d^3 \mathbf{r}' . \quad (1.25)$$

Ce résultat est valable aussi bien à l'intérieur qu'à l'extérieur des milieux matériels pouvant exister. Toutefois, son utilisation est un peu plus délicate lorsque le point d'observation se trouve à l'intérieur de l'objet. Cela est dû au fait que le point d'observation étant près des sources, il existe des singularités. Nous allons montrer quelle est leur signification physique et comment on peut les traiter mathématiquement de façon très simple.

1.4.4 Singularité du tenseur de Green et champ local

D'un point de vue mathématique, la dérivation sous le signe somme ne pose pas de problème tant que le point d'observation est à l'extérieur du domaine d'intégration, c'est-à-dire, à l'extérieur du diffuseur. En revanche, lorsqu'il se trouve à l'intérieur, l'intégrand n'est plus borné de sorte que l'on ne peut plus permuter dérivation et intégration. Le problème peut être traité au sens des fonctions. Il convient alors d'introduire un volume d'exclusion autour du point considéré de sorte que l'intégrale apparaisse comme la somme de deux termes :

$$\begin{aligned} & \lim_{\delta V \rightarrow 0} \mathbf{grad div} \int_{V-\delta V} [\epsilon_r(\mathbf{r}') - 1] \mathbf{E}(\mathbf{r}') G(R) d^3 \mathbf{r}' \\ & + \lim_{\delta V \rightarrow 0} \mathbf{grad div} \int_{\delta V} [\epsilon_r(\mathbf{r}') - 1] \mathbf{E}(\mathbf{r}') G(R) d^3 \mathbf{r}' . \end{aligned}$$

Il est possible de permuter dérivation et intégration dans le premier terme puisqu'il n'y a plus de singularité dans le domaine d'intégration. Le second terme est un peu plus délicat à évaluer. On trouvera le détail du calcul dans le livre de J. van Bladel [15]. Un calcul analogue est effectué dans l'appendice du livre de Born et Wolf [10], pour un volume d'exclusion sphérique. Cela étant, le résultat peut être obtenu de façon évidente en remarquant que ce terme fournit le champ créé au centre d'une sphère par une distribution uniforme de polarisation. En effet, puisque le rayon de la sphère tend vers zéro, les effets de retard sont négligeables et l'on se trouve face à un problème d'électrostatique bien connu. Cette contribution au champ vaut $-\mathbf{P}/3\epsilon_0$. Finalement, on peut écrire le champ sous la forme :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \mathbf{E}_{inc}(\mathbf{r}) \\ &+ k^2 \lim_{\delta V \rightarrow 0} \int_{V-\delta V} \left[\mathbf{I} + \frac{1}{k^2} \mathbf{grad div} \right] [\epsilon_r(\mathbf{r}') - 1] \mathbf{E}(\mathbf{r}') G(R) d^3 \mathbf{r}' \\ &- \frac{\mathbf{P}(\mathbf{r})}{3\epsilon_0} . \end{aligned} \quad (1.26)$$

Remarquons que le fait d'introduire un volume d'exclusion puis de le faire tendre vers zéro est par définition l'évaluation de l'intégrale au sens d'une valeur principale. Passons maintenant à l'interprétation physique du résultat. Il apparaît que le champ au point \mathbf{r} est la somme de trois termes. Les deux premiers termes sont dus aux courants extérieurs au volume d'exclusion. Ce sont le champ incident et le champ créé par la matière environnant le point considéré à l'exclusion de l'autoéclairement. La somme des deux termes est précisément ce que l'on appelle habituellement *le champ local*, c'est-à-dire le champ qui éclaire la matière placée à l'intérieur du volume d'exclusion. Le dernier terme est le champ créé par les courants induits situés à l'intérieur du volume d'exclusion.

On peut ré-écrire le résultat sous une forme légèrement différente en introduisant un tenseur. Il suffit de remarquer que l'on a l'égalité :

$$-\frac{\mathbf{P}}{3\epsilon_0} = \int [\epsilon_r - 1] \mathbf{E}(\mathbf{r}') \frac{\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{3} d^3 \mathbf{r}' .$$

On obtient ainsi :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_{inc} + k_0^2 \int \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') [\epsilon_r(\mathbf{r}') - 1] \mathbf{E}(\mathbf{r}') d^3 \mathbf{r}' , \quad (1.27)$$

avec

$$\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = VP \left[\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{I}} + \frac{1}{k_0^2} \mathbf{grad div} \right] G(R) - \frac{\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{I}}}{3k_0^2} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') , \quad (1.28)$$

où *VP* indique que l'intégrale est calculée au sens d'une valeur principale³.

En effectuant les dérivations, on retrouve le tenseur de Green que nous avons introduit dans le cas du rayonnement du dipôle à une différence près : le tenseur de Green est maintenant défini en $\mathbf{r} = 0$ où il contient une singularité de Dirac, le reste de l'intégrale est défini au sens d'une valeur principale. On retrouve également dans la structure du tenseur les deux contributions au champ : la valeur principale est le champ local tandis que la singularité est le terme d'autoéclairement.

Une deuxième approche consiste à traiter le problème au sens des distributions. Le tenseur de Green peut être calculé directement à partir de sa définition en tant que solution de l'équation différentielle :

$$\mathbf{rot rot} \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}} + k_0^2 \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}} = \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{I}} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') . \quad (1.29)$$

C'est le point de vue que l'on trouvera dans le chapitre 4. On trouvera une analyse détaillée du tenseur dans les références [13, 15–17].

1.4.5 Équation intégrale pour le champ électrique

L'équation (1.26) donne une expression du champ qui est valable en tout point. Si l'on restreint le domaine au volume des objets diffusants, on obtient une équation intégrale pour le champ électrique au sein des objets. On trouvera dans le chapitre 4 une autre démonstration du résultat ainsi qu'une discussion des méthodes de résolution numérique du problème (voir aussi le livre de R. Harrington [12] pour une discussion générale de la méthode des moments).

3. Il est utile de remarquer ici que la forme du volume d'exclusion a un rôle important. Si l'on choisit un volume de forme parallélépipédique, la contribution électrostatique du parallélépipède ne vaut plus $-\mathbf{P}/3\epsilon_0$. La valeur du champ ne devant pas dépendre du choix de la forme du volume d'exclusion, cela signifie que la valeur de l'intégrale effectuée sur le volume extérieur change également de sorte que la somme des deux contributions reste constante. Ceci doit être pris en compte lorsque l'on veut effectuer un modèle numérique avec des volumes d'échantillonnage de formes variables ou bien un modèle microscopique d'un matériau.

Chapitre 2

Modélisation de la microscopie optique de champ proche

Sommaire

2.1 Introduction	41
2.2 Détection de champs confinés	42
2.2.1 Position du problème	42
2.2.2 Application du théorème de réciprocité	42
2.2.3 Comment déterminer le champ réciproque?	44
2.2.4 Applications : effets de polarisation et réponse spectrale	45
2.3 Imagerie de structures diélectriques localisées	46
2.3.1 Position du problème	46
2.3.2 Application du théorème de réciprocité	49
2.3.3 Calcul du signal mesuré	50
2.3.4 Concept de réponse impulsionnelle : validité et utilité	50
2.3.5 Cas des microscopes sans ouverture	51
2.4 Conclusion	52

2.1 Introduction

Datant d'une quinzaine d'années [18, 19], les techniques d'optique de champ proche permettent notamment d'obtenir des images de structures surfaciques avec une résolution sub-longueur d'onde, et de mesurer des champs électromagnétiques confinés [20–23]. Citons par exemple la détection et/ou l'excitation localisée de plasmons de surface [24–27], la spectroscopie locale (molécules isolées, particules métalliques, etc.) [28–31] ou la mesure de modes localisés sur des surfaces désordonnées [32, 33].

Dès le début des années 1990, les premiers modèles théoriques et calculs numériques ont été développés [3, 4, 34, 35]. Le problème est complexe, car il nécessite de traiter l'interaction électromagnétique en champ proche entre deux objets comportant des structures ayant des échelles pouvant atteindre le nanomètre, et dont l'un au moins est macroscopique (la pointe). Au cours des dix dernières années, le développement de méthodes numériques performantes et de modèles analytiques ont permis de comprendre, dans une certaine mesure, les mécanismes de formation des images et l'influence des divers paramètres (polarisation, mode d'illumination et de détection, cohérence, etc.). Pour une revue des différentes méthodes et modèles, voir par exemple les références [5, 6].

Dans ce chapitre, nous nous proposons de montrer comment obtenir une expression générale (et exacte) du signal mesuré par un microscope optique de champ proche. Nous examinons séparément le cas de la mesure de champs électromagnétiques confinés (spectroscopie d'émission, détection d'ondes de surface, etc.) et le cas de l'imagerie de structures diélectriques localisées (microscopie de surfaces). L'outil fondamental de l'approche présentée est le théorème de réciprocité, dont différentes formulations sont rappelées en annexe. Les fondements de cette approche ont été présentés antérieurement dans la référence [6] (section 7). Notons que le théorème de réciprocité est très utilisé en théorie des antennes [36, 37], et qu'il

a été également utilisé pour modéliser l'émission de lumière en microscopie électronique à effet tunnel (STM) [38].

L'intérêt des résultats obtenus est de donner explicitement une expression de la grandeur mesurée en microscopie optique de champ proche. De plus, ils mettent en évidence la complémentarité entre modèles et simulations numériques dans la compréhension des mécanismes de formation des images. À titre d'illustration, nous expliquons le comportement en polarisation et la réponse spectrale d'un microscope sans ouverture utilisant une pointe métallique. Nous discutons également la validité et l'utilité du concept de réponse impulsionnelle d'un microscope optique en champ proche.

2.2 Détection de champs électromagnétiques confinés

2.2.1 Position du problème

Dans cette partie, on s'intéresse à la détection d'un champ électromagnétique émis par une structure quelconque. La situation expérimentale est présentée sur la figure 2.1 *a*. La structure émettant le champ à détecter est décrite par une densité de courant volumique monochromatique $\mathbf{j}_{exp}(\omega)$. Cette densité de courant représente une source primaire (décrivant par exemple la fluorescence d'une molécule à la fréquence ω) ou un courant induit par une source externe $\mathbf{j}_{sou}(\omega)$, supposée ponctuelle et placée en champ lointain. Ce second cas est, par exemple, celui d'une résonance plasmon dans une particule métallique excitée par un laser. Les champs rayonnés par la densité de courant \mathbf{j}_{exp} sont notés \mathbf{E}_{exp} (champ électrique) et \mathbf{H}_{exp} (champ magnétique). Notons qu'il s'agit des champs émis *en présence de la pointe* et de tout le système de détection/illumination, représenté symboliquement par la boîte carrée sur la figure 2.1.

Afin d'obtenir une expression explicite du champ \mathbf{E}_{det} au niveau du détecteur, il est utile de considérer la situation fictive représentée sur la figure 2.1 *b*, appelée situation *réciproque*. Dans cette situation, la pointe et le système de détection/illumination sont éclairés par une source ponctuelle de densité de courant $\mathbf{j}_{rec}(\omega)$ placée à la position du détecteur, *en l'absence de la structure* créant le champ expérimental à mesurer. Les champs créés dans cette situation en un point quelconque de l'espace sont désignés par \mathbf{E}_{rec} et \mathbf{H}_{rec} .

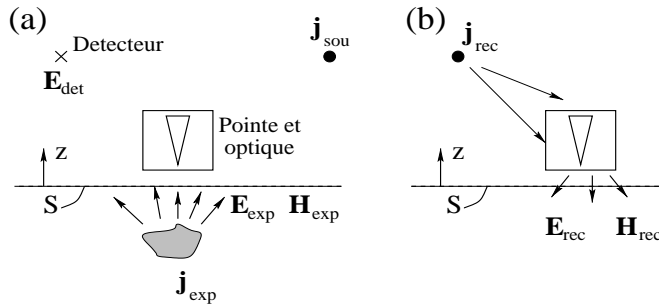


FIG. 2.1: *a*) : Représentation d'une situation expérimentale de détection d'un champ confiné. On note \mathbf{r}_{sou} et \mathbf{r}_{det} les positions de la source et du détecteur. *b*) : situation réciproque (fictive), dans laquelle le système (pointe + optique) est éclairé par une source ponctuelle placée à la position du détecteur.

2.2.2 Application du théorème de réciprocité

En appliquant le théorème de réciprocité (forme 2 de l'annexe) aux deux situations de la figure 2.1, on obtient :

$$\mathbf{E}_{det} \cdot \mathbf{j}_{rec} = \mathbf{E}_{rec}(\mathbf{r}_{sou}) \cdot \mathbf{j}_{sou} + \int_S (\mathbf{E}_{exp} \times \mathbf{H}_{rec} - \mathbf{E}_{rec} \times \mathbf{H}_{exp}) \cdot \mathbf{e}_z dp, \quad (2.1)$$

où $d\mathbf{p} = dx dy$ et \mathbf{e}_z est le vecteur unitaire de l'axe z . Le premier membre de l'équation (2.1) représente une composante du champ au niveau du détecteur dans la situation expérimentale. Le premier terme du second membre représente un terme de rayonnement direct de la source externe (par exemple, le laser) vers le détecteur. Il est nul lorsque la situation expérimentale ne comporte pas de source externe excitatrice à la fréquence ω (par exemple détection de fluorescence de molécule).

Afin de simplifier l'équation (2.1), nous utilisons la représentation en ondes planes (ou spectre angulaire) des champs (voir par exemple la référence [8] chap. 2, et le chapitre 1 de ce livre). Dans la région située entre la structure émettrice et la pointe, le champ électrique expérimental s'écrit :

$$\mathbf{E}_{exp}(\mathbf{p}, z) = \int \mathbf{e}_{exp}^+(\mathbf{q}) \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{p} + i\gamma z) d\mathbf{q} + \int \mathbf{e}_{exp}^-(\mathbf{q}) \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{p} - i\gamma z) d\mathbf{q}, \quad (2.2)$$

où $\mathbf{r} = (\mathbf{p}, z)$ et $\gamma(\mathbf{q}) = (k^2 - \mathbf{q}^2)^{1/2}$, avec $k = \omega/c$ et la détermination $\text{Re}(\gamma) > 0$ et $\text{Im}(\gamma) > 0$. Les intégrales sur le vecteur d'onde parallèle \mathbf{q} sont étendues à $0 < |\mathbf{q}| < \infty$. Les ondes planes se propageant (ou décroissant pour les ondes évanescentes) vers les $z > 0$ ont des amplitudes notées $\mathbf{e}_{exp}^+(\mathbf{q})$, alors que celles se propageant (ou décroissant) vers les $z < 0$ ont des amplitudes notées $\mathbf{e}_{exp}^-(\mathbf{q})$. Tous les autres champs peuvent se décomposer de la même façon. Cependant, les champs \mathbf{E}_{rec} et \mathbf{H}_{rec} de la situation réciproque (fig. 2.1 b) ne comportent que des ondes se propageant (ou décroissant) vers les $z < 0$, du fait de l'absence de sources dans le demi-espace inférieur. Notons qu'il serait possible d'inclure un substrat plan dans la géométrie réciproque, ce qui n'est pas fait ici par souci de simplicité. La situation complète est étudiée dans la référence ([39]).

En introduisant les spectres angulaires des champs expérimentaux et réciproques dans l'intégrale de l'équation (2.1), on obtient après quelques calculs :

$$\mathbf{E}_{det} \cdot \mathbf{j}_{rec} = \mathbf{E}_{rec}(\mathbf{r}_{sou}) \cdot \mathbf{j}_{sou} - \frac{8\pi^2}{\omega\mu_0} \int \gamma(\mathbf{q}) \mathbf{e}_{rec}(-\mathbf{q}) \cdot \mathbf{e}_{exp}^+(\mathbf{q}) d\mathbf{q}, \quad (2.3)$$

où l'intégrale est étendue à $0 < |\mathbf{q}| < \infty$. Une expression équivalente est obtenue en repassant dans l'espace direct pour les champs intervenant dans l'intégrale. Elle s'écrit :

$$\mathbf{E}_{det} \cdot \mathbf{j}_{rec} = \mathbf{E}_{rec}(\mathbf{r}_{sou}) \cdot \mathbf{j}_{sou} - \frac{2i}{\omega\mu_0} \int_S \left[\frac{\partial}{\partial z} \mathbf{E}_{rec}(\mathbf{p}, z) \right] \cdot \mathbf{E}_{exp}^+(\mathbf{p}, z) d\mathbf{p}, \quad (2.4)$$

où l'intégrale est cette fois étendue à la surface S de la figure 2.1 (plan $z = cte$).

Les deux équations (2.3) et (2.4) sont des expressions exactes du champ électrique mesuré au niveau du détecteur dans la situation expérimentale. Chacune d'elles décrit le couplage entre ce champ et le champ émis par la structure observée sous forme d'une intégrale faisant intervenir le champ de la situation réciproque. Selon les cas, l'une ou l'autre des formulations peut être utilisée :

- L'expression (2.4) (espace direct) montre que le champ détecté est donné par une intégrale de recouvrement entre le champ expérimental et la dérivée par rapport à z du champ réciproque. Cette dernière joue le rôle d'une fonction de réponse de l'instrument, décrivant aussi bien la localisation spatiale de la détection que la réponse spectrale, ou encore la réponse en polarisation.
- L'expression (2.3) (espace de Fourier) montre comment chaque fréquence spatiale \mathbf{q} du champ expérimental est détectée. Le facteur de couplage est proportionnel à $\mathbf{e}_{rec}(-\mathbf{q})$, montrant que pour qu'une fréquence \mathbf{q} donnée soit détectée efficacement, il faut que cette fréquence soit présente dans le spectre du champ diffusé par la pointe lorsqu'elle est éclairée depuis le détecteur. En d'autres termes, seule une pointe créant de hautes fréquences spatiales du champ lorsqu'elle est éclairée en champ lointain permet de détecter les hautes fréquences spatiales d'un champ proche localisé.

Notons qu'une expression ayant la même structure que l'équation (2.4) a été obtenue comme généralisation de la formule de Bardeen, développée pour l'effet tunnel électronique entre deux électrodes [40]. Ce résultat montre notamment que le SNOM et le STM (microscope électronique à effet tunnel) peuvent être modélisés avec le même formalisme.

2.2.3 Comment déterminer le champ réciproque ?

Il apparaît clairement que la grandeur clé à connaître est le champ réciproque. C'est elle qui caractérise complètement l'effet de la pointe et de tout le système de détection. En général, ce champ est solution d'un problème de diffraction par une structure complexe. On peut alors avoir recours à des simulations numériques pour le déterminer, au moins dans des géométries simplifiées. Cependant, dans certains cas, des modèles sont disponibles et permettent de décrire le comportement de la pointe en champ proche. Par exemple, dans le cas d'un microscope en mode collection utilisant une pointe métallisée avec ouverture, le champ réciproque est le champ émis par cette ouverture lorsqu'elle est éclairée par des modes guidés incidents. Ce champ peut être calculé numériquement [35], mais également décrit, par exemple, par le modèle de Bethe-Bouwkamp [41–43]. Un autre cas intéressant est celui des microscopes sans ouverture [44–46]. Dans le cas des montages utilisant des pointes coniques métalliques, le champ réciproque au voisinage de la pointe peut-être décrit à l'aide d'un modèle introduit en optique de champ proche par H. Cory *et al.* [47]. Dans ce modèle, la pointe est un cône infini parfaitement conducteur, et le champ est calculé dans la zone correspondant à $kr \ll 1$, où r est la distance à l'extrémité du cône (voir fig. 2.2). Notons que de nombreux modèles décrivant la champ au voisinage d'objets singuliers (cônes, dièdres, etc.) sont répertoriés dans les références [15, 48]. Lorsque le cône de la figure 2.2 est éclairé par une source

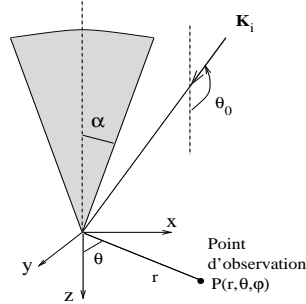


FIG. 2.2: Géométrie de la pointe, modélisée par un cône parfaitement conducteur, de demi-angle α .

ponctuelle placée en champ lointain (le champ incident est alors assimilable à une onde plane), le champ diffracté à courte distance de l'extrémité ($kr \ll 1$) s'écrit [48] :

$$\mathbf{E} = k(kr)^{\nu-1} \sin \beta \left[\mathbf{u}_r + \frac{\mathbf{u}_\theta}{\nu} \frac{\partial}{\partial \theta} \right] a(\theta_o, \theta, \alpha), \quad (2.5)$$

où a est une fonction de l'angle d'incidence θ_o , de l'angle d'observation θ et du demi-angle d'ouverture du cône α . Les autres paramètres qui interviennent sont $k = \omega/c$, l'angle de polarisation β de l'onde incidente ($\beta = 0$ lorsque le champ électrique incident est perpendiculaire au plan d'incidence, $\beta = \pi/2$ lorsque le champ électrique incident est dans le plan d'incidence). \mathbf{u}_r et \mathbf{u}_θ sont les vecteurs unitaires en coordonnées sphériques. ν est un nombre réel positif, vérifiant $\nu \leq 1$, et qui dépend de l'angle du cône uniquement. Il est important de remarquer que le champ à courte distance de l'extrémité du cône a une structure spatiale qui ne dépend pas des conditions d'éclairage (direction d'incidence et polarisation). Celles-ci interviennent dans un préfacteur qui est un terme d'amplitude uniquement. Ajoutons qu'à plus grande distance de la pointe (où si la polarisation incidente correspond à $\beta = 0$), le terme singulier de l'équation (2.5) n'est plus suffisant pour décrire le champ et que des termes supplémentaires du développement doivent être pris en compte [48].

L'expression (2.5) permet de décrire le champ réciproque au voisinage de la pointe. On peut par exemple l'utiliser pour calculer la fonction de réponse $(\partial/\partial z)\mathbf{E}_{rec}$ intervenant dans l'équation (2.4). La dépendance spatiale des composantes z et x de cette fonction est représentée sur la figure 2.3.

On observe tout d'abord que la composante selon z (fig. 2.3 a) est celle qui domine en amplitude, montrant que la composante selon z du champ expérimental sera préférentiellement détectée (du fait du produit

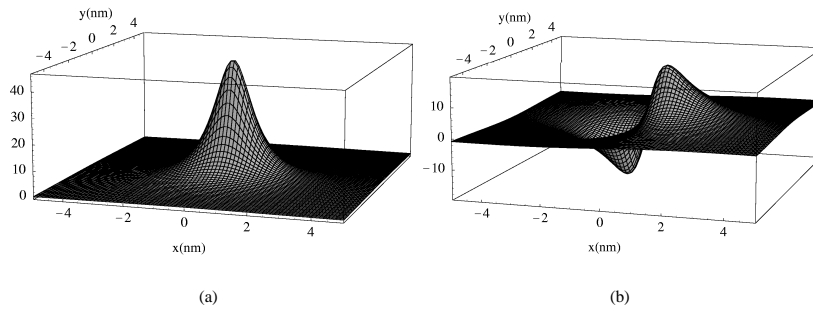


FIG. 2.3: Composantes selon z en (a) et x en (b) de la fonction $(\partial/\partial z)\mathbf{E}_{rec}$ en fonction de la position $\mathbf{p} = (x, y)$ dans un plan perpendiculaire à l'axe de la pointe. Distance de l'extrémité : $z = 1$ nm. Le cône a une demi-angle $\alpha = 3^\circ$.

scalaire intervenant dans l'expression (2.4)). De plus, la largeur à mi-hauteur de la fonction de réponse donne une idée de la résolution attendue. Une discussion fine de la résolution limite doit nécessairement prendre en considération le rayon de courbure non nul de la pointe. Néanmoins, cette approche permet de montrer que la diffusion multiple pointe-échantillon n'est pas nécessaire pour atteindre une haute résolution. Nous reviendrons sur ce point lorsque nous discuterons le concept de réponse impulsionnelle.

2.2.4 Applications : effets de polarisation et réponse spectrale

Afin d'illustrer (et également de valider) l'approche qui vient d'être présentée, nous montrons qu'elle permet d'expliquer quantitativement le comportement en polarisation et la réponse spectrale d'un microscope sans ouverture utilisant une pointe métallique.

Un étude expérimentale [49] a permis de mesurer le signal obtenu en réflexion sur un substrat plan de silicium en fonction de la polarisation de l'onde incidente. La détection est effectuée dans la direction normale au substrat. L'état de polarisation est décrit par l'angle β ($\beta = 0$ pour une polarisation s ou TE , $\beta = \pi/2$ pour une polarisation p ou TM). Le résultat obtenu est représenté figure 2.4 (voir réf. [49] pour plus de détails). Le résultat obtenu peut être expliqué à l'aide de l'expression (2.4). Le champ reçu par le détecteur est celui décrit par le terme intégral qui implique le champ amplifié à l'extrémité de la pointe (le premier terme du membre de droite de l'équation (2.4) donne une contribution négligeable dans ce montage). Lorsque celle-ci est à distance nanométrique de la surface, le champ expérimental (éclairant la pointe) est principalement le champ amplifié par l'effet de pointe et réfléchi par la surface. Le champ \mathbf{E}_{exp}^+ est alors proportionnel au champ de l'équation (2.5), et donc à $\sin\beta$. Le signal mesuré, proportionnel au module au carré du champ au niveau du détecteur est alors proportionnel à $\sin^2\beta$. Ce comportement est très proche de celui qui est obtenu expérimentalement (voir fig. 2.4). Il faut souligner que ce comportement n'est pas celui qui serait obtenu en modélisant la pointe par une petite sphère dipolaire.

Un autre comportement non trivial du microscope sans ouverture est sa réponse spectrale. Il a été observé récemment [31] que, dans le cas de pointes métalliques, la réponse dans le visible n'est pas plate, et qu'elle dépend de la géométrie de la pointe (l'angle d'ouverture pour une pointe conique). Les résultats expérimentaux pour deux pointes différentes sont présentés sur la figure 2.5. Les mesures sont effectuées en réflexion, en géométrie confocale, sur un miroir plan d'aluminium (réponse spectrale plate dans le visible, avec coefficient de réflexion $R = 0.9$). Les spectres présentés sont normalisés par les spectres obtenus en réflexion en champ lointain (voir la référence [31] pour plus de détails). Le comportement spectral peut également être étudié en utilisant l'expression (2.4). Le champ près de l'extrémité de la pointe est décrit par le modèle de l'équation (2.5), dont la dépendance en fréquence est ω^{ν} , où ν dépend uniquement de l'angle d'ouverture du cône [48]. Ce modèle décrit bien le champ réciproque \mathbf{E}_{rec} . Le champ expérimental \mathbf{E}_{exp}^+

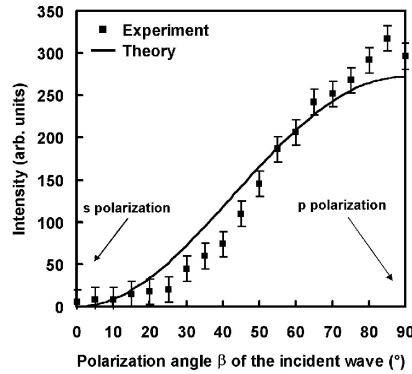


FIG. 2.4: Réponse d'un microscope sans ouverture utilisant une pointe en tungstène en fonction de la polarisation du champ incident (décrite par l'angle de polarisation β). La courbe théorique correspond à une évolution proportionnelle à $\sin^2 \beta$. D'après [49].

contient plusieurs contributions, dont le champ incident réfléchi par l'interface (n'ayant pas interagi avec la pointe) et le champ exalté par la pointe et réfléchi par l'interface. Ce dernier s'écrit sous la forme du champ donné par l'équation (2.5) multiplié par un facteur de réflexion ne dépendant pas ici de la fréquence. Dans le cas d'une détection confocale comme celle de la référence [31] et de la figure 2.5, le signal provient de l'interférence entre ces deux contributions. Il est donc proportionnel au terme intégral de l'équation (2.4), dans lequel à la fois \mathbf{E}_{rec} et \mathbf{E}_{exp}^+ sont décrits par l'équation (2.5). Le signal est donc proportionnel à $\omega^{2\nu-1}$. Pour divers demi-angles d'ouverture de la pointe conique, le signal prédit par le modèle en fonction de la longueur d'onde ($\lambda = 2\pi c/\omega$) est représenté sur la figure 2.6. On observe un excellent accord avec les résultats expérimentaux.

Il faut noter que la dépendance spectrale ne peut pas être étudiée avec un modèle électrostatique pour décrire le champ au voisinage de la pointe, même si un tel modèle est capable de prédire correctement la structure spatiale du champ à courte distance [50]. Là encore, le résultat qui serait obtenu en modélisant la pointe par un dipôle serait erroné. On obtiendrait une dépendance spectrale en ω^4 , en contradiction avec l'expérience. Il semble donc que le modèle de sphère dipolaire, souvent utilisé pour décrire en première approche les images obtenues en microscopie sans ouverture [51, 52], ne permette pas de décrire (même qualitativement) les microscopes utilisant des pointes coniques métalliques. *Les résultats présentés montrent l'importance d'un modèle réaliste de pointe (prenant en compte sa géométrie macroscopique) pour l'étude de la spectroscopie en champ proche.*

2.3 Imagerie de structures diélectriques localisées

2.3.1 Position du problème

Dans cette seconde partie, nous nous intéressons à l'imagerie d'une structure de surface. Nous la décrivons par une constante diélectrique (généralisée) $\epsilon(\mathbf{r}, \omega)$, qui pourrait être éventuellement un tenseur permettant de décrire un milieu anisotrope (par exemple magnéto-optique). L'objectif est, cette fois, d'obtenir une expression reliant le champ reçu par le détecteur à la constante diélectrique de l'échantillon (plus généralement aux courants induits dans l'échantillon). Cette expression est utile pour discuter du mécanisme de formation des images. Elle permet également de comprendre sous quelles conditions une réponse impulsionnelle peut être introduite. Le montage expérimental est représenté schématiquement sur la figure 2.7 a. On raisonne sur une configuration de microscope à pointe sans ouverture en réflexion, mais le

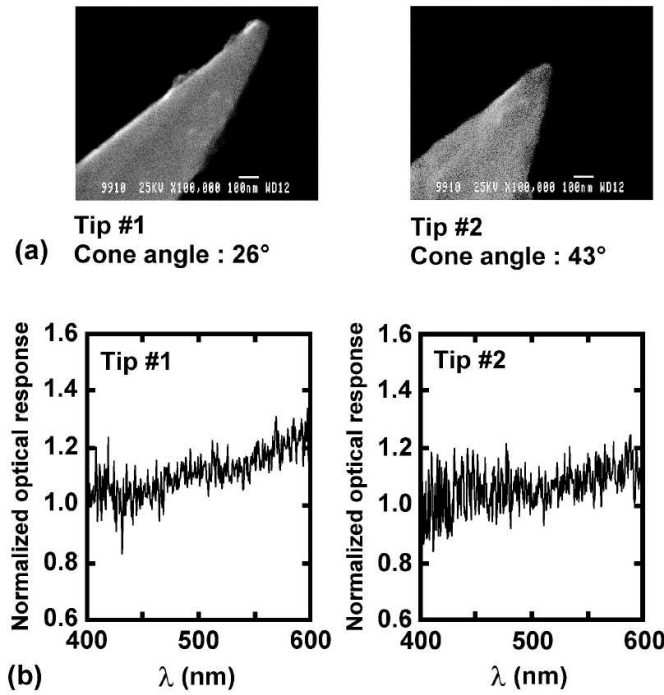


FIG. 2.5: a) : image de deux pointes en tungstène utilisées pour mesurer la réponse spectrale d'un microscope sans ouverture. b) : réponse spectrale mesurée dans le domaine visible pour chacune des pointes. D'après [31].

résultat peut être généralisé à tout type de montage. Bien que l'approche repose également sur le théorème de réciprocité, nous allons utiliser une démarche différente de celle de la partie précédente. Pour ce faire, nous allons introduire une géométrie de référence, qui est celle de la figure 2.7 a, en l'absence de l'échantillon. En revanche, le substrat plan qui supporte l'échantillon est inclus dans la géométrie de référence. Le champ correspondant à cette géométrie sera noté $\mathbf{E}_{exp}^{(0)}$. Il est créé par la source de la situation expérimentale, représentée par la densité volumique de courant \mathbf{j}_{sou} .

Un fonction de Green $\vec{\vec{\mathbf{G}}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$ (tensorielle) peut être introduite pour décrire la géométrie de référence. Elle vérifie l'équation (voir les chapitres 1 et 4 de ce livre) :

$$\nabla \times \nabla \times \vec{\vec{\mathbf{G}}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) - k^2 \epsilon_{ref}(\mathbf{r}, \omega) \vec{\vec{\mathbf{G}}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \vec{\mathbf{I}} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') , \quad (2.6)$$

où $\vec{\mathbf{I}}$ désigne le tenseur unité et ϵ_{ref} désigne la constante diélectrique dans le système de référence (pointe, substrat, optique de détection/illumination, etc. mais sans échantillon). Dans la suite, on supprime les dépendances en ω de toutes les grandeurs, afin d'alléger les notations.

La fonction de Green permet d'exprimer explicitement le champ dans la situation de référence :

$$\mathbf{E}_{exp}^{(0)}(\mathbf{r}) = i\omega\mu_0 \int \vec{\vec{\mathbf{G}}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{j}_{sou}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' . \quad (2.7)$$

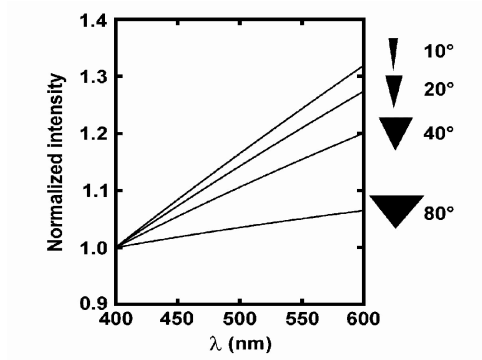


FIG. 2.6: Réponse spectrale théorique pour différentes valeurs de l'angle de la pointe. Le signal (en ordonnée) est modélisé par l'expression (2.4), avec un champ réciproque décrit par le champ de l'équation (2.5). D'après [31].

L'intégrale dans l'équation (2.7) est étendue au volume de la source.

Si l'on considère maintenant le système expérimental complet de la figure 2.7 a, on peut décrire l'échantillon comme une modification $\Delta\epsilon(\mathbf{r})$ de la constante diélectrique du système de référence. La constante diélectrique du système complet est alors :

$$\epsilon(\mathbf{r}) = \epsilon_{ref}(\mathbf{r}) + \Delta\epsilon(\mathbf{r}) . \quad (2.8)$$

Le champ électrique \mathbf{E}_{exp} dans la situation expérimentale vérifie l'équation :

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}_{exp}(\mathbf{r}) - k^2 \epsilon_{ref}(\mathbf{r}) \mathbf{E}_{exp}(\mathbf{r}) = i\omega\mu_0 \mathbf{j}_{sou}(\mathbf{r}) + k^2 \Delta\epsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}_{exp}(\mathbf{r}) . \quad (2.9)$$

On voit que la variation de constante diélectrique fait apparaître un terme source supplémentaire, qui est le terme source du champ diffusé par l'échantillon. En utilisant la fonction de Green solution de l'équation (2.6), on peut écrire le champ dans la situation expérimentale sous la forme :

$$\mathbf{E}_{exp}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_{exp}^{(0)}(\mathbf{r}) + k^2 \int_{V_{ech}} \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Delta\epsilon(\mathbf{r}') \mathbf{E}_{exp}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' . \quad (2.10)$$

Notons qu'il ne s'agit pas d'une expression explicite de \mathbf{E}_{exp} , mais d'une équation intégrale équivalente à l'équation (2.9). L'intégrale est étendue à toute la zone où $\Delta\epsilon(\mathbf{r})$ n'est pas nul, c'est-à-dire au volume de l'échantillon.

L'équation (2.10) permet d'exprimer le champ $\mathbf{E}_{exp}(\mathbf{r}_{det})$ reçu par le détecteur et noté \mathbf{E}_{det} :

$$\mathbf{E}_{det} = \mathbf{E}_{exp}^{(0)}(\mathbf{r}_{det}) + k^2 \int_{V_{ech}} \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_{det}, \mathbf{r}') \Delta\epsilon(\mathbf{r}') \mathbf{E}_{exp}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' . \quad (2.11)$$

Cette équation relie le champ au niveau du détecteur au courant induit dans l'échantillon, grâce au tenseur de Green $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}$ du système de référence. En général, la détermination de $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}$ pour une telle géométrie n'est pas simple, et ne peut être effectuée que numériquement [5]. Cependant, calculer $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_{det}, \mathbf{r}')$ revient à calculer la réponse en champ lointain (détecteur) à une source ponctuelle placée entre la pointe et le substrat. Nous allons voir comment, grâce au théorème de réciprocité, on peut se ramener à la détermination (parfois plus aisée) de la réponse en champ proche à une source ponctuelle placée en champ lointain.

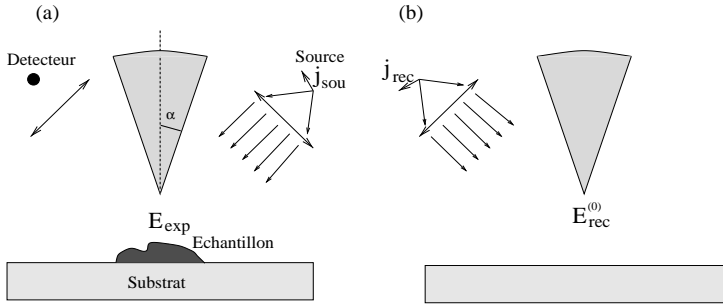


FIG. 2.7: a) : vue schématique d'un montage de microscopie à pointe sans ouverture. La source est représentée par une densité de courant \mathbf{j}_{sou} placée en champ lointain. b) : situation réciproque (fictive) dans laquelle le système (pointe + optique + substrat) est éclairé par une source ponctuelle de densité de courant \mathbf{j}_{rec} placée à la position du détecteur.

2.3.2 Application du théorème de réciprocité

Considérons une source ponctuelle placée à la position \mathbf{r}_{det} du détecteur, dans la géométrie de référence. Cette situation *réciproque* est représentée sur la figure 2.7 b. La source ponctuelle est décrite par sa densité de courant $\mathbf{j}_{\text{rec}}(\mathbf{r}) = \mathbf{j}_{\text{rec}} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\text{det}})$.

En multipliant l'équation (2.10) par $\mathbf{j}_{\text{rec}}(\mathbf{r})$ et en intégrant sur \mathbf{r} , on obtient :

$$\mathbf{j}_{\text{rec}} \cdot \mathbf{E}_{\text{det}} = \mathbf{j}_{\text{rec}} \cdot \mathbf{E}_{\text{exp}}^{(0)}(\mathbf{r}_{\text{det}}) + k^2 \int_{V_{\text{ech}}} \mathbf{j}_{\text{rec}} \cdot \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_{\text{det}}, \mathbf{r}') \Delta \varepsilon(\mathbf{r}') \mathbf{E}_{\text{exp}}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'. \quad (2.12)$$

Cette relation peut-être transformée en utilisant le théorème de réciprocité, formulé à partir du tenseur de Green $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}$ (forme 3 de l'annexe). On a en effet :

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_{\text{rec}} \cdot \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_{\text{det}}, \mathbf{r}') \mathbf{E}_{\text{exp}}(\mathbf{r}') &= \mathbf{E}_{\text{exp}}(\mathbf{r}') \cdot \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}^T(\mathbf{r}_{\text{det}}, \mathbf{r}') \mathbf{j}_{\text{rec}} \\ &= \mathbf{E}_{\text{exp}}(\mathbf{r}') \cdot \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}(\mathbf{r}', \mathbf{r}_{\text{det}}) \mathbf{j}_{\text{rec}} \\ &= \mathbf{E}_{\text{exp}}(\mathbf{r}') \cdot \frac{\mathbf{E}_{\text{rec}}^{(0)}(\mathbf{r}')}{i\omega\mu_0}, \end{aligned}$$

où l'exposant T désigne le tenseur transposé. On peut alors récrire l'équation (2.12) sous la forme :

$$A = \mathbf{j}_{\text{rec}} \cdot \mathbf{E}_{\text{det}} = \mathbf{j}_{\text{rec}} \cdot \mathbf{E}_{\text{exp}}^{(0)}(\mathbf{r}_{\text{det}}) - i\omega\epsilon_0 \int_{V_{\text{ech}}} \mathbf{E}_{\text{rec}}^{(0)}(\mathbf{r}) \cdot \Delta \varepsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}_{\text{exp}}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (2.13)$$

La grandeur A est proportionnelle à l'amplitude complexe de la composante du champ au niveau du détecteur dans la direction définie par \mathbf{j}_{rec} . L'équation (2.13) montre que $A = A^{fc} + A^{ech}$ est la somme de deux termes :

$$A^{fc} = \mathbf{j}_{\text{rec}} \cdot \mathbf{E}_{\text{exp}}^{(0)}(\mathbf{r}_{\text{det}}), \quad (2.14)$$

et

$$A^{ech} = -i\omega\epsilon_0 \int_{V_{\text{ech}}} \mathbf{E}_{\text{rec}}^{(0)}(\mathbf{r}) \cdot \Delta \varepsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}_{\text{exp}}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (2.15)$$

Le premier terme A^{fc} contribue à un fond continu et ne contient aucune information sur l'échantillon. Il décrit le rayonnement de la source vers le détecteur dans la situation expérimentale de référence (i.e. sans échantillon). Le second terme A^{ech} contient toute l'information sur l'échantillon (constante diélectrique et topographie). C'est ce terme qui est responsable du contraste optique observé lorsqu'on mesure la puissance reçue par le détecteur en fonction de la position de la pointe. Notons que les équations (2.14) et (2.15) ont déjà été obtenues, d'une manière différente, dans la référence [6].

2.3.3 Calcul du signal mesuré

Le signal mesuré est proportionnel au flux d'énergie à la position du détecteur, et donc à $|A|^2$ (le détecteur est placé en champ lointain). Remarquons que ce signal correspond au flux de la composante du champ orientée dans la direction de \mathbf{j}_{rec} , et donc à une situation expérimentale dans laquelle un analyseur (dont la direction de polarisation est orientée selon \mathbf{j}_{rec}) est placé devant le détecteur. Si la détection est effectuée sans analyseur, il faut sommer les contributions des $|A|^2$ sur les directions de polarisation possibles.

Dans de très nombreux cas, le signal diffusé par l'échantillon est très faible en amplitude par rapport à celui du système de référence : $|A^{ech}| \ll |A^{fc}|$. Le signal s'écrit alors sous la forme :

$$S = |A^{fc} + A^{ech}|^2 \simeq |A^{fc}|^2 + 2\text{Re}\{A^{fc*}A^{ech}\}, \quad (2.16)$$

où * désigne le complexe conjugué. Le second terme est un terme d'interférence, qui contient toute l'information sur l'échantillon. C'est lui qui contribue à la partie dynamique du signal. On peut l'exprimer en utilisant (2.15) :

$$S_{dyn} = 2\omega\epsilon_0\text{Im}\left\{A^{fc*} \int_{V_{ech}} \mathbf{E}_{rec}^{(0)}(\mathbf{r}) \cdot \Delta\epsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}_{exp}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}\right\}. \quad (2.17)$$

Deux remarques peuvent être formulées à ce stade :

- S_{dyn} est la seule partie dynamique du signal lorsque le balayage est effectué à hauteur constante (i.e. parallèlement au substrat plan). Cependant, le terme $|A^{fc}|^2$ peut dépendre (parfois fortement) de la distance pointe-substrat. Si cette distance varie au cours du balayage, les variations de $|A^{fc}|^2$ peuvent engendrer l'apparition d'un contraste dans l'image qui ne contient aucune information optique sur l'échantillon. On parle alors "d'artifacts" (ces artifacts ne seront pas discutés dans ce chapitre. Voir par exemple [53–57]).
- L'équation (2.17) ne permet d'exprimer le signal que si le champ induit dans l'échantillon $\mathbf{E}_{exp}(\mathbf{r})$ est connu. En présence de diffusion multiple, ce champ est difficile à déterminer et le recours à des simulations numériques est en général nécessaire. Dans le cas où la diffusion multiple entre l'échantillon et le système de référence est négligeable, nous allons voir comment simplifier l'équation (2.17) pour obtenir une expression explicite du signal. Cette démarche conduira naturellement au concept de réponse impulsionnelle.

2.3.4 Concept de réponse impulsionnelle : validité et utilité

Si l'échantillon diffuse faiblement le champ $\mathbf{E}_{exp}^{(0)}$ du système de référence, on peut utiliser la première approximation de Born pour évaluer l'intégrale de l'équation (2.17). Une étude du domaine de validité de cette approximation en champ proche (ou du développement perturbatif d'ordre un équivalent, voir le chapitre 3 dans ce livre) est présentée dans la référence [58–60]. Notons que cette approximation n'exclut pas une interaction forte entre la pointe et le *substrat*. Par exemple, rien n'empêche la pointe et le substrat d'être métalliques, voire d'exhiber une résonance plasmon. Ce couplage fort est alors complètement décrit par le champ $\mathbf{E}_{exp}^{(0)}$. Dans ce cadre, la partie dynamique du signal s'écrit :

$$S_{dyn} \simeq 2\omega\epsilon_0\text{Im}\left\{A^{fc*} \int_{V_{ech}} \mathbf{E}_{rec}^{(0)}(\mathbf{r}) \cdot \Delta\epsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}_{exp}^{(0)}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}\right\}. \quad (2.18)$$

On a cette fois un lien explicite entre le signal et la constante diélectrique de l'échantillon. Ce lien peut s'écrire sous la forme :

$$S_{dyn}(\mathbf{r}_{tip}) = \int_{V_{ech}} H(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{tip}, \omega) \Delta\epsilon(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (2.19)$$

où \mathbf{r}_{tip} est la position de la pointe. La grandeur H apparaît comme une *réponse impulsionnelle* décrivant la formation de l'image. Le système de référence étant invariant par translation dans la direction du plan $x-y$, on a en fait $H(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{tip}, \omega) = H(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_{tip}, z, z_{tip}, \omega)$. On a donc une véritable réponse impulsionnelle (avec

invariance par translation) lors d'un balayage à hauteur constante uniquement. L'expression complète de H s'obtient à partir de l'équation (2.18) :

$$H(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{tip}, \omega) = 2\omega\epsilon_0 \text{Im} \left\{ A^{fc*} \mathbf{E}_{rec}^{(0)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{tip}, \omega) \cdot \mathbf{E}_{exp}^{(0)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{tip}, \omega) \right\}. \quad (2.20)$$

Remarquons que les deux champs $\mathbf{E}_{exp}^{(0)}$ et $\mathbf{E}_{rec}^{(0)}$ correspondent à deux situations de même géométrie (i.e. la géométrie de référence). Seule la position de la source change (source expérimentale réelle pour $\mathbf{E}_{exp}^{(0)}$, source fictive placée à la position du détecteur pour $\mathbf{E}_{rec}^{(0)}$). Comme dans la partie précédente, nous allons illustrer le calcul de la réponse impulsionnelle sur l'exemple des microscopes sans ouverture utilisant une pointe métallique.

2.3.5 Cas des microscopes sans ouverture

Dans ce cas, la pointe peut-être modélisée par un cône parfaitement conducteur [47]. Les deux champs $\mathbf{E}_{exp}^{(0)}$ et $\mathbf{E}_{rec}^{(0)}$ se calculent, à courte distance de la pointe, par l'expression (2.5). Dans le cas présent, ces champs doivent être évalués en présence du substrat plan, celui-ci étant inclus dans le système de référence. Pour cela, comme dans la référence [47], on ne prend en compte qu'une interaction au premier ordre entre la pointe et le substrat (supposé diélectrique et faiblement réfléchissant). On considère donc que la pointe est éclairée par deux ondes planes, l'une provenant de la source (réelle ou réciproque, chacune étant supposée ponctuelle) placée en champ lointain, et l'autre provenant de l'onde plane incidente réfléchie par la surface, et affectée d'un facteur de réflexion. Le champ entre la pointe et le substrat est alors donné par la superposition de deux champs du type de l'équation (2.5).

La réponse impulsionnelle H ainsi obtenue est représentée sur la figure 2.8. L'extrémité de la pointe est placée au point (x_{tip}, y_{tip}, z) , avec $x_{tip} = 0$, $y_{tip} = 0$ et z variable. H est tracée en fonction de x , pour $y = y_{tip}$, dans un plan juste au-dessus du substrat.

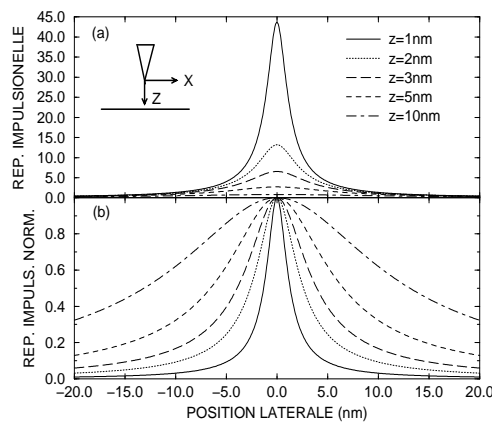


FIG. 2.8: a) : réponse impulsionnelle (unité arbitraire) en fonction de la position latérale x et pour différentes distances z entre la pointe et le substrat. Constante diélectrique du substrat $\epsilon = 2.4$. La pointe est un cône parfaitement conducteur de demi-angle $\alpha = 3^\circ$. b) : idem mais les courbes sont normalisées par leur valeur maximum.

On remarque sur la figure 2.8 a que la réponse impulsionnelle a une amplitude qui décroît très vite quand la distance z entre la pointe et le substrat augmente. En fait, l'expression (2.5) utilisée pour décrire le

champ exalté au voisinage de la pointe n'est valable qu'à très courte distance de l'extrémité. À plus grande distance, il faut rajouter des termes supplémentaires à l'expression du champ. Ces termes donneraient une autre contribution à la réponse impulsionnelle. Retenons qu'exploiter le champ exalté par la pointe nécessite de travailler avec une distance pointe-objet de quelques nanomètres au maximum.

La figure 2.8 *b* montre la réponse impulsionnelle normalisée par sa valeur maximum. On voit très nettement que sa largeur augmente avec la distance z . La largeur à mi-hauteur de la réponse impulsionnelle donne une bonne idée de la résolution. Ici, la pointe a un rayon de courbure nul (cône parfait). Pour une pointe réelle, l'expression (2.5) du champ reste cependant valable pour une distance à l'extrémité r supérieure au rayon de courbure [15]. Concernant la résolution, le résultat principal est que la diffusion multiple pointe-échantillon n'est pas nécessaire pour obtenir une résolution de l'ordre du nanomètre [51, 52].

Le concept de réponse impulsionnelle, qui ne peut être introduit que sous certaines conditions que nous avons clairement identifiées, est un outil très utile à la compréhension de la formation des images. Il peut permettre d'étudier l'influence des divers paramètres sur le signal mesuré, de fournir des critères de résolution (voir le chapitre 6 de ce livre), mais aussi de comparer et d'optimiser les montages.

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré comment obtenir une expression du signal mesuré en microscopie optique de champ proche. Nous avons considéré séparément le cas de la détection de champs électromagnétiques confinés et le cas de l'imagerie de structures diélectriques. Nous avons illustré l'approche en étudiant la réponse en polarisation et la réponse spectrale d'un microscope sans ouverture utilisant une pointe métallique. La grandeur clé de cette modélisation est le champ diffusé par le système (pointe + optique + éventuellement substrat), en l'absence d'échantillon. Cette grandeur peut être modélisée dans certains cas (par exemple dans le cas de pointes coniques ou de sondes à ouverture), ou calculée numériquement. Elle caractérise complètement la réponse du microscope à un champ électromagnétique localisé ou à une structure diélectrique hétérogène en termes de *champ*. Dans le cas où l'échantillon est faiblement diffusant, nous avons introduit rigoureusement le concept de réponse impulsionnelle reliant le *signal* au contraste diélectrique entre l'échantillon et le milieu environnant.

Annexe : théorème de réciprocité

Le théorème de réciprocité de l'électromagnétisme peut-être énoncé sous différentes formes équivalentes, que nous rappelons ici. Pour une démonstration, voir [61–63].

Considérons un diffuseur, constitué d'un matériau linéaire, et décrit par des tenseurs diélectriques et magnétiques $\vec{\epsilon}(\mathbf{r}, \omega)$ et $\vec{\mu}(\mathbf{r}, \omega)$ *symétriques*.

Dans une situation 1, le diffuseur est éclairé par une source monochromatique de volume V_1 décrite par un courant volumique $\mathbf{J}_1(\mathbf{r}, \omega)$. Les champs électriques et magnétiques résultant en tout point sont $\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, \omega)$ et $\mathbf{H}_1(\mathbf{r}, \omega)$.

Dans une situation 2, *indépendante*, le diffuseur est éclairé par une source monochromatique de volume V_2 décrite par un courant volumique $\mathbf{J}_2(\mathbf{r}, \omega)$. Les champs électriques et magnétiques résultant en tout point sont $\mathbf{E}_2(\mathbf{r}, \omega)$ et $\mathbf{H}_2(\mathbf{r}, \omega)$.

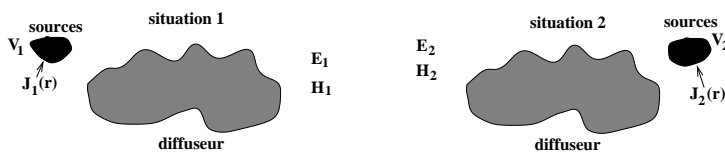


FIG. 2.9: Géométrie utilisée pour exprimer le théorème de réciprocité.

Théorème de réciprocité : forme 1

$$\int_{V_1} \mathbf{J}_1(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E}_2(\mathbf{r}) dV = \int_{V_2} \mathbf{J}_2(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E}_1(\mathbf{r}) dV \quad (2.21)$$

où les dépendances en ω ont été omises. Dans le cas de sources dipolaires placées aux points \mathbf{r}_1 (situation 1) et \mathbf{r}_2 (situation 2), on a

$$\mathbf{J}_k(\mathbf{r}) = -i\omega \mathbf{p}_k \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_k), \quad (2.22)$$

où $k = 1, 2$ désigne la situation considérée. Après introduction dans l'équation (2.21), on obtient :

$$\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{E}_2(\mathbf{r}_1) = \mathbf{p}_2 \cdot \mathbf{E}_1(\mathbf{r}_2). \quad (2.23)$$

Théorème de réciprocité : forme 2

Pour toute surface fermée Σ , de normale extérieure \mathbf{n} , entourant un volume V contenant le diffuseur (mais pas forcément les sources) :

$$\int_{\Sigma} (\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2 - \mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_1) \cdot \mathbf{n} d\Sigma = \int_V (\mathbf{J}_1 \cdot \mathbf{E}_2 - \mathbf{J}_2 \cdot \mathbf{E}_1) dV. \quad (2.24)$$

Lorsque la surface Σ est une sphère de rayon $R \rightarrow \infty$, l'intégrale de surface s'annule (car l'intégrand est identiquement nul en champ lointain) et on retrouve la formulation 1.

Théorème de réciprocité : forme 3

Si $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}$ est le tenseur de Green du système « diffuseur dans l'espace libre » (c'est-à-dire sans les volumes sources V_1 et V_2), on a par définition, dans le cas de sources dipolaires :

$$\mathbf{E}_k(\mathbf{r}) = \mu_0 \omega^2 \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_k, \omega) \mathbf{p}_k, \quad (2.25)$$

où $k = 1, 2$ et \mathbf{r}_k est la position du dipôle source \mathbf{p}_k .

En introduisant (2.25) dans (2.23), et en utilisant la relation tensorielle :

$$\mathbf{u} \cdot \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \mathbf{v} = \mathbf{v} \cdot \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}{}^T(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \mathbf{u} \quad (2.26)$$

on obtient :

$$\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) = \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}{}^T(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1, \omega), \quad (2.27)$$

où l'exposant T désigne le tenseur transposé.

Chapitre 3

Méthode perturbative en optique de champ proche

Sommaire

3.1	Introduction	55
3.2	Vocabulaire et notations	56
3.3	Rappels théoriques	57
3.4	Méthode de Rayleigh perturbative	58
3.5	Méthodes de perturbation	65
3.6	Limite de validité	67
3.7	Modèle de STOM	68
3.8	Mode émission	72
3.9	Discussion	75
3.10	Conclusion	75

3.1 Introduction

La méthode de Rayleigh perturbative (*MRP*) travaille dans l'*espace de Fourier*. Elle permet de relier simplement le spectre spatial de l'objet à celui de l'image. Les calculs sont essentiellement analytiques ce qui permet une discussion simple de l'influence des paramètres expérimentaux sur la formation des images. De plus, elle est facile à mettre en oeuvre, elle nécessite des moyens informatiques raisonnables et les résultats sont obtenus avec des temps de calcul courts.

3.1.1 Utilisation de la méthode perturbative en champ lointain

La théorie de la diffraction qui est généralement enseignée est la *méthode de Fresnel-Kirchhoff*. Il s'agit d'une théorie scalaire, où les propriétés de polarisation de la lumière ne sont pas prises en compte. De plus, dans cette méthode, les conditions aux limites sur les objets diffractants sont traitées d'une façon approximative. Cette méthode donne de bons résultats pour traiter les problèmes d'optique physique traditionnels (objets grands par rapport à la longueur d'onde et rayons paraxiaux). Elle est inadaptée et donne des résultats faux quand les objets diffractants ont des dimensions mésoscopiques, de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde, voire inférieures.

Par contraste, la *méthode de Rayleigh* [64, 65] est une méthode vectorielle, tenant compte de la polarisation du champ électromagnétique et respectant les conditions aux limites. Il ne s'agit pas d'une méthode rigoureuse, elle peut présenter des problèmes de convergence dans certains cas mais la convergence vers le bon résultat est efficace et rapide pour des surfaces comportant des reliefs de faible hauteur.

La bibliographie sur la méthode de Rayleigh en optique est trop abondante pour être citée ici de manière exhaustive. Nous donnerons simplement une bibliographie minimale mais nécessaire sur la *méthode de Rayleigh perturbative*.

Quand les rugosités des interfaces ont une hauteur faible par rapport à la longueur d'onde, la méthode de Rayleigh perturbative devient efficace. En optique, la méthode perturbative a été employée dans les années 70 pour étudier la diffraction de la lumière en champ lointain par des rugosités de surface [66, 67]. A la suite de ces travaux, E. Church & *al.* publièrent une série d'articles [68] démontrant que l'on pouvait utiliser cet outil théorique, conjointement à des expériences de diffusion, pour caractériser les surfaces optiques. Pour les applications de la *MRP* à la détermination optique des rugosités d'une surface aléatoire, la description de la méthode, son utilisation et une excellente bibliographie, peuvent être trouvées dans le livre de J. Stover [69].

3.1.2 Utilisation de la méthode perturbative en champ proche

Un des premiers articles traitant de la modélisation d'un microscope optique en champ proche au moyen de la méthode perturbative [4] était destiné à expliquer les principes théoriques de cette nouvelle microscopie en discutant de l'influence des principaux paramètres expérimentaux sur la formation des images tels que l'influence de la distance pointe objet sur la résolution, l'influence de la polarisation, etc. Cet article était limité à un seul type de microscope (le microscope tunnel optique : *STOM*). De plus, le modèle était très simplifié : la sonde optique était ponctuelle et diélectrique, l'objet était un réseau 1D sur une interface entre deux milieux homogènes. Par la suite, avec la même approche théorique, la *MRP* a été appliquée à d'autres types de microscopes, à divers modèles de pointes, à des objets plus compliqués et plus intéressants pour d'éventuelles applications.

La *diffusion de Mie* par des ondes évanescentes a permis de discuter de l'influence du rayon de la pointe sur les images *STOM* [70]. Pour un objet 3D, en configuration *STOM*, les images obtenues avec une pointe diélectrique et une pointe métallisée ont été comparées et les influences de la polarisation du champ incident et de la détection du champ magnétique sur la formation des images ont été discutées [71].

La méthode de Rayleigh perturbative a alors été généralisée à une structure multicouches comportant de faibles reliefs 3D [72–74]. D. Barchiesi & *al.* [75] ont par exemple étudié la modification des images d'une couche mince sur la surface d'un objet.

La comparaison des modélisations par *MRP* avec une autre approche théorique, telle que la méthode de la *fonction de Green* avec intégrale volumique, est présentée dans la référence [60]. Les images obtenues au moyen des deux méthodes sont très semblables. La *MRP* peut être appliquée à un grand nombre d'expériences d'optique en champ proche, elle décrit l'essentiel des phénomènes physiques et permet une interprétation rapide et efficace des expériences. Lorsque la connaissance des paramètres expérimentaux est suffisamment fiable, la comparaison théorie-expérience a pu être menée de façon quantitative et la méthode de Rayleigh perturbative a pu montrer toute son efficacité.

3.2 Vocabulaire et notations

3.2.1 Coordonnées et différents vecteurs

Les objets ont des reliefs de faible hauteur (par rapport à la longueur d'onde). Les plans moyens sont perpendiculaires à l'axe des z . Le plan (xy) est appelé plan transversal. Les vecteurs sont notés en gras. Les vecteurs d'ondes sont notés \mathbf{k} et u, v, w désignent les trois composantes dudit vecteur. Des indices et des exposants sont utilisés pour différencier les différents vecteurs. Il est important de distinguer la projection dans le plan transversal des différents vecteurs. On désignera par \mathbf{q} et par \mathbf{p} les projections transversales de \mathbf{k} et de \mathbf{r} :

$$\mathbf{k} = (\mathbf{q}, w) = (u, v, w) \quad \text{et} \quad \mathbf{r} = (\mathbf{p}, z) = (x, y, z).$$

Nous noterons $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$ et \mathbf{e}_z les vecteurs de base orthonormés selon les 3 axes x, y, z .

3.2.2 Polarisation

Le plan d'incidence pour une onde plane est le plan défini par le vecteur d'onde et l'axe des z qui est la normale au plan moyen des interfaces. *Remarque* : de façon analogue, on définit le plan d'incidence

d'une onde plane réfléchi, transmise et même diffractée. Ce plan d'incidence permet de définir 2 types de polarisation. Pour la polarisation **Transversale Électrique**, *TE* (ou *s*) le champ électrique de l'onde est perpendiculaire au plan d'incidence. Pour la polarisation **Transversale Magnétique**, *TM* (ou *p*) le champ magnétique de l'onde est perpendiculaire au plan d'incidence ; c'est-à-dire que le champ électrique est dans le plan d'incidence.

3.2.3 Transformation de Fourier

Nous utilisons les notations de D. Champeney [76] pour écrire les transformées de Fourier.

$$\begin{aligned}
 E(x, y) &= \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} F(u, v) \exp[i(ux + vy)] \, dudv \\
 \Updownarrow & \\
 F(u, v) &= \iint_{-\infty}^{+\infty} E(x, y) \exp[-i(ux + vy)] \, dudv,
 \end{aligned}
 \tag{3.1}$$

Remarque : u et v seront appelées dans toute la suite **fréquences spatiales**. En toute rigueur, les « vraies » fréquences spatiales sont $u/2\pi$ et $v/2\pi$.

3.3 Rappels théoriques

Pour préciser nos notations, nous allons rappeler quelques notions de base.

3.3.1 Équations de Maxwell

Dans le système international d'unités, les équations de Maxwell s'écrivent pour des champs monochromatiques :

$$\begin{aligned}
 \text{(a) } \mathbf{rot}(\mathbf{E}) &= i\omega\mathbf{B} & \text{(b) } \mathit{div}(\mathbf{B}) &= 0 \\
 \text{(c) } \mathit{div}(\mathbf{D}) &= \rho_e & \text{(d) } \mathbf{rot}(\mathbf{H}) &= \mathbf{j} - i\omega\mathbf{D}.
 \end{aligned}
 \tag{3.2}$$

Elles relient les 4 champs électriques \mathbf{E} , magnétique \mathbf{B} , déplacement électrique \mathbf{D} et induction magnétique \mathbf{H} . Nous avons utilisé les notations complexes et la dépendance temporelle est supposée en $\exp(-i\omega t)$.

Dans ce chapitre, nous ne considérerons que des milieux diélectriques isotropes et non magnétiques et nous noterons ϵ la constante diélectrique relative :

$$\mathbf{D} = \epsilon\epsilon_0\mathbf{E} \text{ et } \mathbf{B} = \mu_0\mathbf{H} \text{ avec } \epsilon_0\mu_0c^2 = 1.
 \tag{3.3}$$

Dans l'équation précédente, ϵ_0 et μ_0 sont les constantes du vide et c est la vitesse de la lumière dans le vide.

Par la suite, les champs seront créés à partir d'une onde incidente et il n'y aura pas de charges et de courants libres : $\rho_e = 0$ et $\mathbf{j} = \mathbf{0}$. Si le milieu est conducteur, sa conductivité sera prise en compte en intégrant cette conductivité dans la partie imaginaire de la constante diélectrique [77].

En utilisant les équations de Maxwell et la relation de milieu (3.3), on obtient l'équation d'onde vérifiée par le champ électrique. Pour une onde monochromatique, de fréquence circulaire ω , cette équation de propagation se transforme en équation de Helmholtz :

$$\Delta(\mathbf{E}) + \epsilon \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E} = \mathbf{0}.
 \tag{3.4}$$

3.3.2 Ondes planes

En notations complexes, une onde plane monochromatique, de fréquence circulaire ω et de vecteur d'onde \mathbf{k} s'écrit :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp[+i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)] \quad \mathbf{B} = \mathbf{B}_0 \exp[+i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)]. \quad (3.5)$$

Appliquée à une onde plane, l'équation de Helmholtz conduit à l'équation de dispersion qui relie le vecteur d'onde à la pulsation :

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{k} = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon. \quad (3.6)$$

Quelques remarques, importantes pour la suite sont à faire à propos de l'équation de dispersion.

- Notons au préalable que même si \mathbf{k} est complexe, c'est bien le carré scalaire $\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}$ qui intervient dans l'équation de dispersion.
- Pour une onde *plane homogène*, \mathbf{k} est un vecteur réel.
- Pour un milieu absorbant, la constante diélectrique ϵ est complexe et le vecteur d'onde est donc complexe. Dans ce cas, l'onde plane est *inhomogène*.
- Il est important de noter, que même dans un milieu sans absorption, avec ϵ réel (par exemple le vide), il peut exister des ondes planes ayant un vecteur d'onde complexe. Il s'agit dans ce cas d'*ondes planes évanescentes*, qui ne sont qu'un cas particulier d'*ondes planes inhomogènes*.

3.4 Méthode de Rayleigh perturbative

Dans ce chapitre, nous allons décrire la méthode de perturbation permettant de calculer les champs dans une structure multicouche comportant de petites rugosités. Cette méthode sera présentée à partir du développement de Rayleigh exprimant les champs sous forme de sommes d'ondes planes.

3.4.1 Système de multicouches rugueuses

Nous considérons un système de multicouches rugueuses (figure 3.1) comprenant M interfaces.

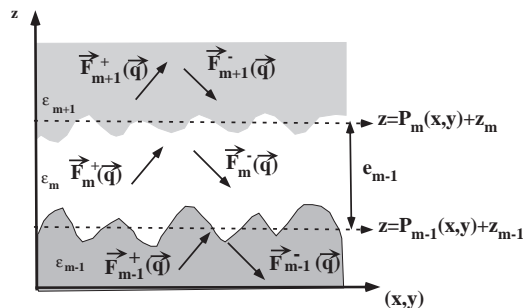


FIG. 3.1: Système de multicouches

Chaque couche est constituée d'un milieu diélectrique homogène isotrope. On repère le milieu m par sa constante diélectrique ϵ_m . Toutes les grandeurs associées à ce milieu seront marquées par l'indice m . Le milieu par où arrive l'onde incidente $m = 1$, sera désigné comme « incident » ou « initial ». Le dernier

milieu sera noté « terminal » et il correspond à $m = M + 1$. Les interfaces ont des reliefs de hauteur très faible et tous les plans moyens sont perpendiculaires à l'axe des z . Cet axe est orienté du milieu « initial » au milieu « terminal ». L'interface entre le milieu m et le milieu $m + 1$ est décrite par l'équation :

$$z = z_m + P_m(\mathbf{p}) \quad m = 1, M, \quad (3.7)$$

z_m est l'ordonnée du plan moyen de l'interface, $P_m(\mathbf{p})$ est l'équation du relief de cette interface, mesurée par rapport au plan moyen. L'épaisseur d'une couche est exprimée simplement comme la différence des coordonnées des plans moyens successifs :

$$e_m = z_{m+1} - z_m. \quad (3.8)$$

Il est également nécessaire d'introduire la transformée de Fourier de la fonction $P_m(\mathbf{p})$:

$$P_m(\mathbf{p}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \widehat{P}_m(\mathbf{q}) \exp[i(\mathbf{q}, \mathbf{p})] d\mathbf{q}. \quad (3.9)$$

3.4.2 Développement de Rayleigh

Définition

Dans toute la suite, les champs seront supposés monochromatiques. Dans un milieu homogène m , de constante diélectrique ϵ_m , indépendante du point, l'expression la plus générale d'un champ monochromatique, vérifiant l'équation d'Helmoltz, peut s'écrire sous la forme d'un *développement de Rayleigh* :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \mathbf{F}_m^+(\mathbf{q}) \exp\left(+iz\sqrt{\epsilon_m \frac{\omega^2}{c^2} - q^2}\right) + \mathbf{F}_m^-(\mathbf{q}) \exp\left(-iz\sqrt{\epsilon_m \frac{\omega^2}{c^2} - q^2}\right) \right\} \exp[i(\mathbf{q}, \mathbf{p})] d\mathbf{q}. \quad (3.10)$$

Le champ électrique est une fonction des 3 variables d'espace, (x, y, z) , mais ce champ vérifie l'équation d'Helmoltz (3.4) ce qui implique des contraintes sur ce champ. Ceci explique pourquoi le développement de Rayleigh (3.10) est une transformée de Fourier à seulement deux dimensions. Le développement est analogue au spectre angulaire introduit au chapitre 1. Ses propriétés sont également décrites dans les références [8, 78].

$\mathbf{F}_m^+(\mathbf{q})$ est l'amplitude d'une onde « montante », qui se propage dans la direction des z positifs. $\mathbf{F}_m^-(\mathbf{q})$ est l'amplitude d'une onde « descendante », qui se propage dans la direction des z négatifs. Dans la suite nous noterons w_m la racine carrée intervenant dans le développement de Rayleigh avec une détermination précisée dans l'équation suivante :

$$w_m(\mathbf{q}) = \sqrt{\epsilon_m \frac{\omega^2}{c^2} - q^2} \quad \text{Re}(w_m) \geq 0 \quad \text{Im}(w_m) \geq 0. \quad (3.11)$$

De cette façon, les ondes planes montantes et descendantes ont pour vecteurs d'ondes respectifs :

$$\mathbf{k}_m^+(\mathbf{q}) = \{u, v, w_m(\mathbf{q})\} = \{\mathbf{q}, w_m(\mathbf{q})\} \quad \text{et} \quad (3.12)$$

$$\mathbf{k}_m^-(\mathbf{q}) = \{u, v, -w_m(\mathbf{q})\} = \{\mathbf{q}, -w_m(\mathbf{q})\}. \quad (3.13)$$

Remarque : $w_m(\mathbf{q})$, $\mathbf{k}_m^+(\mathbf{q})$, $\mathbf{k}_m^-(\mathbf{q})$ sont des fonctions de \mathbf{q} . Néanmoins quand il n'y aura pas d'ambiguïté la dépendance ne sera pas explicitée.

L'existence des deux types de solutions (montantes et descendantes) résulte du caractère quadratique de l'équation d'Helmoltz et de l'équation de dispersion. Dans un milieu limité spatialement, dans une couche, les deux types d'ondes sont nécessaires pour décrire les champs. Dans un milieu semi-infini, une seule série de termes est à conserver. Dans le milieu incident, seul le champ incident donnera des ondes montantes. Dans le milieu terminal il n'y a pas d'ondes descendantes.

Remarquons que l'intégration dans le développement de Rayleigh porte, *a priori*, sur tout l'espace des vecteurs d'ondes transversaux. C'est-à-dire que l'intégration sur u et v s'étend de $-\infty$ à $+\infty$. Aussi, dans un milieu transparent, avec ϵ_m réel, le développement de Rayleigh comporte des ondes planes homogènes avec w_m réel pour $q < \epsilon_m \frac{\omega}{c}$. Mais pour des vecteurs d'ondes grands, $q > \epsilon_m \frac{\omega}{c}$, w_m devient imaginaire pur et les ondes correspondantes sont évanescentes.

Pour un milieu absorbant, ϵ_m est complexe, et tous les vecteurs d'ondes sont complexes.

En plus de l'équation d'Helmholtz, le champ électrique doit vérifier l'équation de Maxwell : $\text{div}(\mathbf{D}) = \epsilon \epsilon_0 \text{div}(\mathbf{E}) = 0$. Ceci implique que les 3 composantes des amplitudes de Fourier du champ électrique ne soient pas indépendantes :

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_m^+(\mathbf{q}) \cdot \mathbf{F}_m^+(\mathbf{q}) &= u [F_m^+(\mathbf{q})]_x + v [F_m^+(\mathbf{q})]_y + w_m [F_m^+(\mathbf{q})]_z = 0 \\ \mathbf{k}_m^-(\mathbf{q}) \cdot \mathbf{F}_m^-(\mathbf{q}) &= u [F_m^-(\mathbf{q})]_x + v [F_m^-(\mathbf{q})]_y - w_m [F_m^-(\mathbf{q})]_z = 0. \end{aligned} \quad (3.14)$$

L'équation de Maxwell-Faraday, $\text{rot}(\mathbf{E}) = i\omega\mathbf{B}$, permet de déterminer facilement le développement de Rayleigh du champ magnétique.

3.4.3 Approximation de Rayleigh

Le développement de Rayleigh est rigoureux dans une région de l'espace homogène, où la constante diélectrique est indépendante du point. Autrement dit, le développement de Rayleigh est valable en dehors de la région des interfaces où la constante diélectrique dépend de x et y , mais il cesse d'être valable dans « les creux et bosses » des interfaces, dans la *région de modulation*.

Généralement, le signal détecté dépend des champs en dehors des interfaces. Aussi, les développements de Rayleigh permettent une expression rigoureuse de ces champs et donc des signaux détectés.

La principale difficulté à la résolution du problème de diffraction est donc la détermination des amplitudes de Fourier, $\mathbf{F}_m^+(\mathbf{q})$ et $\mathbf{F}_m^-(\mathbf{q})$, en fonction des amplitudes incidentes.

Tout en restant dans l'espace de Fourier, en utilisant les développements de Rayleigh dans les régions homogènes, diverses méthodes sont envisageables pour déterminer les amplitudes $\mathbf{F}_m^+(\mathbf{q})$ et $\mathbf{F}_m^-(\mathbf{q})$:

- la méthode différentielle résout les équations de Maxwell dans la zone de modulation [79, 80], elle a été utilisée en optique du champ proche par M. Nevière & al. [81] et J.-C. Weeber & al. [82–84] ;
- le théorème d'extinction permet d'aborder ce problème de manière à la fois différente et intéressante [67, 85].

Une hypothèse très féconde a été introduite par Rayleigh à la fin du XIX^{ème} siècle. Elle consiste à supposer que les développements de l'équation (3.10) demeurent valables sur les interfaces. Ils peuvent ainsi être utilisés pour vérifier les conditions aux limites, ce qui est suffisant pour déterminer les amplitudes $\mathbf{F}_m^+(\mathbf{q})$ et $\mathbf{F}_m^-(\mathbf{q})$ et résoudre complètement le problème de diffraction par la structure multicouche.

Contrairement aux méthodes précédentes, la méthode de Rayleigh n'est pas rigoureuse *a priori*.

3.4.4 Réflexion sur un réseau 1D en métal parfait en polarisation TE

Afin d'illustrer le principe des calculs de la méthode de Rayleigh perturbative, nous allons considérer un exemple très simple : la réflexion d'une onde plane sur la surface d'un métal parfait. Le plan moyen de l'interface est le plan $z = 0$. Le profil de la surface est une fonction de la seule variable x :

$$P(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{P}(u) \exp(iux) du. \quad (3.15)$$

Le métal est dans la région $z > P(x)$. En dessous du métal, pour $z < P(x)$, il y a le vide. L'axe des z est orienté du vide vers le métal.

Le champ incident est une onde monochromatique, de longueur d'onde dans le vide λ . Le plan d'incidence est le plan (xz) , il est perpendiculaire au profil de la surface. L'onde incidente sera supposée de

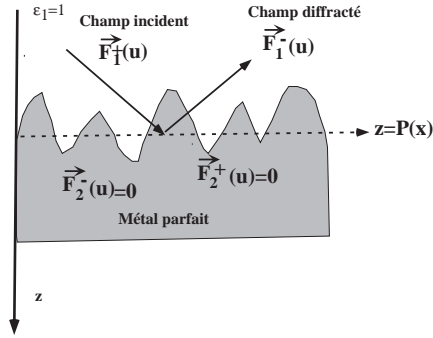


FIG. 3.2: Diffraction par un métal parfait.

polarisation transversale électrique TE , c'est-à-dire selon y et parallèlement au profil de la surface métallique.

De façon générale, l'onde incidente sera décrite au moyen d'un développement en spectre d'ondes planes :

$$\mathbf{E}_{inc}(x, z) = \mathbf{e}_y \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} du F_{inc}(u) \exp(iux + iw_1 z). \quad (3.16)$$

Dans le cas où le champ incident se réduit à une onde plane d'amplitude E_0 et arrivant sous l'angle d'incidence θ_0 , son vecteur d'onde a pour expression :

$$\mathbf{k}_{inc} = \left\{ u_{inc} = \frac{2\pi}{\lambda} \sin(\theta_{inc}), v_{inc} = 0, w_{inc} = \frac{2\pi}{\lambda} \cos(\theta_{inc}) \right\}, \quad (3.17)$$

et l'amplitude $F_{inc}(u)$ se réduit à une fonction de Dirac δ :

$$F_{inc}(u) = 2\pi\delta(u - u_{inc})E_0.$$

Le champ dans le vide est constitué du champ incident et du champ diffracté. Ce champ diffracté peut également s'écrire comme un développement de Rayleigh, constitué uniquement de modes descendants polarisés selon y . Ce qui donne pour le champ dans le vide :

$$\mathbf{E}_1(x, z) = \mathbf{E}_{inc}(x, z) + \mathbf{E}_{diff}(x, z) = \quad (3.18)$$

$$\left\{ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F_{inc}(u) \exp(iux + iw_1 z) du + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F_1(u) \exp(iux - iw_1 z) du \right\} \mathbf{e}_y. \quad (3.19)$$

Le métal étant parfait, le champ est identiquement nul dans ce métal. La seule condition de continuité intéressante dans ce problème très simple de diffraction, est l'absence de champ électrique (il est tangentiel) sur la surface du métal : $E_1(x, z = P(x)) = 0$. Ce qui donne l'équation :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \{ F_{inc}(u) \exp[iux + iw_1 P(x)] + F_1(u) \exp[iux - iw_1 P(x)] \} du = 0 \quad \forall x. \quad (3.20)$$

Il s'agit d'une équation intégrale, dont la résolution est non triviale. Par contre, une solution itérative est possible. Elle est basée sur le développement en série des exponentielles figurant dans l'équation de continuité :

$$\exp[\pm iw_1 P(x)] = 1 \pm iw_1 P(x) + \frac{[\pm iw_1 P(x)]^2}{2} + \dots \quad (3.21)$$

De façon analogue, les amplitudes diffractées sont développées en série :

$$F_1(u) = F_1^{(0)}(u) + F_1^{(1)}(u) + F_1^{(2)}(u) + \dots \quad (3.22)$$

Le premier terme doit être indépendant du profil, le second est linéaire, le troisième est quadratique, etc. Les développements (3.21,3.22) sont ensuite reportés dans l'équation de continuité (3.18) et on identifie ensuite les termes de perturbation de même degré :

$$\text{ordre zéro : } \int_{-\infty}^{+\infty} du \left\{ F_{inc}(u) + F_1^{(0)}(u) \right\} \exp[iux] = 0 \quad \forall x, \quad (3.23)$$

ordre un :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} du P(x) \exp[iux] \left\{ E_0(u) i w_1 - i w_1 F_1^{(0)}(u) + F_1^{(1)}(u) \right\} = 0, \quad (3.24)$$

ordre deux :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} du e^{iux} \left\{ \frac{[P(x)]^2}{2} \left\{ (i w_1)^2 E_0(u) + (-i w_1)^2 F_1^{(0)}(u) \right\} - i w_1 P(x) F_1^{(1)}(u) + F_1^{(2)}(u) \right\} = 0 \quad \forall x. \quad (3.25)$$

Ce système d'équations se résout de proche en proche. À l'ordre zéro, on trouve :

$$F_1^{(0)}(u) = -F_{inc}(u) = -2\pi\delta(u - u_{inc}). \quad (3.26)$$

Puis on reporte cette solution dans l'identité (3.24) et on effectue la transformée de Fourier pour obtenir $F_1^1(u)$:

$$F_1^1(u) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} du_0 \hat{P}(u - u_0) \{-2i w_1(u_0)\} F_{inc}(u_0). \quad (3.27)$$

$F_1^{(0)}(u)$ et $F_1^{(1)}(u)$ étant connus, la troisième équation permet d'obtenir $F_1^{(2)}(u)$. L'équation (3.26) décrit la réflexion spéculaire. L'équation (3.27) décrit le champ diffusé par la rugosité.

3.4.5 Diffraction par une surface 2D en polarisation quelconque

On considère maintenant un problème beaucoup plus général : la diffraction par une surface 2D avec une polarisation quelconque. Une interface, décrite par l'équation $z = P(x, y)$, sépare deux milieux définis par leurs constantes diélectriques relatives ϵ_1 et ϵ_2 . Le plan moyen de l'interface est le plan $z = 0$. L'axe des z est orienté du milieu 1 vers le milieu 2 :

$$\epsilon = \epsilon_1 \text{ pour } z < P(x, y) \quad \epsilon = \epsilon_2 \text{ pour } z > P(x, y). \quad (3.28)$$

On peut donc définir la surface par sa transformée de Fourier :

$$P(\mathbf{p}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \hat{P}(\mathbf{q}) \exp[i(\mathbf{q}, \mathbf{p})] d\mathbf{q}. \quad (3.29)$$

Pour les équations de continuité, il est nécessaire de définir la normale à la surface :

$$\mathbf{n} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\partial P}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial P}{\partial y}\right)^2}} \begin{pmatrix} -\frac{\partial P}{\partial x} \\ -\frac{\partial P}{\partial y} \\ +1 \end{pmatrix}. \quad (3.30)$$

On considère une onde incidente de champ électrique $\mathbf{E}_{inc}(\mathbf{r})$. Ce champ incident est diffracté par le relief de surface et des champs diffractés sont ainsi créés dans les milieux 1 et 2.

Dans le milieu 1, le seul champ montant est le champ incident qui est donné sous la forme d'un développement de Rayleigh :

$$\mathbf{E}_{inc}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{F}_{inc}(\mathbf{q}) \exp[i\mathbf{k}_1^+(\mathbf{q}) \cdot \mathbf{r}] d\mathbf{q}. \quad (3.31)$$

Le champ diffracté dans le milieu 1 est un champ descendant $\mathbf{E}_1(\mathbf{r})$, le champ diffracté dans le milieu 2 est un champ montant $\mathbf{E}_2(\mathbf{r})$:

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{F}_1(\mathbf{q}) \exp[i\mathbf{k}_m^-(\mathbf{q}) \cdot \mathbf{r}] d\mathbf{q} \quad (3.32)$$

$$\mathbf{E}_2(\mathbf{r}) = d \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{F}_2(\mathbf{q}) \exp[i\mathbf{k}_m^+(\mathbf{q}) \cdot \mathbf{r}] d\mathbf{q}. \quad (3.33)$$

Le principe de la méthode de Rayleigh perturbative a été présenté dans le paragraphe précédent, nous rappelons simplement la démarche ici et nous précisons nos notations.

Il s'agit d'utiliser les développements de Rayleigh sur les interfaces pour vérifier les conditions de continuité. Dans le cas général étudié ici, ces conditions de continuité sont :

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{n} \wedge (\mathbf{E}_{inc}(\mathbf{r}) + \mathbf{E}_1(\mathbf{r}) - \mathbf{E}_2(\mathbf{r})) &= \mathbf{0} \\ \mathbf{n} \wedge (\mathbf{B}_{inc}(\mathbf{r}) + \mathbf{B}_1(\mathbf{r}) - \mathbf{B}_2(\mathbf{r})) &= \mathbf{0} \\ \mathbf{n} \cdot (\mathbf{D}_{inc}(\mathbf{r}) + \mathbf{D}_1(\mathbf{r}) - \mathbf{D}_2(\mathbf{r})) &= 0 \\ \mathbf{n} \cdot (\mathbf{B}_{inc}(\mathbf{r}) + \mathbf{B}_1(\mathbf{r}) - \mathbf{B}_2(\mathbf{r})) &= 0 \end{aligned} \right\} \text{pour } z = P(x, y). \quad (3.34)$$

Dans les équations de continuité figurent des exponentielles de la forme $\exp[\pm iwP(x, y)]$. Si la hauteur des rugosités est faible, on peut utiliser un développement en série de ces exponentielles et l'on introduit un développement analogue des amplitudes des champs :

$$\mathbf{F}_m(\mathbf{q}) = \mathbf{F}_m^{(0)}(\mathbf{q}) + \mathbf{F}_m^{(1)}(\mathbf{q}) + \mathbf{F}_m^{(2)}(\mathbf{q}) + \dots, (m = 1, 2) \dots \quad (3.35)$$

Les termes $\mathbf{F}_m^{(0)}(\mathbf{q})$ sont des termes spéculaires, ils sont obtenus à l'ordre zéro de perturbation et sont indépendants du profil de l'interface. Au premier ordre de perturbation, on obtient les termes de diffraction $\mathbf{F}_m^{(1)}(\mathbf{q})$ qui sont linéaires par rapport à la hauteur du profil $P(x)$. Les termes $\mathbf{F}_m^{(2)}(\mathbf{q})$ sont quadratiques.

La détermination des coefficients $\mathbf{F}_m^{(0)}(\mathbf{q})$ et $\mathbf{F}_m^{(1)}(\mathbf{q})$ est simple mais beaucoup trop longue pour être présentée ici. Nous donnerons simplement les résultats. Il s'agit, comme dans le cas du miroir parfait étudié précédemment, d'une méthode par récurrence.

3.4.5.1 Champs réfléchis et transmis

Les amplitudes $\mathbf{F}_m^{(0)}(\mathbf{q})$ sont indépendantes du profil de l'interface. Elles sont reliées linéairement au champ incident par les relations matricielles suivantes :

$$\mathbf{F}_1^{(0)}(\mathbf{q}) = R(\mathbf{q}) \cdot \mathbf{F}_{inc}(\mathbf{q}) \quad \text{et} \quad \mathbf{F}_2^{(0)}(\mathbf{q}) = T(\mathbf{q}) \cdot \mathbf{F}_{inc}(\mathbf{q}). \quad (3.36)$$

Ces amplitudes ont les mêmes vecteurs d'onde transversaux en (x, y) que l'amplitude incidente, elles vont donc vérifier les lois de Descartes.

$\mathbf{F}_1^{(0)}(\mathbf{q})$ est l'amplitude du champ électrique réfléchi par une interface plane en $z = 0$, le champ incident ayant le vecteur d'onde $\mathbf{k}_1^+(\mathbf{q})$ et l'amplitude $\mathbf{F}_{inc}(\mathbf{q})$. De même $\mathbf{F}_2^{(0)}(\mathbf{q})$ est l'amplitude transmise. Les matrices $R(\mathbf{q})$ et $T(\mathbf{q})$ ont leurs coefficients étroitement reliés aux coefficients de Fresnel :

$$R(\mathbf{q}) = \begin{pmatrix} \frac{w_1(u,v) - w_2(u,v)}{w_1(u,v) + w_2(u,v)} & 0 & \frac{-2w_1(u,v)(\epsilon_2 - \epsilon_1)}{(\epsilon_2 w_1(u,v) + \epsilon_1 w_2(u,v))(w_1(u,v) + w_2(u,v))} \\ 0 & \frac{w_1(u,v) - w_2(u,v)}{w_1(u,v) + w_2(u,v)} & \frac{-2w_1(u,v)(\epsilon_2 - \epsilon_1)}{(\epsilon_2 w_1(u,v) + \epsilon_1 w_2(u,v))(w_1(u,v) + w_2(u,v))} \\ 0 & 0 & \frac{\epsilon_2 w_1(u,v) - \epsilon_1 w_2(u,v)}{\epsilon_2 w_1(u,v) + \epsilon_1 w_2(u,v)} \end{pmatrix} \quad (3.37)$$

$$T(\mathbf{q}) = \begin{pmatrix} \frac{2w_1(u,v)}{w_1(u,v)+w_2(u,v)} & 0 & \frac{-2uw_1(u,v)(\varepsilon_2-\varepsilon_1)}{(\varepsilon_2 w_1(u,v)+\varepsilon_1 w_2(u,v))(w_1(u,v)+w_2(u,v))} \\ 0 & \frac{2w_1(u,v)}{w_1(u,v)+w_2(u,v)} & \frac{-2vw_1(u,v)(\varepsilon_2-\varepsilon_1)}{(\varepsilon_2 w_1(u,v)+\varepsilon_1 w_2(u,v))(w_1(u,v)+w_2(u,v))} \\ 0 & 0 & \frac{2\varepsilon_1 w_1(u,v)}{\varepsilon_2 w_1(u,v)+\varepsilon_1 w_2(u,v)} \end{pmatrix} \quad (3.38)$$

3.4.5.2 Champs diffractés au premier ordre de perturbation

Au premier ordre de perturbation, les équations aux limites contiennent des termes en $\mathbf{F}_m^{(1)}(\mathbf{q})$ et des termes en $P(x,y)\mathbf{F}_m^{(0)}(\mathbf{q})$ et en $P(x,y)F_{inc}(\mathbf{q}_0)$. Il suffit d'introduire la transformée de Fourier du profil, pour obtenir les équations au premier ordre de perturbation :

$$\mathbf{F}_m^{(1)}(\mathbf{q}) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \hat{P}(\mathbf{q}-\mathbf{q}_0) D_m(\mathbf{q}) \cdot T(\mathbf{q}_0) \cdot \mathbf{F}_{inc}(\mathbf{q}_0) d\mathbf{q}_0, \quad (3.39)$$

avec $n = 1$ ou 2 . D_1 et D_2 sont les deux matrices :

$$D_1(u,v) = \mathcal{A} \begin{pmatrix} v^2 + w_1(u,v)w_2(u,v) & -uv & \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} uw_1(u,v) \\ -uv & u^2 + w_1(u,v)w_2(u,v) & \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} vw_1(u,v) \\ uw_2(u,v) & vw_2(u,v) & \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} (u^2 + v^2) \end{pmatrix} \quad (3.40)$$

$$D_2(u,v) = \mathcal{A} \begin{pmatrix} -uv & u^2 + w_1(u,v)w_2(u,v) & -vw_2(u,v) \\ uw_1(u,v) & -vw_1(u,v) & (u^2 + v^2) \end{pmatrix} \quad (3.41)$$

en posant

$$\mathcal{A} = \frac{i(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{(\varepsilon_2 w_1(u,v) + \varepsilon_1 w_2(u,v))}. \quad (3.42)$$

Les calculs menant aux équations (3.39,3.40,3.41) sont simples mais fastidieux. Ils nécessitent une bonne connaissance des relations à l'ordre zéro. La discussion de ces résultats sera faite ultérieurement, dans les § 3.7 et 3.8.1.

3.4.6 Diffraction par un système de multicouches rugueuses : cas général

Dans de nombreuses applications, il est nécessaire de pouvoir considérer des systèmes comportant plusieurs interfaces. Ce formalisme a été décrit dans plusieurs articles [72, 73, 86]. On introduit un super-vecteur de dimension 6 qui contient toutes les amplitudes de Fourier du champ dans une couche :

$$\mathbb{F}_m(\mathbf{q}) = \begin{pmatrix} [F_m^+(\mathbf{q})]_x \\ [F_m^+(\mathbf{q})]_y \\ [F_m^+(\mathbf{q})]_z \\ [F_m^-(\mathbf{q})]_x \\ [F_m^-(\mathbf{q})]_y \\ [F_m^-(\mathbf{q})]_z \end{pmatrix}. \quad (3.43)$$

Puis on applique les conditions aux limites à l'interface entre les milieux m et $m+1$. Dans ces équations on développe les exponentielles dépendant du profil de l'interface. De façon analogue, on introduit un développement de perturbation des vecteurs 6D :

$$\mathbb{F}_m(\mathbf{q}) = \mathbb{F}_m^{(0)}(\mathbf{q}) + \mathbb{F}_m^{(1)}(\mathbf{q}) + \dots \quad (3.44)$$

On obtient alors plusieurs systèmes 6×6 d'équations qui peuvent être résolus de proche en proche. Les résultats sont semblables à ceux des paragraphes précédents, mais les équations connectent des super-vecteurs. Les amplitudes spéculaires $\mathbb{F}_m^{(0)}(\mathbf{q})$ du milieu m sont reliées linéairement à celles du milieu $m+1$ par la relation :

$$\mathbb{F}_{m+1}^{(0)}(\mathbf{q}) = \mathbb{M}_{m,m+1}(\mathbf{q}) \mathbb{F}_m^{(0)}(\mathbf{q}). \quad (3.45)$$

Les amplitudes diffractées $\mathbb{F}_m^{(1)}(\mathbf{q})$ sont reliées linéairement entre elles, mais elles sont de plus reliées linéairement aux amplitudes spéculaires et à la transformée de Fourier du profil de l'interface :

$$\mathbb{F}_{m+1}^{(1)}(\mathbf{q}) = \mathbb{M}_{m,m+1}(\mathbf{q}) \mathbb{F}_m^{(1)}(\mathbf{q}) + \frac{1}{4\pi^2} \iint \hat{P}(\mathbf{q} - \mathbf{q}_0) \Gamma_{m,m+1}(\mathbf{q}, \mathbf{q}_0) \mathbb{F}_m^{(1)}(\mathbf{q}_0) d\mathbf{q}_0. \quad (3.46)$$

$\mathbb{M}_{m,m+1}(\mathbf{q})$ est une matrice 6×6 de transmission pour une interface plane. $\Gamma_{m,m+1}(\mathbf{q}, \mathbf{q}_0)$ est une matrice 6×6 de diffraction. Les expressions explicites de ces matrices peuvent être obtenues à partir des conditions aux limites et à partir des formules données dans les références [73, 86].

L'équation (3.45) permet de calculer de proche en proche les amplitudes spéculaires et ainsi d'exprimer les champs transmis et réfléchi dans toutes les couches en fonction du champ incident. Les équations (3.45 et 3.46) permettent d'exprimer les amplitudes diffractées en fonction du champ incident et des spectres de Fourier des différentes interfaces rugueuses. La programmation de cette méthode pour un système quelconque est relativement facile à mettre en oeuvre.

3.5 Méthode de perturbation et méthode de la fonction de Green

3.5.1 Équation de Lippman-Schwinger optique

On considère un système optique inhomogène dont la constante diélectrique dépend du point considéré. Les équations de Maxwell impliquent que le champ électrique (monochromatique de fréquence circulaire ω) vérifie l'équation :

$$\mathbf{rot}[\mathbf{rot}(\mathbf{E})] - \varepsilon(\mathbf{r}) \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E} = \mathbf{0}. \quad (3.47)$$

Pour une fonction $\varepsilon(\mathbf{r})$ quelconque, sans aucune propriété de symétrie, la solution de l'équation précédente est impossible rigoureusement. Mais on peut travailler par approximations successives à partir de problèmes plus simples dont les solutions sont connues.

On considère une distribution de référence, $\varepsilon_{ref}(\mathbf{r})$. Pour ce système de référence l'équation de propagation est soluble, on connaît la solution \mathbf{E}^0 dans tout l'espace :

$$\mathbf{rot}[\mathbf{rot}(\mathbf{E}^0)] - \varepsilon_{ref}(\mathbf{r}) \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E}^0 = \mathbf{0}. \quad (3.48)$$

De plus, on suppose connue la *fonction de Green* du système de référence. Cette fonction de Green est la solution de l'équation de propagation avec pour second membre, une fonction de Dirac δ .

$$\mathbf{rot}[\mathbf{rot}[G^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')]] - \varepsilon_{ref}(\mathbf{r}) \frac{\omega^2}{c^2} G^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \delta(\mathbf{r}, \mathbf{r}'). \quad (3.49)$$

Remarque : dans les 3 équations précédentes, les dérivées spatiales des opérateurs rotationnels portent sur la variable \mathbf{r} et non pas sur \mathbf{r}' . Si l'on introduit le champ diffracté $\mathbf{E}_D(\mathbf{r}) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) - \mathbf{E}^0(\mathbf{r})$, qui est la différence entre le champ pour la distribution $\varepsilon(\mathbf{r})$ et le champ du système de référence, il est aisé de montrer que $\mathbf{E}_D(\mathbf{r})$ vérifie l'équation :

$$\mathbf{rot}[\mathbf{rot}(\mathbf{E}_D)] - \varepsilon_{ref}(\mathbf{r}) \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E}_D = [\varepsilon(\mathbf{r}) - \varepsilon_{ref}(\mathbf{r})] \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E}. \quad (3.50)$$

Ainsi, le champ diffracté vérifie l'équation de propagation du système de référence mais l'équation a un second membre. Comme la fonction de Green du système de référence est connue, la dernière équation est soluble formellement :

$$\mathbf{E}_D(\mathbf{r}) = \iiint \frac{\omega^2}{c^2} \{ G^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') [\varepsilon(\mathbf{r}') - \varepsilon_{ref}(\mathbf{r}')] \mathbf{E}(\mathbf{r}') \} d\mathbf{r}'. \quad (3.51)$$

Ce qui donne :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}^0(\mathbf{r}) + \iiint \frac{\omega^2}{c^2} \{G^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') [\varepsilon(\mathbf{r}') - \varepsilon_{ref}(\mathbf{r}')] \mathbf{E}(\mathbf{r}')\} d\mathbf{r}'. \quad (3.52)$$

Dans l'équation précédente, l'intégration s'étend, en théorie, sur tout l'espace, mais dans la pratique il suffit d'intégrer sur le volume Δ de l'espace où la perturbation $V(\mathbf{r}') = [\varepsilon(\mathbf{r}') - \varepsilon_{ref}(\mathbf{r}')] \frac{\omega^2}{c^2}$ est différente de zéro. Cette équation est identique à l'équation 2.10 du chapitre 2 et à l'équation 4.26 du chapitre 4. Elle est l'équivalent optique d'une équation intervenant en *Mécanique Quantique* dans la théorie des collisions ([87] chapitre XIX). L'interprétation de cette équation est simple : le champ en tout point \mathbf{r}' de Δ induit un dipôle $V(\mathbf{r}')\mathbf{E}(\mathbf{r}')$, ce dipôle rayonne de \mathbf{r}' au point \mathbf{r} à l'aide du propagateur $G^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$. Le champ résultant $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ est la somme du champ incident $\mathbf{E}^0(\mathbf{r})$ et du champ de tous les dipôles de Δ . Néanmoins, sous une apparence simple, l'équation (3.52) est de résolution non triviale car :

- il s'agit d'une équation non explicite, où la solution $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ figure dans les deux membres : c'est une équation **auto-cohérente** (*self-consistent*);
- l'équation (3.52) est une écriture formelle, car la fonction de Green n'est pas complètement définie par l'équation (3.49). Il faut d'abord imposer à la fonction de Green des propriétés de comportement à l'infini. De plus, la fonction de Green diverge pour $\mathbf{r} = \mathbf{r}'$ et il faut préciser sa définition **au sens des distributions**, ou, ce qui revient au même, il faut **régulariser** l'intégrale de l'équation (3.52). Ce point est discuté dans le chapitre 1 ;
- ces problèmes de régularisation sont bien connus depuis très longtemps. Ils sont abordés dans de nombreux livres ([88]). Ils sont traités de manière plus systématique dans celui de J. van Bladel [89];
- lorsque l'équation intégrale est résolue de façon numérique (voir chapitre 4), il est nécessaire de traiter avec soin le problème de régularisation. Sur ce sujet on trouvera des informations et des références dans l'article de revue de C. Girard & al. [5]. La méthode est détaillée dans l'article de F. Pincemin & al. [90].

3.5.2 Développement de Born optique. Approximation de Rayleigh–Gans

Lorsque la perturbation est faible, l'équation de Lippmann-Schwinger peut être résolue par itérations successives. On obtient ainsi le *développement de Born* optique :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}) = & \mathbf{E}^0(\mathbf{r}) + \iiint_{\Delta} \{G^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') V(\mathbf{r}') \mathbf{E}^0(\mathbf{r}')\} d\mathbf{r}' + \\ & + \iiint_{\Delta} \left\{ G^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') V(\mathbf{r}') \mathbf{E}^0(\mathbf{r}') \iiint_{\Delta} \{G^0(\mathbf{r}', \mathbf{r}'') V(\mathbf{r}'') \mathbf{E}^0(\mathbf{r}'')\} d\mathbf{r}'' \right\} d\mathbf{r}' + \dots \end{aligned} \quad (3.53)$$

Lorsque ce développement est limité au premier ordre en $V(\mathbf{r}')$, on obtient l'*approximation de Born*. Un développement similaire a été introduit en Mécanique Quantique par M. Born dans la théorie des collisions [87]. Il est bon de rappeler que ce genre de développement avait été introduit bien avant en optique pour étudier la diffusion de la lumière par des petites particules et il porte alors le nom de *méthode de Rayleigh–Gans* (voir [chapitre 6] de la référence [91]).

3.5.3 Application de l'approximation de Born à la diffraction par une interface peu rugueuse

Dans les années 1970, A. Maradudin & al. [66] ont employé la méthode décrite ci-dessus pour étudier la diffraction en champ lointain par une surface rugueuse. Le système de référence est l'interface plane $z = 0$ entre les milieux ε_1 et ε_2 . En introduisant la *fonction de Heaviside* $Y(z)$ telle que $Y(z) = 1$ pour $z > 0$ et $Y(z) = 0$ pour $z < 0$, on peut donner une expression mathématique simple des fonctions diélectriques $\varepsilon_{ref}(\mathbf{r})$ et $\varepsilon(\mathbf{r}')$:

$$\varepsilon_{ref}(\mathbf{r}) = \varepsilon_2 Y(z) + \varepsilon_1 Y(-z) \text{ et } \varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon_2 Y[z - P(\mathbf{p})] + \varepsilon_1 Y[-z + P(\mathbf{p})]. \quad (3.54)$$

Dans le cas où le relief de l'interface est de faible hauteur, on peut effectuer un développement limité de $\varepsilon(\mathbf{r})$ en fonction de $P(\mathbf{p})$. En limitant ce développement au premier ordre, on obtient une expression approchée de la fonction de perturbation $V(\mathbf{r}')$:

$$V(\mathbf{r}) = \frac{\omega^2}{c^2} [\varepsilon(\mathbf{r}) - \varepsilon_{ref}(\mathbf{r})] \approx \frac{\omega^2}{c^2} \delta(z) (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) P(\mathbf{p}) . \quad (3.55)$$

Dans cette approximation, la perturbation est équivalente à une distribution de charges (de dipôles) en un feuillet infiniment mince situé en $z = 0$ (les spécialistes de la théorie de la diffraction parlent d'une nappe de courant).

L'approximation de Born s'écrit alors :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}^{(0)}(\mathbf{r}) + \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \iiint_{\Delta} \left\{ P(\mathbf{p}) \delta(z') G^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{E}^{(0)}(\mathbf{r}') \right\} d\mathbf{p} dz' . \quad (3.56)$$

Il suffit d'introduire l'expression de la fonction de Green donnée dans l'article de A. Maradudin & al. [66] et d'introduire les transformées de Fourier du profil $P(\mathbf{p})$ et du champ incident pour retrouver les équations du paragraphe 3.4.5. Il y a coïncidence entre l'approximation de Born et l'approximation du premier ordre du développement perturbatif de la méthode de Rayleigh. Par la suite, nous emploierons indifféremment les deux vocabulaires. Le champ du système de référence $\mathbf{E}^{(0)}(\mathbf{r})$ utilisé dans cette partie, coïncide avec le terme d'ordre zéro de perturbation. Le terme d'ordre 1 du développement de Born coïncide avec le terme diffracté d'ordre 1.

Remarquons que l'intégration littérale de l'équation (3.56) est très délicate car la fonction de Green est discontinue en $z = 0$. L'article original [66] contient une erreur de calcul ; elle a été signalée [92, 93] et corrigée par la suite [94].

3.6 Limite de validité de la méthode de Rayleigh perturbative

La discussion de la validité des calculs précédents se subdivise en, limite de validité de la méthode de Rayleigh, limite de validité du développement perturbatif et limite de validité de l'approximation du premier ordre.

3.6.1 Validité de la méthode de Rayleigh

La méthode de Rayleigh est une méthode non rigoureuse *a priori*. Elle suppose valable les développements de Rayleigh dans les régions non-homogènes entre les reliefs des interfaces, ce qui est faux en toute rigueur. C'est pour cela que d'autres méthodes, sans approximations *a priori*, sont dites méthodes rigoureuses (méthode différentielle ou intégrale, méthode de Green, etc.). Néanmoins la méthode de Rayleigh est très commode d'emploi et elle est employée avec succès en optique et en acoustique. La limite de validité de cette méthode a fait l'objet de longues discussions, voire de polémiques et il n'est pas aisé de donner une réponse simple et brève à cette question.

En 1966, R. Petit & al. [79, 95] ont étudié la convergence de la méthode de Rayleigh pour un réseau sinusoïdal $z = A \cos(px)$ en métal parfait. Elle conduit à des résultats incorrects pour $Ap > 0.448$. Mais cette démonstration n'a pas clos le débat car de nombreux auteurs ont obtenu des résultats corrects en employant la méthode de Rayleigh au-delà de la limite de Petit-Cadilhac. Il est possible de modifier, de régulariser, la méthode de Rayleigh de façon à la rendre plus convergente. Dans un problème de diffraction, il semble difficile de prévoir, *a priori*, si la méthode de Rayleigh va conduire à des résultats justes ou faux. A ce stade de la discussion il faut parler de la validité du développement de perturbation.

3.6.2 Validité du développement de perturbation

Nous avons déjà signalé que la méthode de Rayleigh perturbative (limitée au premier ordre) et l'approximation de Born fournissaient les mêmes résultats. En 1983, A. Voronovich [96] a montré que les développements obtenus à partir de la méthode de la fonction de Green et celui obtenu par la méthode de

Rayleigh coïncidaient jusqu'au 5^{me} ordre. Ce problème a été rediscuté récemment par V. Tatarskii [97]. Il conclut que *les développements en série obtenus par les deux méthodes sont complètement équivalents à tous les ordres de perturbation*. Ceci signifie que la convergence du développement en série est un critère suffisant de validité de la méthode de Rayleigh.

Signalons à ce propos qu'à partir du théorème d'extinction et de l'hypothèse de Rayleigh, J.-J. Grefet [85] a proposé une méthode itérative permettant d'obtenir les termes successifs du développement de perturbation pour la diffraction sur une interface rugueuse pour une polarisation quelconque. Des formules analytiques sont proposées et les résultats sont comparés avec ceux donnés par d'autres méthodes pour un réseau 1D [98] et un réseau 2D [99].

3.6.3 Validité du développement de perturbation limité à l'ordre un (approximation de Born)

Une discussion de la limite de validité du développement de perturbation limité au premier ordre est développée dans un article de R. Carminati & al. [58]. Différents cas sont à distinguer.

Pour un objet de dimensions finies, posé sur une interface diélectrique, le critère de validité de l'approximation linéaire du développement de perturbation s'écrit :

$$\frac{\pi\Delta\epsilon hS}{\lambda^2 d} \ll 1. \quad (3.57)$$

Dans cette formule, la surface de l'objet est S , sa hauteur h , $\Delta\epsilon$ est le maximum de contraste diélectrique entre l'objet et le substrat, d est la distance minimale entre l'objet et l'endroit où l'on calcule le champ proche.

Si l'objet est infini, c'est le profil de la surface, on introduit son spectre de Fourier et l'on désigne par h_g et k_g l'amplitude et la fréquence spatiale d'une fréquence significative de l'objet.

Pour une basse fréquence spatiale ($k_g < \frac{2\pi}{\lambda}$), le champ proche est correctement décrit par le développement du premier ordre si :

$$\frac{2\pi}{\lambda} h\Delta\epsilon \ll 1. \quad (3.58)$$

Pour les hautes fréquences spatiales, ($k_g > \frac{2\pi}{\lambda}$), il faut distinguer les deux polarisations :

$$\begin{aligned} \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 h\Delta\epsilon \frac{\exp(-k_g z)}{k_g} &\ll 1 \quad \text{en polarisation } TE (s) \\ h\Delta\epsilon k_g \exp(-k_g z) &\ll 1 \quad \text{en polarisation } TM (p). \end{aligned} \quad (3.59)$$

Dans la référence [58], figure également une étude numérique de la précision de l'approximation de Born.

3.6.4 Autre exemple de discussion de la limite de validité

D'autres résultats sur les limites de validité peuvent être trouvés dans les articles de A. Maradudin & al. [100]. Pour une surface 1D de forme gaussienne, $P(x) = 2C \exp[-x^2/R^2]$, l'hypothèse de Rayleigh est valable pour $-0.214 < C/R < 0.214$. Pour que l'approximation de Born soit valable, le profil de la surface doit respecter la condition : $\sqrt{|e|}4\pi C/\lambda \ll 1$.

3.7 Exemple d'application : modèle de STOM

3.7.1 Principe du microscope tunnel optique

Le principe d'un microscope tunnel optique (STOM pour Scanning Near-Field Optical Microscope ou PSTM pour Photon Scanning Tunneling Optical Microscope) est présenté sur la figure (3.3). Il s'agit

d'un microscope fonctionnant par transmission, l'objet est posé sur une lentille demi-boule, il est éclairé en réflexion totale. La pointe est utilisée en *mode détection*, elle collecte l'intensité du champ proche au-dessus de l'objet. Une image est obtenue en traçant le signal détecté en fonction de la position de la pointe. Un polariseur placé sur le faisceau laser et un analyseur placé avant la détection permettent une étude de la polarisation.

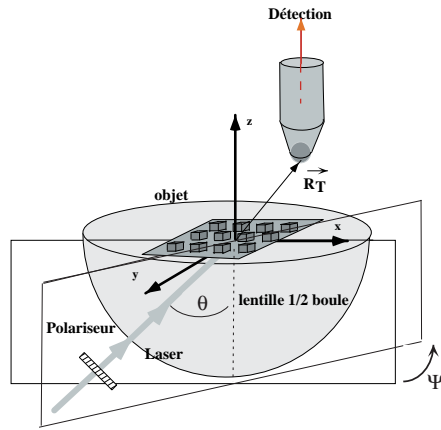


FIG. 3.3: Principe du microscope tunnel optique (STOM).

3.7.2 Modélisation

Le champ émis par le laser est décrit comme une onde plane. On ne tient pas compte du premier dioptré sphérique rencontré en incidence normale. L'objet est supposé être le relief de l'interface verre-vide.

La pointe est diélectrique, non métallisée. Le diamètre de l'extrémité de la pointe est supposé très petit ($< 50 \text{ nm}$). Dans ce cas l'apex peut être assimilé à une petite sphère diélectrique et ses propriétés optiques sont décrites par sa polarisabilité α . Un dipôle électrique est induit par le champ proche de l'objet et ce dipôle rayonne dans la partie conique de la pointe. On supposera que le signal détecté est proportionnel au module carré du dipôle induit, donc proportionnel au module carré du champ proche à la position de l'apex de la sonde repérée par le vecteur $\mathbf{R}_T = (\boldsymbol{\rho}_T, z_T)$:

$$I_D(\mathbf{R}_T) \approx |\mathbf{E}_2(\mathbf{R}_T)|^2. \quad (3.60)$$

Notons qu'il s'agit d'une approximation. Une méthode rigoureuse permettant de décrire la formation du signal a été présentée au chapitre 2.

3.7.3 Calcul de l'intensité détectée

Le champ proche au-dessus de l'objet peut donc être calculé au moyen du formalisme présenté ci-dessus (paragraphe 3.4.5): il s'agit d'un système avec deux milieux (verre ϵ_1 et vide $\epsilon_2 = 1$) avec une interface de profil $z = P(\boldsymbol{\rho})$. On désigne par \mathbf{E}_{inc} l'amplitude du champ incident et par \mathbf{q}_{inc} la projection de son vecteur d'onde dans le plan (xy) .

Si les rugosités ont une hauteur faible, l'approximation de Born est valable. Ce qui permet d'écrire le champ diffracté au niveau de la pointe, sous la forme :

$$\mathbf{E}_2(\mathbf{R}_T) = \mathbf{E}_2^{(0)}(\mathbf{R}_T) + \mathbf{E}_2^{(1)}(\mathbf{R}_T). \quad (3.61)$$

L'ordre zéro $\mathbf{E}_2^{(0)}(\mathbf{R}_T)$ est ici le champ transmis par une interface plane :

$$\mathbf{E}_2^{(0)}(\mathbf{R}_T) = T(\mathbf{q}_{inc})\mathbf{E}_{inc} \exp [i\mathbf{k}_2^+(\mathbf{q}_{inc}) \cdot \mathbf{R}_T] . \quad (3.62)$$

L'ordre un s'obtient par intégration sur tous les vecteurs d'onde diffractés :

$$\mathbf{E}_2^{(1)}(\mathbf{R}_T) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \left\{ e^{i\mathbf{k}_2^+(\mathbf{q}) \cdot \mathbf{R}_T} \hat{P}(\mathbf{q} - \mathbf{q}_{inc}) D_2(\mathbf{q}) T(\mathbf{q}_{inc}) \mathbf{E}_{inc} \right\} d\mathbf{q} . \quad (3.63)$$

3.7.4 Discussion

L'avantage de travailler avec la méthode de Rayleigh perturbative est d'obtenir des équations analytiques et de pouvoir analyser l'influence des divers paramètres sur la formation des images.

Dans cette discussion, l'objet est le profil $P(\rho)$. Le champ proche au-dessus de l'objet (éq. 3.61) est constitué de deux termes, le premier est un terme spéculaire qui est le champ transmis par l'interface sans relief. Ce terme est indépendant du profil de la surface, si l'angle d'incidence est au-dessus de l'angle critique, ce terme correspond à l'onde évanescente de Fresnel car $w_2^+(\mathbf{q}_{inc})$ est imaginaire pur. Pour un balayage de la pointe à altitude constante ($z_T = \text{constante}$), ce terme donne un fond continu aux images. Le terme qui contient de l'information sur l'objet est le terme de Born, $\mathbf{E}_2^{(1)}(\mathbf{R}_T)$ (éq. 3.63). Ce terme a une interprétation très simple, il suffit de suivre l'intégrale de droite à gauche : le champ incident est transmis, puis diffracté ($D_2(\mathbf{q})$), par la rugosité \hat{P} , puis il y a propagation jusqu'à la sonde $\exp [i\mathbf{k}_2^+(\mathbf{q}) \cdot \mathbf{R}_T]$. Il faut, bien évidemment, sommer sur tous les vecteurs d'onde transversaux diffractés \mathbf{q} . Dans le champ diffracté, la fréquence spatiale de l'objet apparaît dans la transformée de Fourier du profil, \hat{P} , sous la forme $\mathbf{q} - \mathbf{q}_{inc}$. La diffraction se traduit par une relation simple entre les vecteurs d'onde :

$$\mathbf{q}_{diffracté} = \mathbf{q}_{inc} + \mathbf{q}_{objet} . \quad (3.64)$$

Pour un objet périodique (2D), \mathbf{q}_{objet} est un vecteur du réseau réciproque. Pour un réseau 1D de période a , $\mathbf{q}_{objet} = p \frac{2\pi}{a}$ où p est un entier relatif.

3.7.5 Formation des images en STOM

Pour discuter de la formation des images en STOM, il est plus commode de transformer la formule (3.63) en faisant la transformation $\mathbf{q} - \mathbf{q}_{inc} \rightarrow \mathbf{q}$ de façon à faire apparaître le spectre de l'objet explicitement :

$$\mathbf{E}_2^{(1)}(\mathbf{R}_T) = \frac{\exp[i\mathbf{q}_{inc} \cdot \mathbf{p}_T]}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \hat{P}(\mathbf{q}) \exp[i\mathbf{q} \cdot \mathbf{p}_T] \left\{ \exp [iz_T w_2^+(\mathbf{q} + \mathbf{q}_{inc})] D_2(\mathbf{q} + \mathbf{q}_{inc}) \cdot T(\mathbf{q}_{inc}) \cdot \mathbf{E}_{inc} \right\} d\mathbf{q} . \quad (3.65)$$

On constate alors que la transformée de Fourier du champ diffracté est proportionnelle à la transformée de Fourier du profil de l'interface. Mais le coefficient de proportionnalité dépend de la fréquence spatiale de l'objet et il va filtrer le spectre de l'objet. Ce filtrage comprend 2 termes :

- un filtrage de propagation selon z : $\mathfrak{F}(\mathbf{q}) = \exp [iz_T w_2^+(\mathbf{q} + \mathbf{q}_{inc})]$,
- un filtrage de diffraction : $\mathfrak{D}(\mathbf{q}) = D_2(\mathbf{q} + \mathbf{q}_{inc}) \cdot T(\mathbf{q}_{inc}) \cdot \mathbf{E}_{inc}$.

3.7.5.1 Filtrage de propagation

Le filtrage de propagation est le terme qui permet de comprendre le principe de fonctionnement de la microscopie optique en champ proche. Pour les basses fréquences spatiales ($q < \frac{2\pi}{\lambda}$), w_2^+ est réel, $\mathfrak{F}(\mathbf{q})$ est un nombre complexe de module égal à 1 et correspond à un déphasage. Par contre pour les hautes fréquences spatiales ($q > \frac{2\pi}{\lambda}$), w_2^+ est imaginaire pur, $\mathfrak{F}(\mathbf{q})$ est un nombre réel positif inférieur à un et

traduisant une atténuation. Cette atténuation augmente avec la distance pointe-objet, de plus il est facile de remarquer que plus q est grand plus l'atténuation va être importante :

$$w_2^+(\mathbf{q} + \mathbf{q}_{inc}) = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 - (\mathbf{q} + \mathbf{q}_{inc})^2} \quad (3.66)$$

$$\longrightarrow +i|q| \quad \text{pour } q \gg \frac{2\pi}{\lambda} \quad (\text{pratiquement } q > 2\frac{2\pi}{\lambda}).$$

La propagation selon z est donc un filtre passe-bas.

L'analyse de l'équation précédente montre que le résultat devient très vite indépendant du vecteur d'onde incident et donc de la longueur d'onde incidente.

Pour un objet de grande dimension par rapport à la longueur d'onde, son spectre comporte essentiellement des basses fréquences ($\hat{P}(\mathbf{q}) = 0$ pour $q > \frac{2\pi}{\lambda}$). Le champ diffracté par l'objet ne comporte que des ondes planes homogènes et propagatives. Elles peuvent être collectées à l'infini à l'aide d'une lentille et l'on obtient une image de l'objet en champ lointain fortement corrélée à la structure de l'objet.

Lorsque la taille de l'objet diminue, les angles de diffraction deviennent plus importants, des hautes fréquences spatiales deviennent significatives, l'image de l'objet en champ lointain est déformée. Il s'agit de la diffraction de Fresnel puis de Fraunhofer.

Pour un objet encore plus petit, l'essentiel du spectre correspond à des hautes fréquences spatiales qui vont donner des ondes évanescentes. Ces ondes ne peuvent être captées en champ lointain et il faut un microscope en champ proche pour les détecter.

3.7.5.2 Distance et résolution

Contrairement à la microscopie conventionnelle, en microscopie optique en champ proche, il n'y a pas de critère absolu de résolution. Néanmoins, la discussion précédente permet de répondre à une question très importante : à quelle distance (en z) doit être placée la sonde optique pour avoir une certaine résolution ?

Pour un détail de l'objet de dimension a , la fréquence spatiale associée est $q_a = \frac{2\pi}{a}$. Si a est plus petit que la longueur d'onde q_a est une haute fréquence spatiale et correspond à une onde évanescente. Le facteur de filtrage est :

$$\mathfrak{F}(q_a) \approx \exp[-q_a z_T] = \exp\left[-\frac{2\pi}{a} z_T\right]. \quad (3.67)$$

Le signal relatif au petit détail va s'atténuer quand la distance sonde-objet va augmenter. Le critère de résolution, dépend du pouvoir du microscope en champ proche de séparer la fréquence q_a des hautes fréquences et du bruit de fond. Un critère raisonnable consiste à considérer que l'on pourra « résoudre » la fréquence q_a si son facteur d'atténuation est supérieur à $1/e$. En STOM, la distance d'approche de la sonde optique pour résoudre un détail de dimension $a < \lambda$ est de l'ordre de $a/2\pi$. Remarquons que cette distance est indépendante de la longueur d'onde.

L'essentiel de la discussion de ce paragraphe, n'est pas spécifique du STOM mais demeure valable pour tous les microscopes optiques en champ proche.

3.7.6 Fonction de transfert et réponse impulsionnelle

3.7.7 Rappels

En microscopie conventionnelle, en champ lointain, les qualités d'un microscope sont décrites par sa réponse impulsionnelle ou par sa fonction de transfert [88, 101]. Deux cas sont à envisager.

- En *éclairage incohérent*, l'objet est une intensité lumineuse (ou un éclaircissement), l'image est également une intensité. La réponse impulsionnelle incohérente connecte ces deux intensités par un produit de convolution.

- En *éclairage cohérent*, l'objet est une amplitude complexe (le champ) et l'image est également une amplitude complexe. La réponse impulsionnelle cohérente connecte ces deux amplitudes complexes.

La fonction de transfert est la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle. La réponse impulsionnelle doit être indépendante de l'objet.

3.7.7.1 Quasi-réponse impulsionnelle

En microscopie en champ proche, on est dans une situation proche de celle de l'éclairage cohérent. L'éclairage est généralement issu d'un laser. Mais dans notre modèle de STOM, l'objet est le profil de la surface et on mesure une intensité. Donc même dans ce modèle très simplifié, où la pointe est ponctuelle et où l'on néglige le couplage pointe-surface, il est difficile de définir rigoureusement une fonction de transfert. Néanmoins pour des reliefs de hauteur très faible et dans le cadre de l'approximation de Born, J.-J. Greffet & al. [6] ont montré qu'il est possible de définir une « quasi » fonction de transfert.

Pour un relief de faible hauteur, l'amplitude diffractée est toujours très petite par rapport à l'amplitude de l'onde transmise. Dans l'intensité détectée on peut, en première approximation, négliger le terme quadratique en champ diffracté :

$$I_D(\mathbf{R}_T) = I_D(\boldsymbol{\rho}_T, z_T) = \left| \mathbf{E}_2^{(0)}(R_T) + \mathbf{E}_2^{(1)}(R_T) \right|^2 \approx I_D^{(0)}(z_T) + 2 \operatorname{Re} \left[\mathbf{E}_2^{(0)}(R_T) \cdot \mathbf{E}_2^{(1)}(R_T) \right]. \quad (3.68)$$

Dans cette équation, le premier terme correspond à l'intensité de l'onde transmise, elle contribue à un fond continu de l'image obtenue en balayant la pointe à altitude constante ($z_T = \text{cste}$). Le second terme est un terme d'interférence entre le champ diffracté et l'onde transmise. Il contient l'amplitude mais également la phase du champ diffracté. Ce terme peut être interprété comme un hologramme avec pour champ de référence $\mathbf{E}_2^{(0)}(R_T)$ ce qui fournit un moyen de reconstituer le profil de la surface [102]. De plus, ce terme est linéaire dans le profil de la surface, il est donc possible d'introduire une réponse impulsionnelle reliant l'intensité détectée et le profil de l'objet :

$$I_D(\mathbf{R}_T) = I_D(\boldsymbol{\rho}_T, z_T) = I_D^{(0)}(z_T) + \iint_{-\infty}^{+\infty} P(\boldsymbol{\rho}_T) H(\boldsymbol{\rho}_T - \boldsymbol{\rho}; z_T, \mathbf{q}_{inc}, \mathbf{e}_{inc}) d\boldsymbol{\rho}. \quad (3.69)$$

Il s'agit d'une « quasi » réponse impulsionnelle car elle est bien indépendante du profil de la surface mais dépend encore de la constante diélectrique du milieu. De plus, elle dépend de la distance pointe-surface et elle est fonction du champ incident, c'est-à-dire de son vecteur d'onde \mathbf{q}_{inc} et de sa polarisation \mathbf{e}_{inc} . La référence [70] étudie plus en détail les propriétés de cette « pseudo-fonction de transfert ».

3.8 Autre exemple d'application : microscope en mode émission

3.8.1 Principe du microscope tunnel optique inversé : I-STOM

Dans ce chapitre, nous allons décrire le principe de la modélisation d'un microscope où la pointe est utilisée en mode émission. Dans ce cas, la pointe est une nano-source et elle éclaire la surface de l'objet en champ proche. Le champ diffracté par l'objet est ensuite collecté en champ lointain. Généralement, ce champ diffracté est collecté au moyen d'une lentille et ce type de microscope est appelé SNOM (Scanning Near-field Optical Microscope) ou N-SOM (Near-field Scanning Optical Microscope). Dans cette étude nous avons choisi de modéliser une configuration initialement proposée par B. Hecht & al. [103]. Le principe de cette configuration est présenté sur la figure (3.4). L'objet est posé sur une lentille demi-boule en verre. La sonde est utilisée en mode émission, elle éclaire l'objet en champ proche. Le champ diffracté par l'objet est collecté en champ lointain sur un détecteur quasi-ponctuel. La direction de détection est repérée par les angles θ_D et Ψ_D (θ_D est l'angle d'incidence de l'onde diffractée et Ψ_D mesure l'angle du plan de diffraction avec le plan (xz)). On note \mathbf{k}_D le vecteur d'onde correspondant à la direction de détection et R_D la distance du détecteur de l'origine du repère. La surface du détecteur est dS , ce qui permet d'introduire l'angle solide de détection $d\Omega_D = \frac{dS}{(R_D)^2}$. Lorsque l'angle d'incidence de détection θ_D est inférieur à

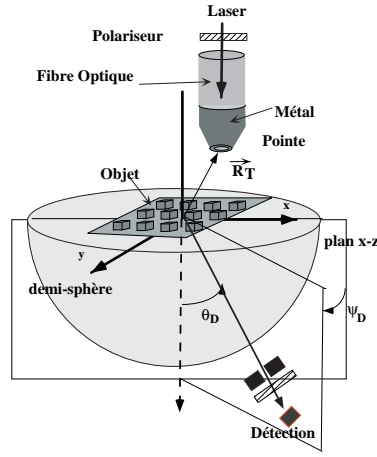


FIG. 3.4: Principe du microscope tunnel optique inversé (I-STOM).

l'angle limite vide-verre, l'onde captée par le détecteur correspond à une onde issue du vide homogène. Mais si l'angle θ_D est supérieur à l'angle limite, l'onde détectée est issue d'une onde évanescente dans le vide avant l'interface vide-verre. D. Pohl appelle la détection dans le second cas, détection dans la « région interdite » (forbidden) car on ne devrait rien détecter s'il n'y avait pas d'ondes évanescentes.

La configuration précédente est parfois appelée T-NOM (Tunneling Near-field Optical Microscope). Mais il s'agit en fait d'un microscope tunnel optique où le sens de propagation de la lumière doit être inversé et nous préférons l'acronyme I-STOM (Inverted STOM) [104].

Remarques :

- Dans le montage utilisé pratiquement par le groupe de D. Pohl, une optique de collection à base de miroirs est utilisée pour augmenter l'intensité détectée [103].
- En utilisant une lentille demi-boule avec une interface plane parfaite, sans rugosité, le montage ci-dessus (fig. 3.4) peut être utilisé pour caractériser optiquement les nano-sources [105].

3.8.2 Modélisation

Dans ce modèle simple, l'objet est le profil $P(\mathbf{p})$ de l'interface plane. Cette interface est le plan $z = 0$. La pointe est située dans le vide, ses coordonnées sont $\mathbf{R}_T = (x_T, y_T, z_T) = (\mathbf{p}_T, z_T)$ avec $z_T < 0$. Cette pointe est une nano-source qui émet dans le référentiel $((xyz))$ lié au dioptré, le champ incident (cf. équation 3.31)

$$\mathbf{E}_{inc}(\mathbf{r}; \mathbf{R}_T) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{F}_{inc}(\mathbf{q}; \mathbf{R}_T) \exp[ik_1^+(\mathbf{q} \cdot \mathbf{r})] d\mathbf{q}. \quad (3.70)$$

Le champ diffracté dans le verre $\mathbf{E}_2(\mathbf{r})$ peut être calculé avec les formules du § 3.4.5, le spectre spatial de $\mathbf{E}_2(\mathbf{r})$ étant relié linéairement au spectre spatial du champ incident $\mathbf{F}_{inc}(\mathbf{q}; \mathbf{R}_T)$. Pour achever le calcul, il faut connaître ces amplitudes incidentes et être en mesure de calculer la limite sur le détecteur, à grande distance, du champ $\mathbf{E}_2(\mathbf{r})$.

3.8.2.1 Limite à grande distance d'un spectre d'ondes planes

Le champ dans le verre est un développement de Rayleigh sans ondes descendantes :

$$\mathbf{E}_2(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{F}_2(\mathbf{q}) \exp[iw_2^+(\mathbf{q} \cdot \mathbf{z}] \exp[i\mathbf{q} \cdot \mathbf{p}] d\mathbf{q}. \quad (3.71)$$

La limite à grande distance de ce genre d'intégrale est un résultat très utile pour de nombreuses applications. Une solution peut être aisément obtenue par une approche physique simple ([76] chapitre 11.6). Mais la limite à grande distance de l'intégrale (3.71) est mathématiquement délicate et demande une procédure soignée. La démonstration à l'aide de la méthode de la phase stationnaire figure dans l'article [106] et dans le livre de L. Mandel et E. Wolf ([9] chapitre 3.3.4). Les résultats sont rappelés dans le livre de M. Nieto-Vesperinas ([8] chapitre 2.12).

Lorsque $R \rightarrow \infty$ dans une direction fixe, la limite du spectre d'onde plane est :

$$\text{Limite}_{R \rightarrow \infty} e[\mathbf{E}_2(\rho, z)] = -\frac{ik_2 e^{ik_2 R}}{2\pi R} F_2(k_2 \frac{\rho}{R}) . \quad (3.72)$$

À l'infini, la limite du spectre d'onde plane (éq. 3.71) est proportionnelle à l'amplitude de Fourier pour la fréquence spatiale $k_2 \frac{\rho}{R}$. Remarquons que ce résultat est la base de la formulation de la diffraction de Fraunhofer (cf. chapitre 1 de ce livre).

3.8.2.2 Modélisation de la nano-source

La modélisation du champ émis par la nano-source est la partie la plus délicate de cette modélisation et ce problème mérite encore des études théoriques et une confrontation théorie–expérience. Pour notre propos, il suffit de caractériser l'émission de la sonde par le champ qu'elle émet dans son référentiel propre. On place la nano-source à l'origine des coordonnées et l'on caractérise son émission par le champ émis dans un plan de référence, par exemple le plan $z = 0$. On introduit alors la transformée de Fourier $2D$ de ce champ :

$$\mathbf{E}_T(\boldsymbol{\rho}, z = 0; \mathbf{R}_T = \mathbf{0}) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{F}_T(\mathbf{q}) \exp[i\mathbf{q}\cdot\boldsymbol{\rho}] d\mathbf{q} . \quad (3.73)$$

En fait, les amplitudes spectrales de la sonde $\mathbf{F}_T(\mathbf{q})$ sont les caractéristiques pertinentes de son émission et de ses qualités optiques en champ proche, beaucoup plus que la forme géométrique de cette sonde.

Lorsque la pointe est en \mathbf{R}_T il faut calculer le champ incident sur le dioptre. Si la sonde est suffisamment fine, on peut négliger le couplage pointe–surface et le champ incident sur l'objet est obtenu par simple changement de référentiel et propagation du champ de l'équation 3.73. Ce qui permet de relier l'amplitude de Fourier du champ incident à celle de la sonde :

$$\mathbf{F}_{inc}(\mathbf{q}; \mathbf{R}_T) = \mathbf{F}_T(\mathbf{q}) \exp[-i\mathbf{q}\cdot\boldsymbol{\rho}_T + iw_1(\mathbf{q})|z_T|] . \quad (3.74)$$

Il reste simplement à obtenir une description du spectre caractéristique de la nano-source : $\mathbf{F}_T(\mathbf{q})$

Pour une pointe diélectrique sans métallisation, un modèle de dipôle en émission peut être employé dans une première approche. Pour une pointe métallisée, le modèle de Bethe-Bouwkamp s'est avéré être un bon modèle [105].

3.8.3 Intensité détectée

Le dioptre sphérique, situé entre l'objet et le détecteur, travaille pratiquement en incidence normale. Il ne dévie pas les rayons lumineux et son action se traduit par un simple coefficient de transmission. À partir des résultats précédents, il est facile d'obtenir l'intensité détectée. Si l'on suppose qu'il n'y a pas de polariseur devant le détecteur, l'intensité détectée est donc proportionnelle au module carré de l'équation 3.72. En introduisant la partie transversale de la direction de détection \mathbf{q}_D on obtient :

$$\frac{dI_D}{d\Omega_D} \approx |\mathbf{F}_2(\mathbf{q}_D)|^2 . \quad (3.75)$$

D'après le paragraphe (3.4.5) cette amplitude comprend un terme spéculaire, qui serait seul si la surface était plane, et un terme de diffraction :

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_2(\mathbf{q}) &= T(\mathbf{q}) \cdot \mathbf{F}_{inc}(\mathbf{q}; \mathbf{R}_T) + \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \hat{P}(\mathbf{q} - \mathbf{q}_0) D_m(\mathbf{q}) \cdot T(\mathbf{q}_0) \cdot \mathbf{F}_{inc}(\mathbf{q}_0; \mathbf{R}_T) d\mathbf{q}_0 \\ &= T(\mathbf{q}) \cdot \mathbf{F}_T(\mathbf{q}) \exp[-i\mathbf{q} \cdot \boldsymbol{\rho}_T + iw_1(\mathbf{q}) |z_T|] + \\ &\quad \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \iint_{-\infty}^{+\infty} \hat{P}(\mathbf{q} - \mathbf{q}_0) D_m(\mathbf{q}) \cdot T(\mathbf{q}_0) \cdot \mathbf{F}_T(\mathbf{q}_0) \exp[-i\mathbf{q}_0 \cdot \boldsymbol{\rho}_T + iw_1(\mathbf{q}_0) |z_T|] d\mathbf{q}_0 . \end{aligned}$$

3.9 Discussion

3.9.1 Terme spéculaire

Le premier terme est un terme spéculaire, il correspond à un champ transmis dans le verre. Si l'interface vide-verre est parfaitement plane, les coefficients de la matrice $T(\mathbf{q})$ sont facilement calculables, la mesure de l'intensité détectée en changeant la direction de détection, permet de remonter au spectre de la nano-source [105].

3.9.2 Fonctionnement du I-STOM

Pour une application en microscopie, la direction de détection va être fixée. Si la sonde est déplacée à altitude constante ($z_T = \text{constante}$) le terme spéculaire est une constante qui ajoutera un fond continu aux images. Par contre le second terme de l'équation (3.8.3), le terme de diffraction, dépend du spectre de l'objet et il est le terme fondamental en imagerie. L'équation précédente permet de comprendre le principe de fonctionnement du microscope en champ proche en mode émission. Un objet plus petit que λ éclairé par une onde plane, diffracte des ondes évanescentes indétectables en champ lointain. Une nano-source, de dimension plus petite que λ , émet beaucoup d'ondes évanescentes. En éclairant un petit objet par une nano-source, la diffraction transforme les ondes évanescentes en ondes homogènes qui peuvent être captées en champ lointain. Ceci est traduit mathématiquement par le produit de convolution du second terme de l'équation (3.8.3). Une nano-source efficace doit avoir un spectre significatif pour les grandes fréquences spatiales ($q > 2\pi/\lambda$). L'influence du diamètre de la nano-source sur ce spectre est étudié dans la référence [105] à l'aide du modèle de Bethe Bouwkamp.

3.9.2.1 Réciprocité du I-STOM et du STOM

Une nano-source idéale possède un spectre spatial plat pour toutes les fréquences $\mathbf{F}_T(\mathbf{q}) = \text{cste}$, ce qui correspond physiquement à une source ponctuelle. Il faut remarquer dans ce cas, la grande similitude des équations du STOM et du I-STOM. La direction de détection joue pour le I-STOM le rôle de la direction du faisceau incident pour le STOM. Ceci mis à part, les résultats sont identiques. La discussion de l'influence de la distance pointe-surface et l'étude de la réponse impulsionnelle peuvent être menées de façon complètement similaire à ce qui a été réalisé en STOM.

Cette symétrie dans les résultats des deux configurations est en fait un résultat général démontré de manière très élégante à partir du théorème de réciprocité [63, 107].

3.10 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit l'application de la méthode de perturbation appliquée à la microscopie optique en champ proche. Le principe de la méthode a été décrit sur un exemple simple (diffraction sur un métal parfait) et la base des calculs dans les cas plus généraux ont été présentés. Le lien avec la méthode de la fonction de Green a été présenté et nous avons abordé les limites de validité de la méthode.

Les deux applications qui ont été décrites ici (STOM et I-STOM) ont été choisies pour leur simplicité (une interface unique et la mise en œuvre d'un modèle simple de pointes) et leur intérêt pédagogique. La bibliographie que nous avons citée au long de ce texte montre toutes les possibilités de cette méthode. Elle

permet de décrire et de comprendre l'essentiel des phénomènes en optique en champ proche. Les formules analytiques simplifient la discussion de l'influence des paramètres expérimentaux, permettant l'introduction d'une réponse impulsionnelle et de discuter de la « réciprocité » des différentes configurations de microscope.

Du point de vue quantitatif, pour des reliefs de faible hauteur, les résultats obtenus par la méthode perturbative sont plus que satisfaisants. Vue l'imprécision qui règne sur les paramètres expérimentaux essentiels (distance pointe-objet, forme de la pointe, constante diélectrique, etc.), l'utilisation de méthodes plus rigoureuses (*a priori*) est souvent injustifiée. Pour des objets métalliques ou métallisés, cette méthode est particulièrement compétitive par rapport aux autres méthodes. L'étude de la production, propagation, diffraction de plasmons de surface est un excellent domaine d'application de la méthode perturbative [86,100]. Dans des expériences récentes de diffraction de plasmons de surface excités localement par un SNOM en mode émission, la méthode perturbative est parvenue à modéliser de manière très satisfaisante l'interaction des champs et de la matière. Pour des champs incidents qui ne sont pas des ondes planes, cette méthode qui travaille dans l'espace de Fourier, est particulièrement facile à utiliser et efficace : nano-source [108], faisceau gaussien en STOM [109, 110], microscope par mesure du temps de déclin de fluorescence [111].

Néanmoins la confrontation avec les autres méthodes est nécessaire pour trouver les limites de validité de la méthode perturbative. De plus, des problèmes encore non totalement résolus (modélisation des pointes 3D, étude du couplage pointe-surface) restent hors de portée de la méthode perturbative limitée à l'approximation de Born.

Chapitre 4

Méthode de la fonction de Green en optique de champ proche

Sommaire

4.1	Introduction	77
4.2	Fonction de Green et équations de Maxwell	78
4.2.1	Notion de fonction de Green	78
4.2.2	L'équation de Lippmann–Schwinger en électromagnétisme	79
4.2.3	Modification de l'équation de Lippmann–Schwinger	82
4.3	Fonction de Green et théories microscopiques	84
4.4	Quelques applications	84
4.4.1	Densité d'états au voisinage d'un échantillon	85
4.4.2	Durée de vie d'un état de fluorescence	86
4.4.3	Cartographie du champ électromagnétique	86
4.4.4	Spectroscopie locale par détection de champ proche	87

4.1 Introduction

L'optique en champ proche exploite le champ électromagnétique évanescent qui apparaît à proximité d'un objet diffusant ou réfléchissant la lumière [1, 2, 18, 112–115]. L'importance de ce phénomène est considérable. En effet dans le champ proche, l'énergie peut se concentrer dans des régions petites par rapport à la longueur d'onde de la lumière. Sur ces fondements, une microscopie optique en champ proche à balayage s'est développée depuis plusieurs années [116–118]. Par la même occasion, elle a mis en évidence les limites de notre connaissance de l'optique des systèmes mésoscopiques (utilisés en microscopie en champ proche). En effet, avant l'apparition de l'optique de champ proche, ce domaine était resté nettement en recul par rapport au savoir accumulé sur les systèmes microscopiques ou macroscopiques [119]. La cause de ce retard réside dans le fait qu'aucune approximation n'est vraiment satisfaisante pour aborder des systèmes optiques dont la taille varie entre quelques dizaines de nanomètres et quelques microns. Il est donc nécessaire de résoudre l'ensemble complet des équations de Maxwell en adoptant une technique capable de s'adapter à la géométrie complexe de ces systèmes [4–6, 120]. Stimulée par cette nouvelle discipline, l'étude théorique des phénomènes optiques, au voisinage ou à l'intérieur de structures sub-longueur d'onde, a incité les théoriciens du domaine à développer un ensemble de méthodologies en adéquation avec ces besoins. La théorie des *fonctions de Green dyadiques* (appelées quelques fois *susceptibilités du champ*) répond aux exigences de l'optique de champ proche [121, 122].

Ce formalisme permet, lorsqu'il est accompagné d'une procédure de discrétisation adéquate, d'analyser une large classe de phénomènes de proximité pour lesquels l'interaction d'entités microscopiques (atomes, molécules, etc.) ou macroscopiques (agrégats, particules, etc.) avec un environnement de géométrie complexe, doit être traitée de façon autocohérente. Le présent chapitre a pour principal objectif d'exposer les bases physiques et mathématiques de cette méthode pour l'optique de champ proche. Des éléments de

comparaison avec d'autres techniques seront aussi présentés (*théorie microscopique dipolaire* et développement perturbatif de Rayleigh). Quelques applications concrètes de la méthode de Green en géométrie tridimensionnelle seront proposées à la fin du chapitre.

4.2 Fonction de Green et équations de Maxwell

Depuis de nombreuses années la technique des fonctions de Green constitue un outil puissant d'analyse des phénomènes de diffusion avec des ondes de nature scalaire ou vectorielle. Son principal avantage réside dans le fait qu'elle permet de traiter de façon exacte des situations où la symétrie est fortement réduite. C'est par exemple avec cette méthode que le problème du transfert d'électrons par effet tunnel, entre la pointe et l'échantillon d'un microscope STM, a pu être décrit pour la première fois de façon autocohérente [123]. Les bases mathématiques de cette technique sont consignées dans de nombreux ouvrages spécialisés [124, 125]. Des détails plus spécifiquement dédiés à des applications *champ proche* peuvent être trouvés dans des thèses récentes [119, 126, 127] ainsi que dans quelques articles de revue [5, 6, 128, 129].

4.2.1 Notion de fonction de Green

Considérons un opérateur différentiel \mathcal{O}_r et l'équation avec second membre suivante :

$$\mathcal{O}_r f(\mathbf{r}) = h(\mathbf{r}). \quad (4.1)$$

La fonction de Green $\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ associée à cette équation est définie par

$$\mathcal{O}_r \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'). \quad (4.2)$$

Cette fonction \mathcal{G} est tabulée pour un grand nombre d'opérateurs différentiels utilisés en physique [124]. Cette fonction joue un rôle important dans la théorie mathématique des équations différentielles puisque sa connaissance suffit à résoudre toutes formes de solutions particulières associées à l'équation différentielle de départ. En effet, à partir de l'équation (4.1), on peut écrire :

$$\begin{aligned} f(\mathbf{r}) &= \mathcal{O}_r^{-1} h(\mathbf{r}) \\ &= \mathcal{O}_r^{-1} \int \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') h(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \\ &= \int \mathcal{O}_r^{-1} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') h(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \\ &= \int \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') h(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'. \end{aligned}$$

À titre d'exemple on peut choisir l'équation de Poisson :

$$\begin{aligned} \Delta \Phi(\mathbf{r}) &= -\frac{\rho(\mathbf{r})}{\epsilon_0} \\ \Delta \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \end{aligned}$$

où $\Phi(\mathbf{r})$ est le potentiel électrostatique et $\rho(\mathbf{r})$ la densité de charge.

La fonction de Green associée s'écrit :

$$\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\frac{1}{4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad (4.3)$$

d'où la solution suivante

$$\begin{aligned} \Phi(\mathbf{r}) &= \int -\frac{1}{\epsilon_0} \rho(\mathbf{r}') \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r}' \\ \Phi(\mathbf{r}) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}'. \end{aligned}$$

4.2.2 L'équation de Lippmann–Schwinger en électromagnétisme

Cette section développe la théorie de la fonction de Green dite « dyadique », c'est-à-dire se présentant sous la forme d'un tenseur de rang deux dans l'espace cartésien. L'aspect tensoriel du tenseur de Green en électromagnétisme découle directement de la nature vectorielle des champs électriques et magnétiques (voir chapitre 1). Notons que cet aspect tensoriel persiste même dans la limite électrostatique qui consiste à négliger les effets de retard.

4.2.2.1 Équations de Maxwell et tenseur de Green

Dans le système international, les quatre équations de Maxwell s'écrivent

$$\nabla \wedge \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\frac{\partial \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (\text{équation de Maxwell – Faraday}) \quad (4.4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (4.5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \rho(\mathbf{r}, t) \quad (\text{équation de Poisson}) \quad (4.6)$$

$$\nabla \wedge \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \frac{\partial \mathbf{D}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \mu_0 \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) \quad (\text{éq. de Maxwell – Ampère}) \quad (4.7)$$

où $\rho(\mathbf{r}, t)$ et $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ représentent respectivement, la densité de charge et de courant d'un système de forme arbitraire, supposé non magnétique. Les dérivées temporelles peuvent être éliminées après transformée de Fourier. On obtient alors :

$$\nabla \wedge \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = i\omega \mathbf{B}(\mathbf{r}, \omega) \quad (4.8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}, \omega) = 0 \quad (4.9)$$

$$\varepsilon(\omega) \nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = \rho(\mathbf{r}, \omega) \quad (4.10)$$

$$\nabla \wedge \mathbf{B}(\mathbf{r}, \omega) = -i\omega \mu_0 \varepsilon(\omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) + \mu_0 \mathbf{j}(\mathbf{r}, \omega) \quad (4.11)$$

où ε représente la constante diélectrique de l'environnement.

La description du champ électrique se fait de la façon suivante : en utilisant d'une part l'identité bien connue

$$\nabla \wedge (\nabla \wedge \mathbf{W}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{W}) - \Delta \mathbf{W}, \quad (4.12)$$

ainsi que les deux relations qui établissent le lien entre densité de charge et de courant et densité de polarisation $\mathbf{P}(\mathbf{r}, \omega)$ à l'intérieur de l'objet, soit

$$\begin{aligned} \rho(\mathbf{r}, \omega) &= -\nabla \cdot \mathbf{P}(\mathbf{r}, \omega) \\ \mathbf{j}(\mathbf{r}, \omega) &= -i\omega \mathbf{P}(\mathbf{r}, \omega), \end{aligned}$$

on aboutit alors à l'équation d'onde :

$$\nabla \wedge (\nabla \wedge \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)) = i\omega[-i\omega \mu_0 \varepsilon(\omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) + \mu_0 \mathbf{j}(\mathbf{r}, \omega)] \quad (4.13)$$

$$\Delta \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) + k^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = -\left[\frac{k_0^2}{\varepsilon_0} + \frac{1}{\varepsilon(\omega)} \nabla \nabla\right] \cdot \mathbf{P}(\mathbf{r}, \omega), \quad (4.14)$$

avec $k^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon$ et $k_0^2 = \omega^2 / c^2$.

La fonction de Green *scalaire* associée à cette équation (4.14) est solution de l'équation différentielle suivante :

$$\Delta \mathcal{G}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) + k^2 \mathcal{G}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = -\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'). \quad (4.15)$$

L'équation d'onde (4.14) peut être ré-écrite sous la forme opératorielle suivante :

$$\mathcal{O} \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = -\mathcal{Q}(\mathbf{r}, \omega) \cdot \mathbf{P}(\mathbf{r}, \omega), \quad (4.16)$$

où O et Q sont deux opérateurs différentiels définis par :

$$\begin{aligned} O &= \Delta + k^2 \\ Q &= \frac{k_0^2}{\epsilon_0} \mathbf{I} + \frac{1}{\epsilon(\omega)} \nabla \nabla. \end{aligned}$$

On peut définir une fonction de Green dyadique \mathbf{S}_0 (ou tenseur de Green) par¹ :

$$O \mathbf{S}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = -Q \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'). \quad (4.17)$$

Or, d'après l'équation (4.16) et l'identité :

$$\mathbf{S}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = -O^{-1} Q \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad (4.18)$$

on voit apparaître la forme intégrale suivante :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = -O^{-1} Q \cdot \mathbf{P}(\mathbf{r}, \omega) \quad (4.19)$$

$$= -O^{-1} \int Q \cdot \mathbf{P}(\mathbf{r}', \omega) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') d\mathbf{r}' \quad (4.20)$$

$$= \int \mathbf{S}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \cdot \mathbf{P}(\mathbf{r}', \omega) d\mathbf{r}'. \quad (4.21)$$

La solution générale s'écrit alors :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, \omega) + \int \mathbf{S}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \cdot \mathbf{P}(\mathbf{r}', \omega) d\mathbf{r}', \quad (4.22)$$

où $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, \omega)$ est la solution de l'équation homogène. Dans le cadre de l'approximation de la réponse linéaire on peut établir une relation simple entre le champ dans l'objet et la polarisation $\mathbf{P}(\mathbf{r}, \omega)$, soit :

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}', \omega) = \chi_{ob}(\mathbf{r}', \omega) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}', \omega). \quad (4.23)$$

Pour une approche locale de la réponse du système, la susceptibilité $\chi_{ob}(\mathbf{r}', \omega)$ est directement reliée à la différence de constante diélectrique entre environnement et objet, soit

$$\chi_{ob}(\mathbf{r}', \omega) = \epsilon_{ob}(\mathbf{r}', \omega) - \epsilon(\omega), \quad (4.24)$$

si \mathbf{r}' appartient à l'objet, et

$$\chi_{ob}(\mathbf{r}', \omega) = 0 \quad (4.25)$$

à l'extérieur de l'objet. Ces dernières relations permettent d'écrire pour le champ électrique l'équation de Lippmann-Schwinger :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, \omega) + \int \mathbf{S}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \cdot \chi_{ob}(\mathbf{r}', \omega) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}', \omega) d\mathbf{r}'. \quad (4.26)$$

4.2.2.2 Forme explicite du tenseur de Green \mathbf{S}_0

Il reste maintenant à expliciter la forme de $\mathbf{S}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$. Ceci peut se faire à partir de la relation (4.18)

$$\mathbf{S}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = -O^{-1} \cdot Q \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}').$$

Or, d'après (4.15), on peut déduire l'identité suivante :

$$\mathcal{G}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = -O^{-1} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad (4.27)$$

1. En conséquence directe de la nature tensorielle de l'opérateur Q ce type de fonction de Green est une fonction tensorielle de second rang, i.e., se présentant sous forme d'un tableau à neuf composantes.

soit

$${}^Q\mathcal{G}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = -Q O^{-1} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'). \quad (4.28)$$

En multipliant les deux membres de cette équation par l'opérateur O , il vient

$$O {}^Q\mathcal{G}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = -O Q O^{-1} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'). \quad (4.29)$$

Finalement, en remarquant que les opérateurs O et Q commutent, on obtient une relation opératorielle simple entre \mathcal{G}_0 et le tenseur de Green \mathbf{S}_0 , soit

$$\mathbf{S}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = Q \mathcal{G}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \quad (4.30)$$

avec [124]

$$\mathcal{G}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \frac{1}{4\pi} \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}. \quad (4.31)$$

Cela conduit à la relation

$$\mathbf{S}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \left[\frac{k_0^2}{\varepsilon_0} \mathbf{I} + \frac{1}{\varepsilon(\omega)} \nabla_{\mathbf{r}} \nabla_{\mathbf{r}'} \right] \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}, \quad (4.32)$$

qui, en posant $\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$, peut s'écrire sous la forme analytique suivante²

$$\mathbf{S}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = [-k^2 \mathbf{T}_1(\mathbf{R}) - ik \mathbf{T}_2(\mathbf{R}) + \mathbf{T}_3(\mathbf{R})] \frac{e^{ik|\mathbf{R}|}}{4\pi\varepsilon(\omega)} \quad (4.33)$$

où \mathbf{T}_1 , \mathbf{T}_2 et \mathbf{T}_3 sont trois tenseurs dyadiques qui décrivent les effets de champ lointain et de champ proche,

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_1(\mathbf{R}) &= \frac{\mathbf{R}\mathbf{R} - \mathbf{I}R^2}{R^3} \\ \mathbf{T}_2(\mathbf{R}) &= \frac{3\mathbf{R}\mathbf{R} - \mathbf{I}R^2}{R^4} \\ \mathbf{T}_3(\mathbf{R}) &= \frac{3\mathbf{R}\mathbf{R} - \mathbf{I}R^2}{R^5}. \end{aligned}$$

Le tenseur \mathbf{S}_0 est, à une constante près, identique au tenseur de Green de l'espace libre $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}$ introduit au chapitre 1.

Lorsque les distances en jeu sont petites par rapport à la longueur d'onde utilisée ($\lambda = 2\pi c / \sqrt{\varepsilon(\omega)} \omega$), les effets de retard disparaissent et $\mathbf{S}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$ se réduit à :

$$\mathbf{S}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \mathbf{T}_3(\mathbf{R}). \quad (4.34)$$

On retrouve alors l'expression du tenseur de Green dans la limite électrostatique (voir chapitre 1).

² Lorsque \mathbf{S}_0 est multiplié à droite par un vecteur dipolaire placé en \mathbf{r}' le résultat donne le champ du dipôle en \mathbf{r} [130] (voir également le chapitre 1).

4.2.3 Modification de l'équation de Lippmann–Schwinger en présence d'un système de référence plus élaboré

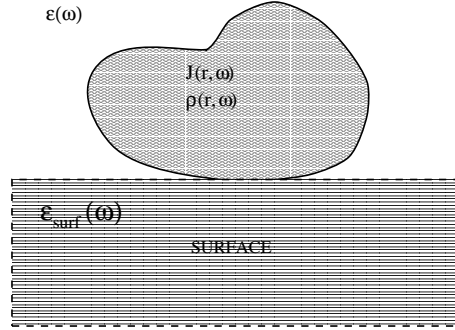


FIG. 4.1: *Objet de forme arbitraire supporté par une surface plane.*

Dans cet exemple, le système de référence est un demi-espace de matière homogène et non plus le milieu homogène seul. Le tenseur de Green associé à cette nouvelle géométrie doit alors vérifier les conditions aux limites sur la surface du support. Cela a pour effet d'engendrer un *terme de réflexion* dans le demi-espace où se trouve l'objet. On a alors :

$$\mathbf{S}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \mathbf{S}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) + \mathbf{S}_{\text{surf}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega). \quad (4.35)$$

Cette seconde contribution dépend uniquement des propriétés de la surface sous-jacente. Elle fut introduite pour la première fois par A. MacLachlan dans le contexte des forces de van der Waals [131] au voisinage des surfaces [7]. Elle fut reprise par G. Agarwal en 1975 dans le cadre de plusieurs études générales d'électrodynamique quantique au voisinage des surfaces [132]. L'équation de Lippmann–Schwinger (4.26) s'écrit alors :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, \omega) + \int_v \mathbf{S}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \cdot \chi_{ob}(\mathbf{r}', \omega) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}', \omega) d\mathbf{r}' \quad (4.36)$$

où v est le volume de la perturbation (objet). Des résolutions approchées (itératives) ou exactes de cette équation peuvent être effectuées.

4.2.3.1 Résolution approchée : approximations successives de Born

(i) Dans le cadre de la première *approximation de Born*, on suppose que le champ à l'intérieur de l'objet reste identique au champ d'illumination. Les interactions multiples à l'intérieur de l'objet sont négligées. On a alors :

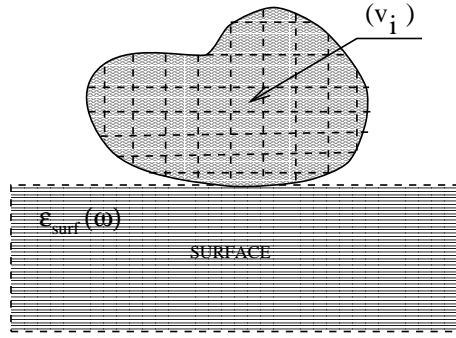
$$\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, \omega) + \int_v \mathbf{S}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \cdot \chi_{ob}(\mathbf{r}', \omega) \cdot \mathbf{E}_0(\mathbf{r}', \omega) d\mathbf{r}' \quad (4.37)$$

(ii) La deuxième approximation de Born consiste à réintroduire la solution précédente $\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, \omega)$ dans l'équation intégrale, soit :

$$\mathbf{E}_2(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, \omega) + \int_v \mathbf{S}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \cdot \chi_{ob}(\mathbf{r}', \omega) \cdot \mathbf{E}_1(\mathbf{r}', \omega) d\mathbf{r}' \quad (4.38)$$

Une discussion du domaine de validité est présentée au chapitre 3.

4.2.3.2 Résolution exacte par discrétisation en volume de la zone source

FIG. 4.2: Discrétisation de la zone source en N cellules de volume v_i .

On cherche tout d'abord le champ dans l'objet par discrétisation du volume v . Cette procédure engendre un système de N équations vectorielles à N inconnues $\mathbf{E}(\mathbf{r}_i, \omega)$, soit :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}_i, \omega) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}_i, \omega) + \chi(\omega) \sum_{j=1}^N v_j \mathbf{S}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j, \omega) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}_j, \omega). \quad (4.39)$$

Ces équations peuvent se mettre sous forme d'un système linéaire :

$$\mathcal{E}_0(\omega) = \mathbf{M}(\omega) \cdot \mathcal{E}(\omega) \quad (4.40)$$

dans lequel $\mathcal{E}_0(\omega)$ et $\mathcal{E}(\omega)$ sont deux super-vecteurs définis par

$$\mathcal{E}_0(\omega) = (\mathbf{E}_0(\mathbf{r}_1, \omega), \mathbf{E}_0(\mathbf{r}_2, \omega), \dots, \mathbf{E}_0(\mathbf{r}_N, \omega)) \quad (4.41)$$

et

$$\mathcal{E}(\omega) = (\mathbf{E}(\mathbf{r}_1, \omega), \mathbf{E}(\mathbf{r}_2, \omega), \dots, \mathbf{E}(\mathbf{r}_N, \omega)). \quad (4.42)$$

La quantité $\mathbf{M}(\omega)$ est une matrice ($3N \times 3N$) dont les éléments sont définis par la relation :

$$\mathbf{M}_{i,j}(\omega) = \delta_{i,j} - \chi(\omega) v_j \mathbf{S}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j, \omega). \quad (4.43)$$

Le champ à l'intérieur de la zone source se calcule par résolution de ce système linéaire :

$$\mathcal{E}(\omega) = \mathbf{M}(\omega)^{-1} \cdot \mathcal{E}_0(\omega). \quad (4.44)$$

Dans une seconde étape, le champ hors de la zone source se déduit à partir de celui calculé à l'intérieur de celle-ci, soit :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, \omega) + \chi(\omega) \sum_j v_j \mathbf{S}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_j, \omega) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}_j, \omega). \quad (4.45)$$

Remarque : La fonction de Green dyadique \mathbf{S}_0 contenue dans \mathbf{S} (cf. relations 4.35 et 4.43) diverge lorsque $\mathbf{r}_i \rightarrow \mathbf{r}_j$. Cette divergence, au sein de la zone source, peut être levée (voir chap. 1). En fait l'origine de cette divergence peut être identifiée en remarquant qu'il n'est pas licite de commuter les opérateurs \mathcal{O}^{-1} et f dans l'équation (4.19) lorsque l'intégrand devient singulier ($\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}'$). Dans ce cas précis, il est prouvé que cette commutation entraîne un terme source supplémentaire, qui dépend de la forme des cellules de discrétisation [5, 17, 123, 127]. Pour un maillage tridimensionnel de la zone source à partir de cellules cubiques ou sphériques de volume v_i la limite s'écrit :

$$\mathbf{S}_0(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_i, \omega) = -\frac{1}{3v_i \epsilon(\omega)}. \quad (4.46)$$

4.2.3.3 Résolution exacte basée sur l'équation de Dyson

Afin de faciliter et d'optimiser la résolution du système linéaire (4.44) nous pouvons introduire le concept de *propagateur généralisé* [119, 123, 133] pour décrire l'état final du champ électrique. Cet objectif peut être accompli en faisant appel à l'équation de Dyson qui établit un lien direct entre le propagateur du système de référence \mathbf{S} et le propagateur S du système complet (cf. figure 4.1). La formulation mathématique de cette équation est la suivante :

$$S(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \mathbf{S}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) + \int_V \mathbf{S}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'', \omega) \cdot \chi(\mathbf{r}'', \omega) \cdot S(\mathbf{r}'', \mathbf{r}', \omega) d\mathbf{r}'' \quad (4.47)$$

où comme précédemment l'intégrale de volume est effectuée sur l'objet à l'intérieur du système de référence (cf. figure 4.1). L'utilisation combinée de cette relation avec l'équation de Lippmann–Schwinger produit une forme linéaire très concise et adaptée à la description du champ électrique dans tout l'espace, soit :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = \int_V \chi(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \cdot \mathbf{E}_0(\mathbf{r}', \omega) d\mathbf{r}' \quad (4.48)$$

En raison de sa capacité à décrire la réponse optique d'un système dans son ensemble, le tenseur dyadique $\chi(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$ a été dénommé *propagateur généralisé*. Il est relié au propagateur $S(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$, solution de l'équation (4.47), par la relation suivante

$$\chi(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') + S(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \cdot \chi(\mathbf{r}', \omega), \quad (4.49)$$

indiquant clairement qu'il ne dépend pas des caractéristiques spatiales (polarisation, angle d'incidence, focalisation, etc.) du mode d'illumination.

4.3 Fonction de Green et théories microscopiques

Les relations démontrées dans les sections précédentes sont générales et s'appliquent, sans modification de leurs structures, aux propriétés optiques d'objets microscopiques (atomes, molécules, agrégats métalliques, etc.). En fait, plusieurs auteurs [3, 134] ont élaboré des théories pour l'optique de champ proche basées sur cette représentation discontinue de la matière, par exemple, en couplant un ensemble fini d'entités polarisables.

Le lien entre *théorie microscopique* et *théorie des milieux continus* apparaît clairement lorsque l'on remplace la susceptibilité $\chi(\mathbf{r}, \omega)$ définie par la relation (4.24), par le développement multipolaire suivant :

$$\chi(\mathbf{r}, \omega) = \sum_i^n \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \alpha_i^1(\omega) + \sum_i^n \nabla \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \alpha_i^2(\omega) + \dots \quad (4.50)$$

Dans cette équation, $\alpha_i^1(\omega)$ et $\alpha_i^2(\omega)$ représentent les polarisabilités dipolaire et quadrupolaire des entités microscopiques [135]. Dans le cas présent, les centres atomiques ou moléculaires constituent un maillage naturel pour la discrétisation de l'équation de Lippmann–Schwinger [3].

Cette écriture peut être rapprochée avec d'autres familles de méthodes de discrétisation en volume. En fait, lorsqu'il est limité à l'ordre dipolaire, le mode de discrétisation décrit par l'équation (4.50) s'apparente à la méthode des dipôles couplés (Dipôle–Dipôle Approximation (DDA) [136] ou Coupled Dipole Approximation (CDA) [137]) introduite notamment en astrophysique pour étudier les propriétés optiques de particules interstellaires. Dans le cas de matériaux massifs présentant de fortes variations d'indices (métaux, certains semiconducteurs, etc.), l'approximation CDA peut engendrer des instabilités numériques importantes (voir par exemple référence [138]).

4.4 Quelques applications en optique du champ proche

De nombreuses observables physiques de l'optique de champ proche peuvent être extraites à partir du formalisme de Green (densité d'états, champs proches et lointains, spectres locaux au voisinage de nanostructures, etc.) Dans cette section, nous avons sélectionné quelques applications de la méthode de Green

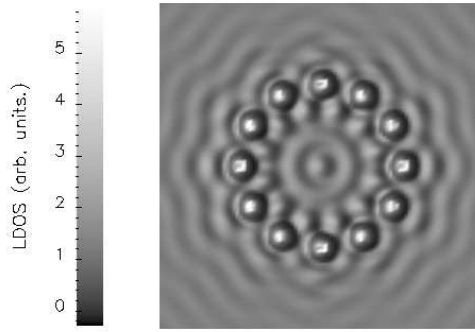


FIG. 4.3: *Densité locale d'états photoniques au voisinage d'une structure diélectrique supportée. Le motif en forme d'anneau est constituée de 12 plots diélectriques de même indice que le substrat. La densité d'états est calculée à la longueur d'onde $\lambda = 633$ nm dans un plan situé à 100 nm de la surface de l'échantillon.*

en géométrie tridimensionnelle. De nombreuses applications de la méthode peuvent être aussi trouvées dans la littérature existante [3, 6, 58, 85, 119, 121, 122, 126–128, 133, 138–142, 142–155]

4.4.1 Densité d'états au voisinage d'un échantillon

La densité d'états locale, $\rho(\mathbf{R}, E)$, est fondamentale en microscopie STM puisqu'elle est à l'origine de la formation des images. Elle nécessite le calcul complet de la fonction de Green du système objet–échantillon $\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', E)$, soit

$$\rho(\mathbf{R}, E) = -\frac{1}{\pi} \Im \mathcal{G}(\mathbf{R}, \mathbf{R}, E). \quad (4.51)$$

Lorsque le champ proche est de nature électronique (surfaces métalliques), cette fonction scalaire vérifie l'équation de Dyson suivante

$$\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', E) = \mathcal{G}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}', E) + \frac{2m}{\hbar^2} \int \mathcal{G}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'', E) V(\mathbf{r}'') \mathcal{G}(\mathbf{r}'', \mathbf{r}', E) d\mathbf{r}'' . \quad (4.52)$$

Dans cette équation intégrale, $\mathcal{G}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}', E)$ représente la fonction de Green électronique de l'échantillon isolé, m la masse de l'électron et $V(\mathbf{r}'')$ le potentiel électronique engendré par le nano-système supporté. Cette équation peut être résolue de façon exacte par une technique de discrétisation dans l'espace direct.

Dans le cas où l'on s'intéresse à la densité d'états locale du champ électromagnétique (photons), le formalisme est le même. Il suffit seulement de remplacer les fonctions de Green scalaire par des fonctions de Green dyadiques. La densité d'états locale de photons s'écrit dans ce cas en fonction de la partie imaginaire de la *trace* de la susceptibilité du champ $\mathcal{S}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$, soit

$$\rho(\mathbf{R}, \omega) = \frac{\epsilon_0}{\pi k^2} \Im \text{Trace}(\mathcal{S}(\mathbf{R}, \mathbf{R}, \omega)) \quad (4.53)$$

Cette expression est fondamentale dans tous les calculs de transfert d'énergie lumineuse entre nanostructures supportées. En particulier, $\rho(\mathbf{R}, \omega)$ contrôle la variation des durées de vie des systèmes (molécules, boîtes quantiques, etc.) [156–159]. Elle joue également un rôle important dans la formation des images obtenues par certaines configurations de microscopes optiques en champ proche [160] ainsi que dans la

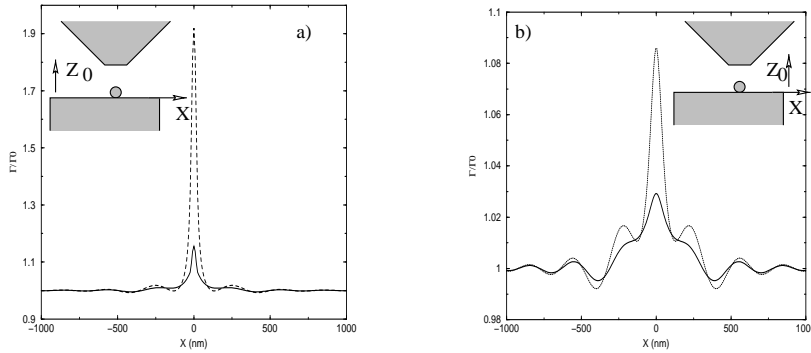


FIG. 4.4: Étude de la variation de la durée de vie d'une molécule unique en fonction de la position latérale de la pointe : (a) $Z_0 = 10$ nm; (b) $Z_0 = 50$ nm (les courbes pointillées correspondent aux effets obtenus avec des pointes métallisées).

théorie des images de molécules individuelles. On peut remarquer la forte analogie entre l'image de la figure (4.3) et l'image STM du « Quantum Corral » que Donald Eigler publia en 1993 dans la revue Science³.

4.4.2 Durée de vie d'un état de fluorescence

Supposons maintenant que nous ayons à traiter un problème dans lequel une molécule interagit avec un environnement diélectrique complexe. Un exemple typique, en optique de champ proche, est l'étude de la variation du spectre d'émission d'une molécule fluorescente adsorbée sur une surface en fonction de la position du détecteur. En zone de champ proche, les modifications importantes de la densité locale d'états photoniques (cf. figure (4.3)) induisent des diminutions du temps de vie de l'état moléculaire concerné. Cet effet bien connu en spectroscopie moléculaire est décrit par la relation suivante [160] :

$$\Gamma(\mathbf{r}_m) = \Gamma_0 + \frac{4\pi^2\omega_0^2 A_0}{3c^2} \rho(\mathbf{r}_m, \omega_0), \quad (4.54)$$

où $\Gamma(\mathbf{r}_m)$ et Γ_0 représentent respectivement les élargissements des niveaux avec et sans environnement. La constante A_0 est reliée au moment dipolaire de transition μ_{ab} par la relation $A_0 = 2\mu_{ab}^2/\hbar$ et \mathbf{r}_m représente la position de la molécule. La densité d'états est donnée par l'équation générale (4.53). On peut observer sur la figure (4.4) que lorsque la molécule est proche de la pointe SNOM, le temps de vie subit une décroissance qui est renforcée lorsque la pointe est recouverte d'un métal (effet de « quenching »).

4.4.3 Cartographie du champ électromagnétique

A l'aide de cet outil théorique il est possible d'entreprendre un travail d'expérimentation numérique en optique de champ proche. Par exemple, dans la configuration PSTM/STOM où l'onde incidente est engendrée par réflexion totale à la surface de l'objet, il ressort de ces études que la polarisation *TM* optimise la relation image objet lorsque l'on désire observer des motifs tridimensionnels plus petits que la longueur d'onde incidente. Nos travaux de simulation, en s'appuyant sur l'implémentation numérique du propagateur généralisé $\mathcal{X}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$ d'un échantillon tridimensionnel, ont démontré que la réduction des défauts et de leurs écartements respectifs à des dimensions inférieures à la longueur d'onde, améliorerait la qualité attendue des images fournies par la configuration PSTM/STOM. Ces effets sont discutés dans les références [161] et [162].

3. Science **262**, 218 (1993), M. F. CROMMIE, C. P. LUTZ AND D. M. EIGLER.

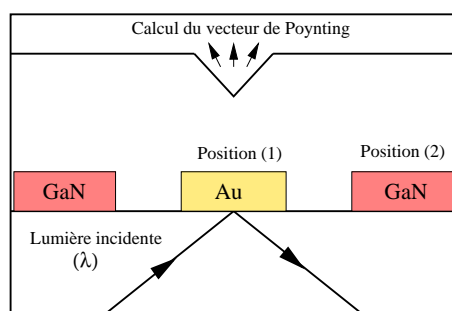


FIG. 4.5: Exemple de dispositif permettant de réaliser la spectroscopie locale d'un échantillon dans le domaine optique. La pointe, symbolisée par un triangle, peut sonder un site choisi au préalable.

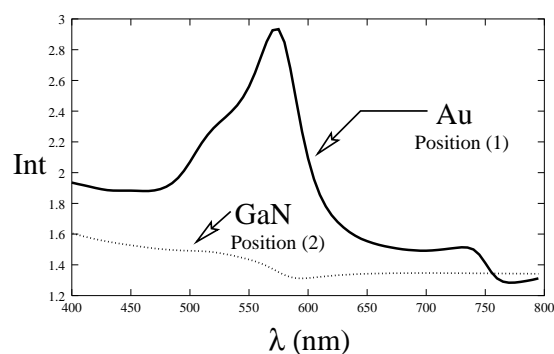


FIG. 4.6: Spectres calculés à l'aplomb des nano-structures d'or et de nitrure de gallium (sites (1) et (2) sur la figure précédente). Pour chaque longueur d'onde λ , le flux du vecteur de Poynting est calculé à la sortie de la pointe. La distance pointe-surface, maintenue constante, est égale à 30 nm. Le résonance observée sur la courbe en trait plein révèle l'excitation d'un plasmon localisé dans la particule d'or. La courbe en traits discontinus donne accès à la signature spectrale de la nano-structure de nitrure de gallium dans la fenêtre optique.

4.4.4 Spectroscopie locale par détection de champ proche

La spectroscopie locale d'une surface par détection de champ proche constitue une suite logique à la microscopie optique en champ proche. Ces dernières années, plusieurs expériences préliminaires de spectroscopie locale, réalisées sur des échantillons de saphir dopés, ont démontré la faisabilité de la méthode (T. L. Ferrell, Oak Ridge National Laboratory, USA). De plus, dans le domaine infrarouge proche, ce type de détection constitue un outil précieux au niveau de l'analyse locale d'espèces moléculaires adsorbées.

De façon générale, nos codes initialement conçus pour le calcul des images SNOM peuvent être aisément adaptés à la simulation numérique de profils spectraux. Les résultats présentés dans la figure (4.6) ont été obtenus au voisinage d'une surface supportant trois nano-structures de forme identique et déposées sur une surface de silice (cf. figure (4.5)). La section des trois objets est $50 \text{ nm} \times 50 \text{ nm}$ et leur hauteur est 20 nm . Le pavé central est de nature métallique (Or), les deux autres sont semiconducteurs (Nitrure de Gallium). L'espacement entre les structures est de 50 nm .

Chapitre 5

Plasmons de surface et optique

Sommaire

5.1 Introduction	89
5.2 Modes propres	90
5.2.1 Interface plane entre un diélectrique de constante diélectrique réelle et un milieu non magnétique	90
5.2.2 Solution localisée au voisinage du plan xOy	91
5.2.3 Métal à constante diélectrique s'annulant pour la pulsation de plasma	92
5.2.4 Relation de dispersion du plasmon de surface	93
5.2.5 Propagation de l'énergie dans le mode plasmon de surface	94
5.2.6 Distances d'atténuation	94
5.3 Excitation optique des plasmons de surface	95
5.3.1 Divergence des coefficients de Fresnel	95
5.3.2 Milieux d'épaisseur finie, couplage par onde évanescente	96
5.3.3 Couplage par un réseau	98
5.3.4 Variation du champ dans l'épaisseur d'une couche mince métallique hors résonance et à la résonance	98
5.4 Résonance plasmon d'une sphère métallique	99
5.5 Quelques expériences de mise en évidence	99

5.1 Introduction

Dans le présent chapitre, nous présenterons les idées de base (pour plus de détails se reporter à l'article de H. Raether [163]) en commençant par quelques définitions.

Dans un métal, on désigne par *plasma* le gaz d'électrons libres du modèle de Drude. Ce gaz est susceptible d'oscillations longitudinales de densité de charge, un champ électromagnétique étant associé à ce mouvement de pulsation propre ω_p , pulsation de plasma. Le quantum de cette oscillation de volume est le *plasmon de volume*. À la pulsation ω_p , la constante diélectrique du milieu $\epsilon(\omega)$ s'annule.

Le *plasmon de surface* est, lui, localisé au voisinage de l'interface avec un diélectrique. Il est associé à une onde dont le champ électromagnétique possède à la fois des composantes longitudinale et transverse par rapport à la direction de propagation. Les plasmons de surface des conducteurs, obtenus pour des pulsations pour lesquelles $\epsilon(\omega) \leq -1$, peuvent être excités par des électrons ou des ondes électromagnétiques. L'analogue pour un diélectrique est le polariton de surface.

Les plasmons ayant une étendue faible perpendiculairement à l'interface, les techniques de champ proche, électronique ou optique, sont particulièrement précieuses pour les sonder.

On va s'intéresser ici plus en détail au cas de l'interface plane entre un diélectrique et un conducteur, métal noble, dont le plasmon sera le mode propre (§ 5.2). Puis, on verra comment on peut dans cette configuration exciter les plasmons par une onde électromagnétique (§ 5.3). On introduira ensuite la résonance plasmon dans le cas d'un objet localisé (§ 5.4). Enfin on donnera le principe de quelques expériences ayant permis d'observer les propriétés des plasmons (§ 5.5).

5.2 Modes propres électromagnétiques localisés au voisinage d'une interface plane

5.2.1 Interface plane entre un diélectrique de constante diélectrique réelle et un milieu non magnétique

Considérons donc une interface plane entre un diélectrique de constante diélectrique relative ϵ_1 réelle et un milieu non magnétique de constante diélectrique relative $\epsilon(\omega)$ complexe (voir fig. 5.1). En l'absence

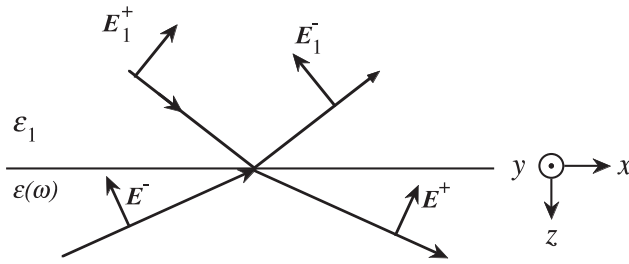


FIG. 5.1: Champ électromagnétique à l'interface entre un diélectrique de constante diélectrique ϵ_1 et un métal de constante diélectrique $\epsilon(\omega)$.

de toute excitation, on cherche une solution des équations de Maxwell de type onde plane, se propageant dans le plan xOy de l'interface, et décroissant exponentiellement de part et d'autre de ce plan. Cette onde prendra la forme :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega t) = \mathbf{E}_n(z) \exp i k_x x \exp(-i\omega t) . \quad (5.1)$$

On a choisi l'axe Ox dans le plan d'incidence, et k_x est le même dans les deux milieux d'après la loi de Descartes.

Dans un milieu linéaire, homogène et isotrope de constante diélectrique ϵ_n ($\epsilon_n = \epsilon_1$ ou $\epsilon_n = \epsilon(\omega)$) l'équation vectorielle satisfaite par un champ électromagnétique quelconque s'écrit :

$$\Delta \mathbf{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_n \mathbf{E} = 0 . \quad (5.2)$$

On pose $\omega/c = k_0$, vecteur d'onde dans le vide à la pulsation ω , c étant la vitesse de la lumière. Pour la forme (5.1) du champ,

$$\Delta \mathbf{E} = \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} = \left(-k_x^2 \mathbf{E}_n + \frac{\partial^2 \mathbf{E}_n}{\partial z^2} \right) \exp i(k_x x - \omega t) , \quad (5.3)$$

de sorte que (5.2) devient :

$$(\epsilon_n k_0^2 - k_x^2) \mathbf{E}_n + \frac{d^2 \mathbf{E}_n}{dz^2} = 0 . \quad (5.4)$$

Par ailleurs, en l'absence de charges libres, on a $\text{div} \mathbf{D} = 0$. Ceci entraîne, pour $\epsilon_n \neq 0$, c'est-à-dire pour un mode qui n'est pas longitudinal, la condition qui lie les deux composantes du plan d'incidence (à savoir x dans le plan de l'interface et z normale à l'interface) de l'onde cherchée :

$$i k_x E_{nx} + \frac{dE_{nz}}{dz} = 0 . \quad (5.5)$$

Par dérivation de (5.5) par rapport à z et utilisation de (5.4) on obtient :

$$ik_x \frac{dE_{nx}}{dz} + \frac{d^2 E_{nz}}{dz^2} = 0, \quad (5.6)$$

soit

$$ik_x \frac{dE_{nx}}{dz} + (k_x^2 - \epsilon_n k_0^2) E_{nz} = 0. \quad (5.7)$$

La composante du champ selon y , normale au plan d'incidence (polarisation s) n'intervient pas dans (5.5); elle est indépendante des composantes x et z et pourra donc être traitée séparément.

5.2.2 Solution localisée au voisinage du plan xOy

On cherche ici, en l'absence de toute excitation extérieure, une solution localisée au voisinage du plan xOy de l'interface, donc de la forme

$$\mathbf{E}_n(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_n^+ \exp(-\kappa_n z) + \mathbf{E}_n^- \exp(\kappa_n z). \quad (5.8)$$

L'équation (5.4) entraîne pour chaque composante la même relation de dispersion :

$$\epsilon_n k_0^2 - k_x^2 + \kappa_n^2 = 0 \quad (5.9)$$

Comme le champ électromagnétique s'annule à l'infini, les solutions acceptables sont :
- dans le milieu 1, où $z < 0$:

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_1^- \exp \kappa_1 z \exp ik_x x, \quad \text{avec} \quad \kappa_1^2 = k_x^2 - \epsilon_1 k_0^2 \quad \text{et} \quad \kappa_1 = ik_1, \quad (5.10)$$

- dans le métal où $z > 0$:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}^+ \exp -\kappa z \exp ik_x x, \quad \text{avec} \quad \kappa^2 = k_x^2 - \epsilon(\omega) k_0^2 \quad \text{et} \quad \kappa = ik, \quad (5.11)$$

κ et κ_1 sont éventuellement complexes, leurs parties réelles sont positives.

Les vecteurs \mathbf{E}_1 et \mathbf{E}^+ sont liés par les conditions de continuité en $z = 0$ des composantes tangentielles de \mathbf{E} , normales de \mathbf{D} , tangentielles de \mathbf{H} . Les composantes tangentielles de \mathbf{E} sont portées par x et y :

$$\begin{cases} E_{1x}^- = E_x^+ \\ E_{1y}^- = E_y^+ \end{cases} \quad (5.12)$$

Les composantes normales de \mathbf{D} sont liées aux composantes du champ électromagnétique sur Oz :

$$D_z = \epsilon_1 E_{1z}^- = \epsilon E_z^+ \quad (5.13)$$

La composante tangentielle de \mathbf{H} , qui est continue, est liée à \mathbf{E} , puisque le milieu n'est pas magnétique, par l'intermédiaire de :

$$\text{rot} \mathbf{E} = - \frac{\partial(\mu_0 \mathbf{H})}{\partial t} = i\omega \mu_0 \mathbf{H} \quad (5.14)$$

soit, pour les composantes H_x et H_y :

$$\begin{cases} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = i\omega \mu_0 H_x \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = i\omega \mu_0 H_y \end{cases} \quad (5.15)$$

Compte tenu des formes (5.10) et (5.11) du champ dans chaque milieu, les équations (5.15) sont équivalentes à :

$$\begin{cases} \kappa_1 E_{1y}^- = -\kappa E_y^+ \\ \kappa_1 E_{1x}^- - ik_x E_{1z}^- = -\kappa E_x^+ - ik_x E_z^+ . \end{cases} \quad (5.16)$$

Les relations (5.12) et (5.15) concernant les composantes y ne sont compatibles que si $\kappa_1 = -\kappa$, ce qui est contraire aux hypothèses posées (κ et κ_1 positifs).

Les relations (5.12) et (5.13) sur les composantes x et z doivent être combinées avec (5.16), expressions de la relation (5.7), déduite de l'expression de $\text{div}\mathbf{D} = 0$, dans les deux milieux, soit :

$$\begin{cases} ik_x E_{1x}^- + \kappa_1 E_{1z}^- = 0 \\ ik_x E_x^+ - \kappa E_z^+ = 0 . \end{cases} \quad (5.17)$$

La compatibilité des équations relatives aux composantes x et z exige que

$$\frac{\varepsilon_1}{\kappa_1} + \frac{\varepsilon(\omega)}{\kappa} = 0 \quad (5.18)$$

alors que κ_1 et ε_1 (resp. κ et $\varepsilon(\omega)$) sont liés par les relations (5.10) et (5.11). Le mode correspondant sera *polarisé dans le plan d'incidence* (composantes x et z du champ, alors que la propagation est selon Ox).

5.2.3 Métal à constante diélectrique s'annulant pour la pulsation de plasma

On va s'intéresser maintenant au cas d'un métal, dont la constante diélectrique $\varepsilon(\omega)$ s'annule pour la pulsation de plasma ω_p du volume du conducteur. Dans le modèle de Drude, aux fréquences optiques, $\varepsilon(\omega)$ s'écrit :

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{i\sigma(\omega)}{\varepsilon_0\omega} = 1 + \frac{ine^2\tau}{m\varepsilon_0\omega(1-i\omega\tau)} \cong 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad (5.19)$$

en supposant que $\omega\tau \gg 1$ (fig. 5.2). On a introduit la conductivité électrique $\sigma(\omega)$, la concentration en porteurs n , la masse m de l'électron et sa charge e et enfin le temps de collision τ . Si $\omega < \omega_p$, $\varepsilon(\omega)$ est négatif, k est imaginaire pur et κ réel. Alors la relation (5.18) d'existence d'un mode propre localisé

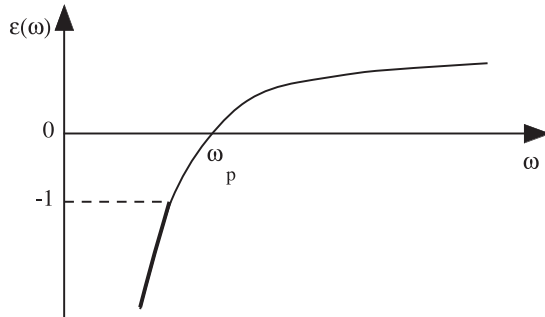


FIG. 5.2: Constante diélectrique du métal au voisinage de la pulsation de plasma.

au voisinage de l'interface avec de l'air, où $\varepsilon = 1$ peut être satisfaite, avec κ et κ_1 correspondant à des *atténuations* et non des *propagations*. Cette relation s'écrit encore

$$\varepsilon(\omega) = -\varepsilon_1 \frac{\kappa}{\kappa_1} . \quad (5.20)$$

Comme $\kappa = \sqrt{k_x^2 - \varepsilon(\omega)k_0^2}$ et $\kappa_1 = \sqrt{k_x^2 - \varepsilon_1 k_0^2}$, avec $\varepsilon(\omega)$ négatif, κ est supérieur à κ_1 et $\varepsilon(\omega)$ est inférieur à $-\varepsilon_1$.

5.2.4 Relation de dispersion du plasmon de surface

Il s'agit de transformer la relation (5.20) entre $\varepsilon(\omega)$ et κ en une relation entre k_x et ω , qui sera la *relation de dispersion* du mode : en élevant la relation (5.20) au carré, il vient

$$\left(\frac{\varepsilon(\omega)}{\varepsilon_1}\right)^2 = \left(\frac{\kappa}{\kappa_1}\right)^2 = \frac{k_x^2 - \varepsilon_1 k_0^2}{k_x^2 - \varepsilon k_0^2}, \quad (5.21)$$

d'où l'on déduit

$$k_x = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon(\omega)}{\varepsilon_1 + \varepsilon(\omega)}}. \quad (5.22)$$

Rappelons que $k_0 = \omega/c$ et que, dans le modèle de Drude, $\varepsilon(\omega) = 1 - \omega_p^2/\omega^2$. La relation de dispersion $\omega(k_x)$, correspondant à l'équation (5.22), est représentée sur la figure 5.3. Pour $\varepsilon(\omega) = -\varepsilon_1 = -1$, k_x

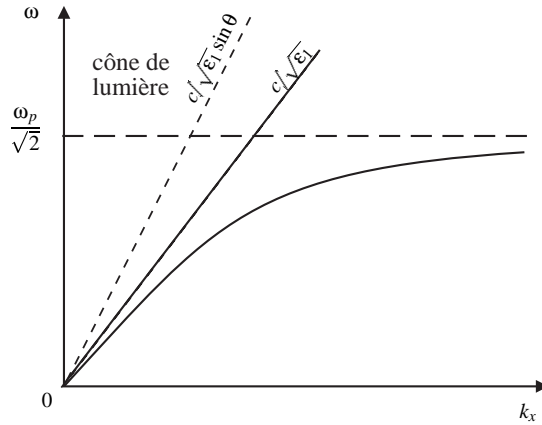


FIG. 5.3: Relation de dispersion du mode plasmon de surface.

est infini. Ceci se produit à $\omega = \omega_p \sqrt{\frac{1}{1 + \varepsilon_1}} = \frac{\omega_p}{\sqrt{2}}$ si le diélectrique est de l'air. On trouverait cette même condition si l'on faisait tendre la vitesse de la lumière vers l'infini, ce qui correspond au régime électrostatique.

À toute valeur de ε inférieure à $-\varepsilon_1$ correspond une valeur de ω inférieure à $\omega_p/\sqrt{2}$, et une valeur de k_x . Lorsque ε tend vers moins l'infini, ω tend vers 0 (en fait il est simplement petit devant ω_p); alors $k_x \cong k_0 \sqrt{\varepsilon_1}$ et la pente de la tangente à l'origine de la courbe de dispersion $\omega(k_x)$ est $c/\sqrt{\varepsilon_1}$, vitesse de la lumière dans le diélectrique. La courbe est toute entière sous cette tangente.

Dans le milieu 1, le vecteur d'onde d'une onde *propagative*, formant un angle θ avec la normale à l'interface, a une composante normale réelle. Cette onde est représentée sur la figure 5.3 par une droite de pente $c/\sqrt{\varepsilon_1} \sin \theta$, appartenant au « cône de lumière », compris entre la tangente à la courbe de dispersion et l'axe des ordonnées. Elle ne coupe donc pas la courbe de dispersion.

On verra néanmoins comment la partie à faible k_x de la courbe de dispersion peut être excitée optiquement (§ 5.3) (alors qu'il est possible d'exciter la partie à grand k_x grâce à des faisceaux d'électrons

qui traversent le métal en cédant une partie de leur énergie et de leur impulsion au mode plasmon de surface).

5.2.5 Propagation de l'énergie dans le mode plasmon de surface

La configuration des champs électrique et magnétique de l'onde est celle de la figure 5.4. Comme E_x^+

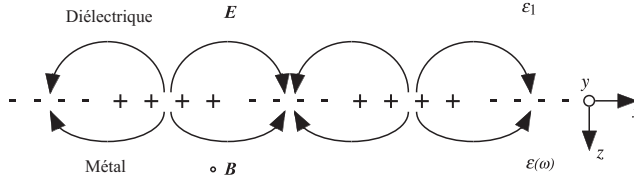


FIG. 5.4: Configuration des champs électrique et magnétique du mode plasmon de surface.

et E_z^+ sont liés par les relations (5.17), ces deux composantes sont en quadrature l'une par rapport à l'autre ; B_y est en quadrature par rapport à E_x car

$$i\omega B_y = -ik_x E_z + \frac{\partial E_x}{\partial z} = -\left(\kappa + \frac{k_x^2}{\kappa}\right) E_x \quad (5.23)$$

Le vecteur de Poynting s'écrit, en notation complexe,

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} \mathbf{E} \times \frac{\mathbf{B}^*}{\mu_0}. \quad (5.24)$$

Il est le long de la direction de propagation, Ox , est en phase avec E_z et s'atténue dans le métal comme $\exp(-2\kappa|z|)$.

5.2.6 Distances d'atténuation

La longueur d'onde du plasmon de surface est liée à k_x par :

$$\lambda_x = \frac{2\pi}{k_x} = \frac{2\pi}{k_0} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon(\omega)}{\varepsilon_1 \varepsilon(\omega)}}. \quad (5.25)$$

Remarquons que l'équation (5.21), qui a fourni la relation de dispersion (5.22), n'a pas supposé k_x réel. Effectivement si $\varepsilon(\omega) = \varepsilon' + i\varepsilon''$ est complexe, l'équation (5.22) fournira une composante du vecteur d'onde parallèle à l'interface, $k_x = k_x' + ik_x''$, complexe. Dans le cas d'un métal noble, pour lequel $|\varepsilon''| \ll |\varepsilon'|$, nous déduisons

$$k_x' = k_0 \left(\frac{\varepsilon'(\omega)\varepsilon_1}{\varepsilon'(\omega) + \varepsilon_1} \right)^{1/2}, \quad (5.26)$$

$$k_x'' = k_0 \left(\frac{\varepsilon'(\omega)\varepsilon_1}{\varepsilon'(\omega) + \varepsilon_1} \right)^{3/2} \frac{\varepsilon''(\omega)}{2(\varepsilon'(\omega))^2}. \quad (5.27)$$

Pour l'argent, un ordre de grandeur du « libre parcours moyen » dans le plan de l'interface ($2k_x''$)⁻¹ des plasmons de surface est de $22 \mu\text{m}$ à une longueur d'onde visible $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$ (alors $\varepsilon(\omega) = -9,7 + 3,6i$) [163], et $500 \mu\text{m}$ dans l'infrarouge à $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$.

On peut aussi considérer qu'à k_x réel fixé (cas d'une onde se propageant selon le plan de l'interface), pour $\varepsilon(\omega)$ complexe, on déduit de l'équation (5.26) à la fois une pulsation ω mais aussi une durée de vie de la résonance du mode plasmon de surface.

La distance d'atténuation perpendiculairement à l'interface ou « épaisseur de peau » des plasmons dans le métal, telle que l'amplitude de l'onde est multipliée par $1/e$, est donnée par :

$$\frac{1}{\kappa} = \frac{\lambda}{2\pi} \left(\frac{\varepsilon'(\omega) + \varepsilon_1}{\varepsilon'(\omega)^2} \right)^{1/2}, \quad (5.28)$$

alors que dans l'air elle vaut :

$$\frac{1}{\kappa_1} = \frac{\lambda}{2\pi} \left(\frac{\varepsilon'(\omega) + \varepsilon_1}{\varepsilon_1^2} \right). \quad (5.29)$$

Pour l'argent à $\lambda = 0,6 \mu m$, où $\varepsilon(\omega) = -16 + 0,6i$, ces distances sont de 24 nm dans le métal et de 390 nm dans l'air ; pour l'or, à la même longueur d'onde, ($\varepsilon(\omega) = -9,6 + 1,5i$) les distances sont de 31 nm dans le métal et 280 nm dans l'air. Ces épaisseurs de pénétration sont donc plus petites, de plusieurs ordres de grandeur, que les distances de propagation dans le plan de l'interface.

5.3 Excitation optique des plasmons de surface

Nous avons mis en évidence un mode propre de l'interface métal/air. Nous n'examinerons ici que le cas de son excitation par une onde électromagnétique de pulsation ω et de vecteur d'onde k . Si ω et k correspondent au mode propre de l'interface (c'est-à-dire si les courbes représentant la relation de dispersion de l'onde et celle du mode plasmon se coupent), nous obtiendrons une résonance, qui pourra être observée en réflexion ou en transmission.

5.3.1 Divergence des coefficients de Fresnel

On a appris dans les cours d'électromagnétisme que pour une polarisation s (champ électrique perpendiculaire au plan d'incidence) les coefficients de Fresnel en amplitude (fig. 5.1) ont pour expressions

$$r_s = \frac{E_1^-}{E_1^+} = \frac{k_1 - k}{k_1 + k}, \quad (5.30)$$

$$t_s = \frac{E^+}{E_1^+} = \frac{2k_1}{k_1 + k}. \quad (5.31)$$

Ce sont ici les composantes k et k_1 des vecteurs d'onde sur la normale Oz à l'interface qui interviennent. On a repris les notations introduites au § 5.2.

Pour une polarisation p (champ électrique dans le plan d'incidence) ces coefficients ont pour expressions

$$r_p = \frac{E_1^-}{E_1^+} = \frac{\frac{\varepsilon_1}{k_1} - \frac{\varepsilon}{k}}{\frac{\varepsilon_1}{k_1} + \frac{\varepsilon}{k}}, \quad (5.32)$$

$$t_p = \frac{E^+}{E_1^+} = \frac{2 \frac{\varepsilon_1}{k_1}}{\frac{\varepsilon_1}{k_1} + \frac{\varepsilon}{k}}. \quad (5.33)$$

Pour la polarisation s les expressions (5.30) et (5.31) ne divergent pour aucune fréquence. En revanche, pour la polarisation p , la condition qui annule les dénominateurs de (5.32) et (5.33), $(\epsilon_1/k_1 + \epsilon/k) = 0$, soit aussi $(\epsilon_1/\kappa_1 + \epsilon/\kappa) = 0$, est précisément celle qui définit le mode propre du plasmon de surface (éq. 5.20). On a vu qu'elle nécessite que les composantes normales k_1 et k des vecteurs d'onde soient imaginaires, c'est-à-dire que l'on soit capable d'exciter ce système à l'aide d'ondes évanescentes. Les configurations expérimentales particulières requises vont être décrites ci-dessous.

Remarquons toutefois que, pour $\epsilon(\omega)$ complexe, soit $\epsilon(\omega) = \epsilon'(\omega) + i\epsilon''(\omega)$, les coefficients de Fresnel ne divergent pas mais passent par une résonance quand la partie réelle du dénominateur est nulle, soit $(\epsilon_1/\kappa_1 + \epsilon'(\omega)/k) = 0$. Alors r_p et t_p sont de l'ordre de $4i\epsilon'/\epsilon''$. L'effet d'exaltation à la résonance plasmon est plus important dans les métaux nobles pour lesquels, aux fréquences infrarouges ou visibles, $|\epsilon'/\epsilon''| \gg 1$.

5.3.2 Milieux d'épaisseur finie, couplage par onde évanescente

Si une onde électromagnétique incidente interagit avec le mode plasmon, la droite qui représente sa relation de dispersion dans le milieu de constante diélectrique ϵ_1 coupe la courbe de dispersion des plasmons de surface (formule 5.22 et fig. 5.3).

Or une onde propagative dans l'air, de constante diélectrique égale à 1, a pour relation de dispersion :

$$\omega = c\sqrt{k_x^2 + k_z^2}. \quad (5.34)$$

À ω fixé, k_x est plus grand sur la courbe de dispersion du plasmon que pour une onde propagative, puisque la tangente à l'origine de la courbe du plasmon a ici pour pente c (fig. 5.5). Pour qu'une onde soit représentée par une droite coupant cette courbe, il faudrait que k_z soit imaginaire, ce qui signifie que l'onde sera évanescente.

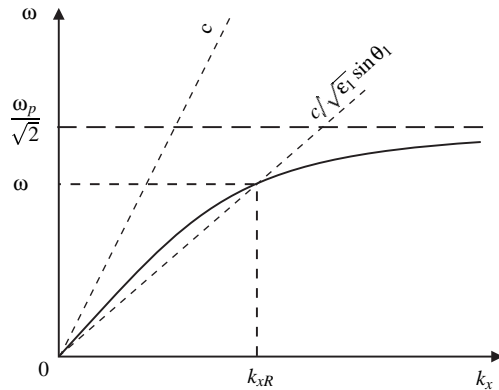


FIG. 5.5: Couplage du plasmon par une onde évanescente dans l'air, excité en condition de réflexion totale à l'aide d'un prisme d'indice $\epsilon_1 > 1$.

Ceci ne peut se réaliser avec une simple interface air-métal, mais est possible dans les configurations ATR (Attenuated Total Reflection). Dans ce cas l'autre face du métal est en contact avec un prisme d'indice $\epsilon_1 > 1$, produisant, pour une incidence θ_1 dans le verre, un vecteur d'onde parallèle aux interfaces $k_x = \sqrt{\epsilon_1}k_0 \sin \theta_1$ (fig. 5.6). On veut que $k_x > k_0$, il faut donc que $\sqrt{\epsilon_1} \sin \theta_1 > 1$, c'est-à-dire que θ_1 , angle d'incidence dans le milieu 1 sur l'interface parallèle au plan xOy , excède l'angle limite de la réflexion totale verre-air θ_c tel que $\sqrt{\epsilon_1} \sin \theta_c = 1$. L'onde sera bien évanescente dans l'air. Pour ω fixé, il existera un seul angle θ_R , correspondant à k_{xR} sur la courbe de dispersion du plasmon.

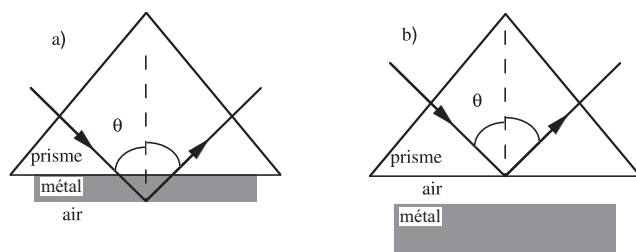


FIG. 5.6: Excitation de plasmons de surface en réflexion totale atténuée : configurations a) de Kretschmann, b) d'Otto.

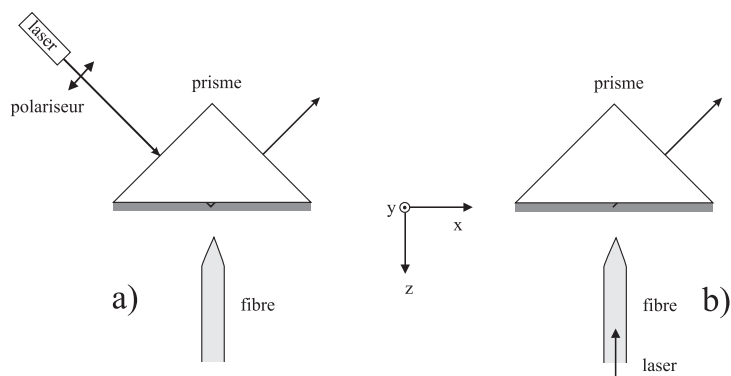


FIG. 5.7: a) Observation, b) excitation des plasmons en champ proche.

Deux configurations sont possibles :

i) on excite une couche de métal à travers le prisme en verre sur lequel il est déposé, l'air étant de l'autre côté du métal (fig. 5.6 a). C'est la configuration de Kretschmann. L'incidence du côté verre se fait donc à un angle plus grand que l'angle limite ; l'angle θ_R correspondant à la résonance est tel que :

$$k_x = \sqrt{\epsilon_1} \sin \theta_R k_0 = \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon'(\omega)}{\epsilon_1 + \epsilon'(\omega)}} k_0 ; \quad (5.35)$$

ii) le verre est séparé du métal par une couche d'air d'épaisseur de l'ordre de la longueur d'onde (fig. 5.6 b), selon la configuration d'Otto.

Lorsqu'on voudra observer les plasmons de surface en bénéficiant des techniques de champ proche, on s'inspirera de ces deux situations (fig. 5.7) : dans la configuration de Kretschmann, on éclaire à travers un prisme en champ lointain, et on recueille le signal dans l'air grâce à une fibre optique amincie. Dans la configuration d'Otto, c'est la pointe qui apporte une excitation en champ proche, alors qu'on observe en champ lointain.

5.3.3 Couplage par un réseau

Pour une valeur de k_x permettant la propagation d'une onde dans le diélectrique 1, il ne peut y avoir de couplage avec les plasmons de surface car k_x est trop petit pour permettre l'interaction avec les plasmons de surface. Une manière d'augmenter k_x est d'utiliser la diffraction par un réseau. Dans l'air et pour un réseau de diffraction de pas a éclairé sous l'angle d'incidence θ , les vecteurs d'onde diffractés valent :

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sin \theta_0 \pm p \frac{2\pi}{a}, \quad (5.36)$$

où p est un entier. Plus généralement toute perturbation ou rugosité qui modifie le vecteur d'onde par rapport à la situation d'une interface plane va permettre soit d'exciter le plasmon de surface à partir d'une onde propagative, soit de faire passer du mode plasmon non propagatif au mode diffusé propagatif en entrant dans le « cône de lumière » (fig. 5.8). En particulier on pourra observer les plasmons par diffusion sur des rugosités.

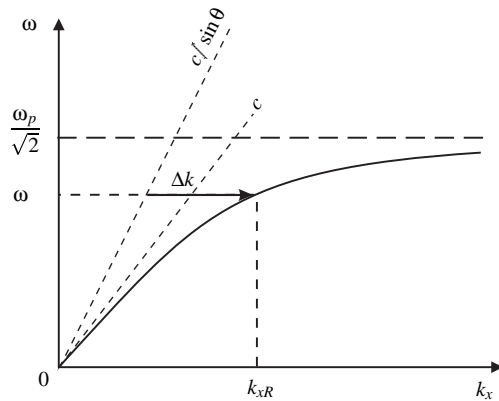


FIG. 5.8: Couplage au mode plasmons de surface par un réseau, introduisant un accroissement du vecteur d'onde $\Delta k = 2p\pi/a$.

5.3.4 Variation du champ dans l'épaisseur d'une couche mince métallique hors résonance et à la résonance

Le système est éclairé par l'intermédiaire du prisme, une partie de l'onde est directement réfléchie à l'interface verre-métal, le reste de l'onde réfléchie provient de contributions ayant traversé le métal et s'étant réfléchies au moins une fois à l'interface métal-air (fig. 5.9). Hors résonance, l'amplitude du champ décroît du verre vers l'air (fig. 5.10). Au contraire, à la résonance, le champ dans le métal est exalté et décroît à partir de l'interface où est localisé le mode plasmon et où le coefficient de réflexion est maximum. Les deux contributions de l'onde émergeant du côté verre sont en opposition de phase, d'où une intensité réfléchie plus faible. Pour une épaisseur particulière, l'atténuation liée à la propagation dans le métal et l'amplification par le plasmon se combinent de telle sorte que les deux contributions se compensent exactement, et l'intensité réfléchie est nulle.

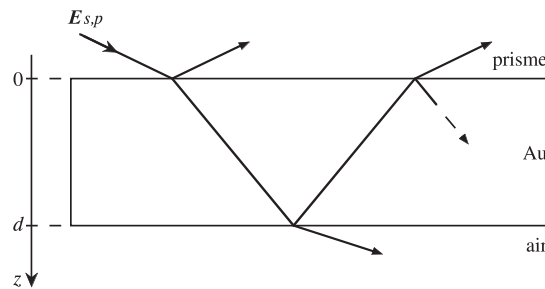


FIG. 5.9: Couche mince d'or éclairée à travers un prisme par une onde évanescente.

5.4 Résonance plasmon d'une sphère métallique plongée dans un diélectrique

On a vu comment exciter optiquement la résonance plasmon à l'interface plane entre un métal et un diélectrique. Il est également possible d'exciter la résonance plasmon dans de petites particules métalliques, placées dans une matrice diélectrique de constante diélectrique ϵ_1 . La condition de résonance s'obtient alors en écrivant que le dipôle volumique induit devient infini ; elle dépend de la forme des particules.

Pour des particules sphériques de rayon très petit devant la longueur d'onde de la lumière, placées dans un champ extérieur \mathbf{E}_0 , le dipôle volumique induit a pour expression, dans le modèle de Lorentz-Lorenz, [163] :

$$\mathbf{P}(\omega) = \frac{\epsilon(\omega) - \epsilon_1}{\epsilon(\omega) + 2\epsilon_1} \epsilon_0 \mathbf{E}_0(\omega) . \quad (5.37)$$

En régime de type électrostatique, non propagatif, on obtiendra la résonance lorsque $\epsilon(\omega) = -2\epsilon_1$.

5.5 Quelques expériences de mise en évidence

Le thème des plasmons de surface, dont nous venons de poser les bases, a fait l'objet d'une abondante littérature. Nous ne citerons ici que quelques articles pionniers ou typiques. Pour ce qui est des expériences, citons les premières observations directes par microscopie tunnel électronique [164], ou microscopie optique en champ proche, du plasmon [24], et de sa propagation [165], son excitation en champ proche [25, 166], l'effet d'augmentation du champ électrique à la résonance plasmon [167], les expériences d'optique de surface avec des plasmons [26], l'observation de la localisation associée au plasmon dans des films aléatoires métal-diélectrique [33], ou même une animation montrant la diffraction des plasmons [168]. L'analyse théorique des plasmons a été effectuée par de nombreux auteurs, par analyse de modes propres [169, 170], fonction de Green [153] et dipôles couplés [171], ou pour ce qui concerne leur excitation et leur détection en champ proche [109].

Nous décrivons maintenant plus en détail cinq expériences à titre d'exemples.

L'expérience la plus simple de *mise en évidence du mode plasmon de surface* consiste à éclairer à travers un prisme la couche mince d'un métal noble, à faire varier l'angle d'incidence θ et à mesurer l'intensité réfléchi. Pour une valeur de θ , de l'ordre de 45° pour de l'argent, supérieure à l'angle limite, et une lumière incidente polarisée p , l'intensité réfléchi passe par un minimum, alors qu'on n'observe aucun effet particulier pour une polarisation s de la lumière [163].

Une des premières observations directes de *l'onde électromagnétique associée aux plasmons de surface* a été réalisée dans la configuration de Kretschmann, en microscopie optique en champ proche (Scanning Near-Field Optical Microscopy). Les plasmons sont excités à la surface de billes métallisées, de diamètre 90 nm , servant d'antennes à plasmons [166]. La lumière diffusée est collectée en champ lointain par une

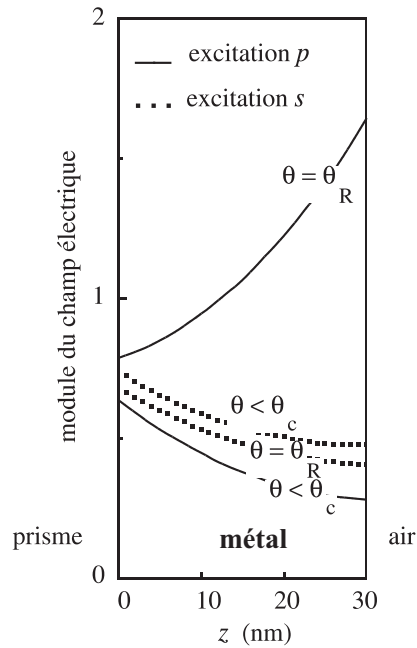


FIG. 5.10: Variation du champ électrique dans l'épaisseur d'une couche d'or de 30 nm d'épaisseur, selon la polarisation de la lumière d'excitation. L'angle θ_c est l'angle limite de la réflexion totale, θ_R correspond à la résonance plasmon.

lentille en verre, celle de polarisation p , à la différence de la contribution s , fait apparaître, pour un angle d'incidence particulier, le pic plasmon. Des images ont été obtenues.

N. Kroo & al. [164] ont utilisé la pointe métallique d'un microscope tunnel électronique pour déterminer la longueur de décroissance ($9,0 \mu\text{m}$) de *plasmons de surface* à l'interface entre le vide et un film d'argent, excité en géométrie de réflexion totale à travers un prisme en quartz par un laser $He - Ne$. Le mécanisme de détection serait principalement de nature thermique, la décroissance des plasmons se faisant par excitation d'électrons ou émission de photons, processus qui produisent tous deux un échauffement. Ceci modifie la distance pointe-échantillon, et par là le courant tunnel.

Le pic de propagation de *plasmons de surface* a été directement observé par microscopie tunnel optique par P. Dawson & al. [165]: les images en champ proche montrent l'étalement dissymétrique du pic (de l'ordre de $20 \mu\text{m}$) dû à l'onde évanescente lorsqu'une couche d'argent est introduite et le plasmon excité.

Les expériences de magnéto-optique sont sensibles à la valeur du champ électromagnétique à l'endroit de la couche magnétique. Dans un sandwich $Au/Co/Au$, ($25 \text{ nm}/1 \text{ nm}/4 \text{ nm}$) on a observé sur le signal magnéto-optique l'effet d'*exaltation du champ électrique* dans l'épaisseur de la couche métallique au passage à la *résonance plasmon* à une pulsation d'excitation donnée [167]. Cette exaltation a été mesurée en réflexion en champ lointain, ou en transmission en champ proche. En faisant varier la pulsation de la lumière, du visible à l'infrarouge et en ajustant son angle d'incidence on a pu décrire la courbe de dispersion du plasmon dans l'argent (cf. fig. 5.3).

Chapitre 6

La résolution en champ proche

Sommaire

6.1	Introduction	101
6.2	La résolution en microscopie classique	101
6.2.1	Critères de résolution	102
6.2.2	Réponse impulsionnelle, fonction de transfert	102
6.2.3	Superrésolution « classique »	104
6.3	Le champ proche optique, pourquoi?	105
6.4	Qualité des images	106
6.4.1	Qu'est-ce qu'une image champ proche optique?	106
6.4.2	Résolution sur une portion de ligne	110
6.5	Conclusion	113

6.1 Introduction

La résolution est un sujet sensible pour toutes les microscopies à sonde locale et en particulier en microscopie en champ proche optique. Une approche adaptée de l'étude de la résolution doit être introduite en tenant compte de toutes les spécificités des dispositifs en champ proche. Dans un premier temps, les notions générales de limite de résolution en microscopie classique vont être introduites et on pourra noter qu'elles sont peu adaptées aux microscopies optiques à sonde locale. Ensuite, quelques solutions seront proposées pour définir la résolution de manière objective.

6.2 La résolution en microscopie classique

Des définitions de la résolution peuvent être trouvées dans nombre d'ouvrages « grand public » (dictionnaires, encyclopédies, livres d'enseignement). De nombreuses études précisent les méthodes et la notion de résolution en microscopie classique, le problème ayant été posé et partiellement résolu au XIX^{ème} siècle (Abbe (1873), Rayleigh (1896)). La notion de résolution est toujours attachée à un appareil donné. On parle par abus de langage de résolution dans une image mais en pensant toujours aux limites de l'appareil qui a permis de l'obtenir. On trouve trois grands types de définition :

- le plus petit intervalle entre deux éléments séparés par l'instrument,
- la plus petite taille d'un détail de l'objet observé par un instrument,
- la plus petite période d'un réseau observable avec une visibilité suffisante par l'instrument.

Toutes ces définitions montrent déjà la relativité de la notion de résolution. En effet, à quelle condition considère-t-on que deux objets sont séparés dans une image ? Quand considère-t-on qu'un objet n'est plus visible (on sait que lorsqu'on s'approche de la limite de résolution, l'image est déformée) ? Quelle est la visibilité minimale, tolérable, d'un réseau ? Pour répondre à toutes ces questions, il faut instaurer un **critère**, intrinsèquement subjectif et relatif ou encore arbitraire.

6.2.1 Critères de résolution

Pour un microscope classique, un critère de résolution communément admis est celui de Rayleigh [10], [172, p.85–92]. Le critère de Rayleigh, permet de calculer la distance transversale minimale Δx entre deux points, dont l'objectif donne des images distinctes (limite de séparation) :

$$\Delta x = \frac{0,611\lambda_0}{O_n}, \quad (6.1)$$

où λ_0 est la longueur d'onde de la source utilisée. L'ouverture numérique O_n caractérise le demi-angle maximal α sous lequel l'objet immergé dans un milieu d'indice n peut être observé par l'objectif :

$$O_n = n \sin \alpha. \quad (6.2)$$

Ce critère fait intervenir le calcul de la diffraction par une pupille circulaire : à un point objet correspond une tache de diffraction image formée d'un lobe central et d'anneaux concentriques. Bien évidemment, deux taches lumineuses images de deux points proches se recouvrent en général partiellement. Le critère de Rayleigh stipule que deux points objets sont séparés par l'instrument si le maximum du lobe central image d'un point lumineux correspond au premier minimum de la tache associée au point objet voisin. D'autres critères peuvent être utilisés. Le critère de Rayleigh est assez favorable, ceux de Schuster ou Houston définis au début du XXème siècle, conduisent à des limites de résolution bien différentes. Le critère de Schuster stipule que deux points source sont résolus s'il n'y a aucun recouvrement des lobes centraux. La limite de résolution est alors le double de celle donnée par le critère de Rayleigh (voir fig. 6.1). Dans l'étude

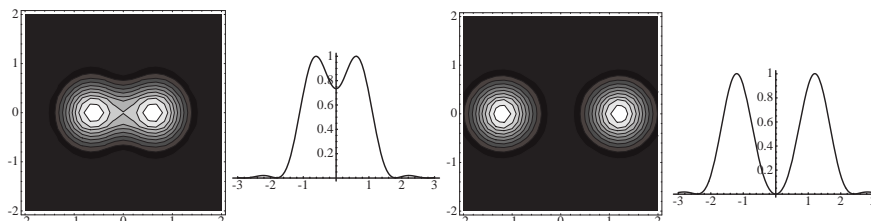


FIG. 6.1: Deux taches images séparées par le critère de Rayleigh (à gauche) et de Shuster (à droite) en incohérent. Les graduations sont en unités normalisées.

précédente, les points objets sont supposés incohérents. La résolution correspondant au critère de Rayleigh cohérent est moins bonne qu'en éclairage incohérent [173]. J. Goodman [174, p. 117] montre que, déjà en microscopie classique, il est impossible de choisir de manière générale entre un éclairage incohérent ou cohérent, pour obtenir une meilleure résolution : le meilleur résultat dépend fortement de la structure fine de l'objet et notamment de sa distribution de phase. Ceci est encore vrai en microscopie à champ proche optique. M. Born et E. Wolf [10, p. 524] indiquent que la résolution obtenue par un microscope muni d'un condenseur bien choisi est un peu améliorée (facteur 0,58 au lieu de 0,61 pour le critère de Rayleigh).

Définir le pouvoir de résolution des appareils, pour en comparer les performances, nécessite donc d'adopter une convention commune : le critère de résolution. Les divers critères de résolution évoqués ne tiennent pas compte du rapport signal sur bruit. Ils ne tiennent compte que de l'ouverture numérique et de la longueur d'onde incidente. Il faut noter que l'image d'un point lumineux est une tache et le fait que l'image ne ressemble pas à l'objet lorsque l'objet est petit (mais de taille supérieure à la limite de résolution) n'est pas étonnante, même en microscopie classique.

6.2.2 Réponse impulsionnelle, fonction de transfert

Born et Wolf [10] nous montrent qu'il convient d'être prudent pour définir la limite de résolution d'un microscope. En effet, deux point objets rapprochés ont entre eux un certain degré de cohérence. Les propriétés de cohérence influent sur la limite de résolution calculée. Nous ne considérerons que les cas

extrêmes de cohérence parfaite et d'incohérence parfaite pour simplifier l'analyse qui suit. Un microscope classique peut être étudié théoriquement à l'aide de l'optique de Fourier (J. Goodman, [174]). L'application au champ proche qui suivra nous oblige à en rappeler rapidement les fondements.

Les fonctions de transfert sont caractéristiques des systèmes linéaires et invariants par translation. Elles ont un champ d'application étendu, et sont notamment connues en électronique et en optique. On comprend aisément ce que signifie « linéaire » : la grandeur de sortie est reliée par une relation linéaire à la grandeur d'entrée. En optique, par exemple dans le cas **cohérent**, la grandeur d'entrée sera un champ électromagnétique \mathbf{E}_o émis par un objet, la grandeur de sortie sera le champ électromagnétique \mathbf{E}_i dans le plan image du système imageur. $\boldsymbol{\rho}_o = (x_o, y_o)$ étant un point objet, $\boldsymbol{\rho}_i = (x_i, y_i)$ un point image, l'invariance par translation peut être définie par une réponse impulsionnelle du système vérifiant :

$$h(\boldsymbol{\rho}_i; \boldsymbol{\rho}_o) = h(\boldsymbol{\rho}_i - \boldsymbol{\rho}_o). \quad (6.3)$$

Ceci implique qu'un point lumineux déplacé dans le plan objet produira un déplacement proportionnel de la tache image associée. De plus, la réponse du système est identique quelle que soit la position du point objet. La réponse impulsionnelle du système permet d'écrire le champ dans le plan image sous la forme ¹ :

$$\mathbf{E}_i(\boldsymbol{\rho}_i) = \iint_{-\infty}^{+\infty} PSF(\boldsymbol{\rho}_i - \boldsymbol{\rho}_o) \mathbf{E}_o(\boldsymbol{\rho}_o) d\boldsymbol{\rho}_o = \iint_{-\infty}^{+\infty} h(\boldsymbol{\rho}_i; \boldsymbol{\rho}_o) \mathbf{E}_o(\boldsymbol{\rho}_o) d\boldsymbol{\rho}_o. \quad (6.4)$$

Cette expression constitue une convolution. Sa transformée de Fourier est donc un produit, dépendant de \mathbf{q} le vecteur constitué des deux variables réciproques de (x, y) . Ces variables sont les fréquences spatiales suivant x et y et elles correspondent aussi, en optique, aux coordonnées des vecteurs d'ondes (u, v) diffractés dans le plan de la pupille. En prenant la transformée de Fourier de l'équation (6.4), on obtient :

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{q}) = MTF(\mathbf{q}) \cdot \mathbf{E}_o(\mathbf{q}). \quad (6.5)$$

$MTF(\mathbf{q})$ est la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle, c'est la fonction de transfert du système :

$$MTF(\mathbf{q}) = \iint_{-\infty}^{+\infty} PSF(\boldsymbol{\rho}) \exp(-i\boldsymbol{\rho} \cdot \mathbf{q}) d\boldsymbol{\rho}. \quad (6.6)$$

L'avantage de ce formalisme réside dans la définition d'une fonction d'appareil, indépendamment de l'objet observé. Il permet de définir la caractéristique d'un appareil sans tenir compte du bruit, ni des caractéristiques de la source, ni de celles du détecteur. La résolution qu'il permet de définir est théorique ou « mathématique ». En 1961, V. Ronchi [175] posait le problème de la résolution « réelle » différente de la résolution « mathématique ». Cette distinction est encore plus cruciale en microscopie à champ proche optique où le rapport signal sur bruit est en général très faible.

Comme tout système imageur, un microscope est limité par la diffraction. Les effets de la diffraction par les pupilles d'entrée gouvernent le calcul de la fonction h [176]. Pour simplifier les calculs, des approximations sont nécessaires. L'hypothèse est celle de Kirchhoff et les approximations sont celles de Fresnel et de Fraunhofer.

L'hypothèse de Kirchhoff [10, 8.3.2 p. 379] consiste à considérer que l'onde lumineuse est peu modifiée par la pupille, excepté au voisinage immédiat de ses bords. Ainsi le champ au niveau de la pupille est celui qui existerait au même endroit, si elle n'était pas présente².

Concernant les approximations de Fresnel et de Fraunhofer [10], retenons seulement les hypothèses de base de ces approximations :

- la distance de la pupille au plan image est grande devant la taille de la pupille et devant la taille de la zone considérée dans le plan image,
- approximation de Fresnel : l'approximation précédente permet un développement limité au premier ordre et h peut être mise sous la forme de la transformée de Fourier du produit de la distribution du champ $\mathbf{E}_o(\boldsymbol{\rho}_o)$ au niveau de la pupille, par une fonction de phase,

1. PSF = Point Spread Function ou réponse impulsionnelle du système.

2. Cette hypothèse est intenable en champ proche, les « pupilles » sont de taille très inférieures à la longueur d'onde, le champ varie très rapidement sur quelques nanomètres. Des effets de confinement de l'énergie lumineuse sont observés sur de telles dimensions.

- approximation de Fraunhofer : si la distance pupille-écran est encore plus grande, cette fonction de phase est quasiment constante et égale à l'unité sur la pupille. La distribution de champ sur l'écran est obtenue par transformée de Fourier de la distribution de champ au niveau de la pupille.

On peut définir à partir de l'approximation de Fresnel, une fonction de transfert du système. Cette fonction de transfert peut tenir compte de la présence d'aberrations. Dans ce dernier cas, la résolution est dégradée. Si l'on tient compte des propriétés de cohérence, plusieurs résultats concernant la fonction de transfert peuvent être obtenus. Comme précédemment, les détails pourront être trouvés dans la référence [174] et une illustration simple des notions de cohérence est faite dans la référence [176]. Les principaux résultats sont résumés ici. Les champs électromagnétiques émis par deux points source voisins peuvent avoir une relation de phase entre eux. On ne distinguera que les deux cas extrêmes de cohérence parfaite et d'incohérence.

- Éclairage cohérent : les réponses impulsionnelles dans le plan image sont statistiquement dépendantes. Les amplitudes des champs sont reliées par une transformation linéaire,
- Éclairage incohérent : les réponses impulsionnelles dans le plan image sont statistiquement indépendantes. Les intensités sont reliées par une transformation linéaire. *La réponse impulsionnelle est proportionnelle au carré du module de la réponse impulsionnelle obtenue avec un éclairage cohérent.*

L'éclairage partiellement cohérent est défini et étudié dans la référence [10]. Si la région de cohérence (où les points lumineux ont une relation de phase donnée entre eux) est de l'ordre de la taille de la réponse impulsionnelle, l'éclairage est considéré comme partiellement cohérent.

En champ proche optique, par nature, les points balayés sont distants de quelques nanomètres. L'éclairage utilisé peut-être de la lumière blanche [177], une émission Raman [178], ou plus souvent un éclairage laser. La zone de cohérence spatiale est souvent plus grande que la zone balayée en champ proche [178], sa taille est de l'ordre de la longueur d'onde compte-tenu du critère de Rayleigh, dans l'hypothèse où la source est assez loin de l'objet³. Diminuer la cohérence peut permettre d'éviter les effets de speckle [179] et surtout les interférences, qui provoquent des raies parasites dans les images [177]. Le problème de la cohérence est donc important en champ proche, dans le sens où elle peut induire un bruit (ou signal non désiré, inutile) supplémentaire dans l'image.

6.2.3 Superrésolution « classique »

J. Goodman [174, p. 122] démontre que pour *certaines objets*, une résolution au-delà des limites classiques de la diffraction peut être atteinte. Pour des objets spatialement limités, il est en principe possible de les résoudre avec une précision infinie. Il donne les raisons mathématiques de cette superrésolution pour un champ objet « cubique ». Cette méthode consiste à suréchantillonner le signal. Le critère de *Shannon-Wittaker* stipule que la résolution spatiale maximale est toujours le double du pas d'échantillonnage de l'objet $\Delta x = 2p$. Multiplier par m le nombre de points décrivant un même objet, multiplie par m le nombre de points de l'image. Le pas d'échantillonnage est divisé par m , donc la résolution limite est divisée par m . La relation d'incertitude stipule que le produit du pas d'échantillonnage par la fréquence spatiale limite est une constante. La fréquence spatiale limite est multipliée par m . Le spectre du signal est obtenu par une transformée de Fourier rapide ($FFT = \text{Fast Fourier Transform}$) du signal. Cette méthode est cependant très sensible au bruit et pourra difficilement être utilisée dans les images champ proche, au faible rapport signal sur bruit.

Pour augmenter la résolution d'un microscope classique, il est possible de placer un écran dont l'absorption varie judicieusement d'une zone à l'autre. Cette méthode s'appelle l'apodisation. Elle permet de réduire la largeur mais aussi l'intensité du pic central de la réponse impulsionnelle. L'intensité dans les lobes de la réponse impulsionnelle est cependant augmentée. Un écran opaque placé sur l'axe du microscope permet ainsi d'augmenter la part des hautes fréquences spatiales de l'objet dans l'image. Cependant, l'image n'est plus conforme à l'objet et comme en champ proche, l'interprétation des images est difficile. Des méthodes utilisant la théorie de l'information, l'entropie, la théorie de la décision ont été développées

3. Ce qui est le cas dans la plupart des dispositifs expérimentaux champ proche, sauf peut-être lorsque la sonde sert aussi de source ou dans l'étude de la fluorescence.

plus récemment pour tenter de répondre au mieux aux questions liées à la résolution. Ces études spécifiques ne seront pas détaillées ici, car elles n'ont pas été utilisées en champ proche même si la Transformée de Karhunen-Loève a été ponctuellement appliquée [180]. L'article [181] présente une méthode numérique pour augmenter la résolution latérale *a posteriori* dans les images. Les images présentées révèlent la séparation de deux objets par méthode numérique (déconvolution) et énonce qu'un dispositif champ lointain optimisé peut imager des objets de taille latérale $\lambda/5$, voire $\lambda/13$. Les limitations de cette méthode seraient le rapport signal sur bruit et le fait que l'objet est suffisamment petit pour représenter la réponse impulsionnelle du système : objets petits et bien séparés. Bien évidemment cette réponse impulsionnelle est fortement liée à la structure de l'objet et à la zone observée. Plus l'objet est large, moins la méthode fonctionne. En réalité, aucune loi physique de la diffraction n'est violée. La connaissance *a priori* de l'objet et ses particularités permettent d'obtenir dans ce cas particulier, une excellente résolution. Nous cherchons, en champ proche optique, à généraliser à tout objet, une méthode d'observation super-résolue. Donnons maintenant quelques généralités concernant le champ proche afin d'introduire les problèmes spécifiques liés à la résolution de ce type d'appareil.

6.3 Le champ proche optique, pourquoi ?

Une excellente introduction à la microscopie champ proche optique est disponible dans une encyclopédie de renom (Encyclopædia Universalis). On ne résumera ici que les points concernant la résolution.

- la microscopie optique de champ proche permet d'atteindre des résolutions latérales meilleures (quelques nanomètres) que celles des microscopes classiques, par la détection d'ondes évanescentes ;
- l'interprétation des images nécessite la résolution des équations de Maxwell dans une géométrie connue.

Le but des microscopies optiques en champ proche est donc d'obtenir de meilleures résolutions latérales⁴ que les microscopes classiques. Notons tout de même que pour être performantes, ces microscopies doivent permettre d'obtenir une résolution latérale meilleure que les dispositifs confocaux [181, 182], moins difficiles à mettre en œuvre. Pour poser le problème de la résolution en champ proche, il est nécessaire de connaître les principes de base des microscopies en champ proche optique (voir chapitres 1,2,3).

Lorsqu'un objet est éclairé par une onde électromagnétique, deux types de champs sont diffractés. Le premier, le champ homogène se propage à grande distance et a une origine liée aux larges détails de l'objet (basses fréquences spatiales), c'est le champ lointain. Le second, reste confiné au voisinage de l'objet⁵ et a une origine liée aux petits détails de l'objet (hautes fréquences spatiales). Le champ électromagnétique diffracté par un objet contient toujours des ondes évanescentes et des ondes homogènes [183].

Pour simplifier, la distinction ondes évanescentes/ondes homogènes en terme de haute résolution/basse résolution, ou hautes fréquences spatiales/basses fréquences spatiales sera utilisée dans ce chapitre.

En première approximation [6], la décroissance des hautes harmoniques à la distance z de l'objet (de taille latérale Δx , associée à la fréquence spatiale $w \approx i2\pi/\Delta x$), est gouvernée par :

$$\exp(iwz) \approx \exp\left(-\frac{2\pi}{\Delta x}z\right). \quad (6.7)$$

On peut définir alors une résolution typique en fonction de la distance à l'objet z :

$$\boxed{\Delta x \approx 2\pi z}. \quad (6.8)$$

L'idée de l'optique de champ proche, réalisée grâce aux moyens techniques modernes (piézo, amplificateurs, etc.), consiste à détecter les hautes fréquences spatiales du champ. Quel que soit le dispositif, il comprend l'objet et un petit élément diffractif (la pointe) placés à quelques nanomètres l'un de l'autre. L'interaction électromagnétique entre ces deux éléments matériels provoque une possible conversion des

4. Résolution latérale : dans un plan parallèle au plan moyen de l'objet.

5. Le champ proche est constitué d'un mélange d'ondes homogènes et d'ondes évanescentes ; l'amplitude de ces dernières décroît rapidement avec la distance à l'objet.

ondes évanescentes en ondes homogènes et permet donc leur détection. Des informations complémentaires peuvent être trouvées dans les références de base [4–6]. Quelques idées fondamentales doivent être retenues.

- Plus la pointe sera de petite dimension, mieux elle permettra une résolution des fréquences spatiales élevées. Par contre, hors condition de résonance, l’efficacité de diffusion d’une petite sonde serait tellement faible qu’elle serait difficilement détectable dans la lumière ambiante diffusée. La résolution dépend évidemment des caractéristiques de la sonde.
- Plus la sonde est proche de l’objet, plus elle interagira avec des ondes très évanescentes, reliées à des détails fins ou des hautes fréquences spatiales.
- La sonde et l’objet doivent être déplacés l’un relativement à l’autre (balayage : scanning) pour former une image [184]. Le cas d’une étude spectroscopique locale⁶ nécessite aussi un balayage après le relevé d’un spectre pour étudier une zone donnée de l’objet.

Notons que les approximations de Fresnel et de Fraunhofer ne peuvent être utilisées dans le cas du champ proche (la lumière est détectée à faible distance). De même l’hypothèse de Kirchhoff n’est pas valable, les objets et la pointe étant de dimension nanométrique. Dans certains cas, pourtant, il est possible de définir une fonction de transfert, pour un mode d’éclairage et une sonde donnés.

6.4 Qualité des images en champ proche optique et résolution

En microscopie classique, la résolution a été définie à partir de deux points sources objets. Résumons les résultats principaux. Avec des approximations, notamment liées à la distance de l’objet à la pupille d’entrée (approximation de Fresnel), une fonction de transfert linéaire a pu être trouvée. Cette fonction de transfert permet de simplifier la détermination de la résolution limite à l’aide d’un critère. Notons que la fonction de transfert « mathématique » ne dépend pas de l’objet, elle ne dépend que de l’appareil imageur, sans tenir compte du rapport signal/bruit, ce qui est déjà sujet de controverse en microscopie classique. Dans cette section, une discussion sur la nature des images champ proche introduira quelques méthodes de caractérisation qui permettront de discuter l’existence d’une fonction de transfert en microscopie en champ proche optique (voir également au chapitre 2).

6.4.1 Qu’est-ce qu’une image champ proche optique ?

Le problème de la formation des images, prenant en compte le rôle de la pointe et son couplage avec l’objet, a été étudié au chapitre 2. Par souci de simplification, nous ferons l’hypothèse d’une sonde passive, qui détecterait le module carré du champ à son extrémité, égal à celui qui existerait en l’absence de sonde⁷. Cette hypothèse de sonde passive permet de limiter le rôle de la sonde détectrice à une conversion évanescent-homogène. *Dans les cas où la sonde peut être considérée comme passive, il est plus aisé de définir un objet adapté à la mesure de la résolution.* En effet, dans le cas de la sonde détectrice, elle se comporte alors comme un dipôle, excité par les ondes évanescentes diffractées par l’objet et qui rayonne l’information associée à ces hautes fréquences spatiales, qui seraient atténuées à faible distance de l’objet. Plus la distance sonde (passive)-échantillon est faible [4, 6, 173], meilleure est la résolution. En réalité, le problème est plus compliqué puisque le signal détecté est le module carré de la somme de toutes les harmoniques diffractées. En effet le signal détecté est une intensité lumineuse, proportionnelle au module carré du champ électrique. De plus, la présence de la pointe au voisinage de l’objet peut impliquer un confinement supplémentaire de la lumière et donc une meilleure discrimination spatiale. Dans certains cas, on peut pourtant définir une fonction de transfert (voir chapitre 2).

Dans le cadre de l’hypothèse de sonde passive, on considère que les dispositifs SNOM imagent une intensité lumineuse au voisinage de l’objet. L’objet pour ce type de microscopie n’est plus une variation de topographie ou d’indice (les deux étant intimement liés dans les images obtenues [75, 185]) mais

6. On cherche à caractériser la réponse d’une petite partie de l’objet à diverses longueurs d’ondes.

7. Notons que cette hypothèse ne permet pas de décrire les effets de polarisation provenant du couplage avec la pointe.

directement l'intensité qui existerait sans la pointe. De nombreuses études montrent que le critère de séparabilité des objets diffractifs ne peut être considéré comme fiable, la formation des images champ proche faisant intervenir des interférences et des effets de voisinage qui dégradent la résolution des objets matériels [60, 162]. L'observation de réseaux [186, 187] et de structures périodiques semblables aux cristaux photoniques [188] montre que la microscopie à champ proche optique est sensible aux hautes fréquences spatiales de l'objet. Les flancs raides d'objets peuvent générer des confinements de champ, mais ceci n'est pas systématique [189]. Une analyse de ce phénomène [4] montre que ce confinement est plus important lorsqu'une composante du champ incident est perpendiculaire au plan moyen de l'objet. De plus, dans des conditions de résonance plasmon, les images obtenues en champ proche sont en général encore plus complexes [190]. Aussi, les microscopies à champ proche optique s'orientent-elles vers l'observation de champ proche confiné, d'« objets électromagnétiques », plutôt que de chercher à découvrir une topographie inconnue. L'étude [188] montre bien que les structures d'intensité observées sont très éloignées de la topographie et sont fortement dépendantes de la longueur d'onde utilisée et de la structure. *L'exemple de l'observation d'une marche [59] permet d'illustrer le problème. L'intensité lumineuse diffractée par une marche matérielle fait apparaître un pic d'intensité et des oscillations, caractéristiques d'un filtrage passe-bas. Mesurer la pente de l'intensité lumineuse ou la largeur du pic est irréaliste pour caractériser l'appareil, puisque déjà la formation de l'intensité champ proche sans appareil se comporte comme un filtre passe-bas.* La figure 6.2 montre le profil d'intensité pour des signaux PSTM/STOM et SNOM en polarisation TM^8 , pour une marche en verre de hauteur 15 nm . La simulation est effectuée à partir du modèle décrit en [73]. La détection est supposée dipolaire, à 15 nm au-dessus de la marche. Dans une situation

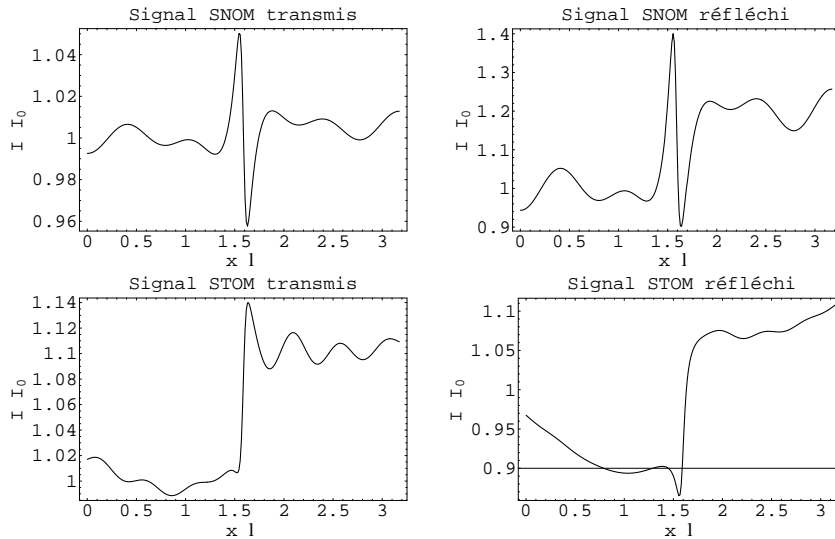


FIG. 6.2: Simulation d'un profil d'intensité SNOM: incidence $\theta = 0^\circ$ (première ligne) et STOM/PSTM: $\theta = 45^\circ$ (deuxième ligne), en transmission (première colonne) et en réflexion (deuxième colonne). L'objet est une marche en verre de hauteur 15 nm . L'intensité est normalisée à l'intensité de Fresnel et l'abscisse est en unités λ ($\lambda = 632,8\text{ nm}$).

similaire, mais avec un pavé de largeur 50 nm comme objet, on obtient toujours le confinement d'intensité au voisinage des bords (qui s'atténue rapidement avec la distance) qui peut être interprété comme un double objet (confinement aux bords et chute d'intensité au milieu). Une inversion de contraste ne perturbe

⁸. La polarisation TM (ou p) est choisie car elle permet une meilleure ressemblance entre le profil d'intensité et l'objet, en PSTM/STOM.

pas la détermination de la résolution. L'origine des inversions de contrastes est aussi reliée à l'importance (ou à l'absence) de la composante E_z du champ diffracté [162]. On pourra noter de plus, que l'intensité

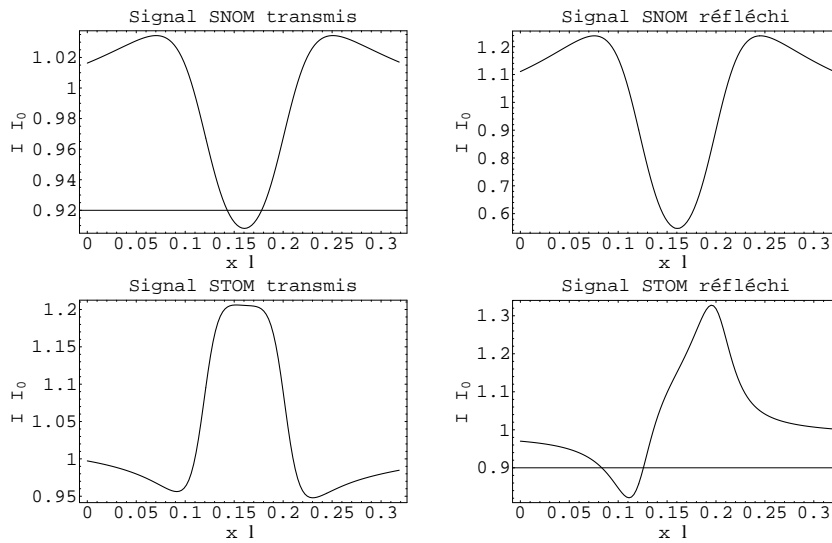


FIG. 6.3: Simulation d'un profil d'intensité SNOM (première ligne) et STOM/PSTM (deuxième ligne), en transmission (première colonne) et en réflexion (deuxième colonne). L'objet est un pavé en verre de largeur 50 nm, de hauteur 15 nm.

calculée est fortement reliée à la composante E_z du champ électromagnétique diffracté. Cette composante perpendiculaire au plan de l'objet, comporte une singularité lorsque l'objet qui le produit comporte un flanc vertical. C'est cette singularité qui explique le confinement de la lumière observé en champ proche.

Des effets purement optiques sont l'objet d'études des microscopies optiques en champ proche (fluorescence, plasmons, confinements de champ, etc.). Les microscopies à sonde locale telles les AFM (Atomic Force Microscope) ou les STM (Scanning Tunneling electronical Microscope) ont la même approche. Les premiers, par exemple, permettant d'étudier des forces atomiques, qui même si elles sont mieux corrélées à la topographie que le champ électromagnétique, présentent parfois des inversions de contraste par rapport à la topographie.

Il apparaît que définir un critère de résolution général est impossible. Parler de résolution est pourtant nécessaire pour caractériser les appareils mais présente d'après ce qui précède des inconvénients majeurs. Dans l'état de nos connaissances il semble plus prudent d'étudier le contenu spectral (la « résolution » ou la qualité) dans chaque image acquise, en tenant compte des spécificités des microscopies à sonde locale (asservissement, mode de balayage, etc.) en se gardant de conclure sur une caractérisation générale de l'appareil. Parfois des résolutions excellentes ont été déterminées par l'observation directe de pentes dans l'image. Les valeurs annoncées sont assez dispersées mais sont parfois inférieures à quelques nanomètres [51, 191, 192] même si la pente mesurée à partir d'une intensité générée par une marche objet peut être rédhitoire pour caractériser un appareil.

Comme nous l'avons vu précédemment, il est raisonnable de tenter de caractériser le contenu spectral local des images champ proche. On parlera alors de qualité des images ou de discrimination spatiale. Il faut tenir compte de deux grandes caractéristiques des images champ proche :

- L'image est composée de *lignes de balayage*, aussi le traitement doit-il principalement porter sur ces lignes, et la nappe d'intensité mesurée ne peut sans précaution être considérée comme une image

classique, en terme de résolution. Une simple dérive du piézoélectrique qui déplace la sonde peut induire une résolution artificielle égale à deux pixels dans la direction perpendiculaire au balayage. Ce problème est en voie d'être réglé dans tous les dispositifs expérimentaux. On sait aujourd'hui compenser la dérive et l'hystérésis des translateurs piézoélectriques.

- La résolution diffère d'une zone de l'image à l'autre. En effet, lorsque la sonde se déplace dans un plan non parallèle au plan moyen de l'objet, la zone où la pointe est plus proche de l'objet doit être mieux résolue. L'étude de la résolution devra être la plus *locale* possible. De plus, la sonde peut être détériorée au cours d'un balayage. Il peut aussi être utile de changer les conditions d'éclairage au cours d'un balayage, pour mettre en évidence des effets purement liés à la polarisation par exemple. Il peut aussi être utile de distinguer les informations reliées au mode de balayage du signal purement champ proche optique. Extraire le signal champ proche d'un signal champ lointain parasite (bruit), ou d'un signal comportant des artefacts liés au mode de balayage pourrait s'avérer nécessaire dans certains cas [188, 193].

En conséquence, pour caractériser l'information dans les images champ proche, une étude locale peut s'avérer utile. Une simple transformée de Fourier du signal ne permet pas une analyse suffisamment fine du signal champ proche, car elle ne permet pas de localiser les fréquences analysées précisément dans l'image.

Dans la suite, des méthodes plus ou moins locales vont être présentées. Elles seront discutées rapidement, ce sont :

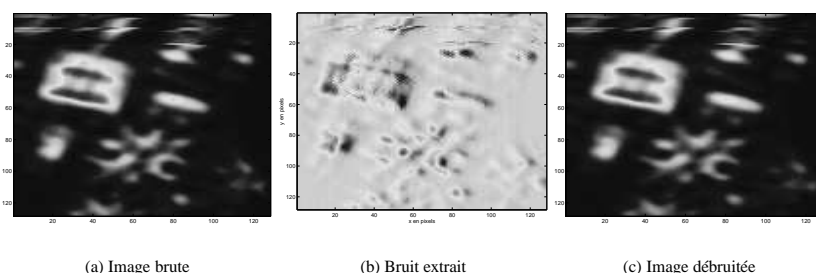
- la transformée de Fourier classique et l'étude du niveau de bruit sur une ligne de balayage,
- les spectrogrammes,
- l'analyse temps-fréquence (optimisée pour localiser l'étude en fréquence et à des zones limitées de la ligne),
- l'analyse par ondelette.

Deux types de méthodes existent. Les méthodes dites « directes » qui travaillent sur le signal par convolution ou les méthodes « réciproques » qui utilisent la transformée de Fourier du signal. Ces deux types de méthodes sont équivalentes puisqu'il y a correspondance biunivoque entre le signal et sa transformée de Fourier. Cependant, le débruitage classique par filtrage dans l'espace direct et la transformée en ondelettes sont proches l'un de l'autre, comme la transformée de Fourier et l'analyse temps-fréquence (et les spectrogrammes) appartiennent à la même famille. Nous allons introduire le débruitage simple, la transformée de Fourier pour illustrer les deux types de méthodes.

6.4.1.1 Étude du bruit, transformée de Fourier

Pour avoir une idée de l'influence du bruit, on peut avec précaution utiliser une méthode élémentaire : on suppose le bruit additif et on applique une fenêtre glissante pour débruiter le signal (S_0). À ce stade, il faut souligner que les fréquences spatiales caractéristiques du signal utile sont élevées ; de plus, le bruit y a une contribution importante. Séparer le signal du bruit est donc très difficile. L'idée consiste ici à *enlever le plus de bruit possible du signal*. C'est pourquoi, on peut penser à utiliser une moyenne glissante (avec une petite fenêtre, si nécessaire de Hanning), qui tend à caractériser la dérivée du signal. On obtient une image traitée (S_T) et le « bruit » ($B = S_0 - S_T$). On ajuste la taille de la fenêtre pour obtenir un minimum de corrélation entre B et S_0 . Le maximum de corrélation montre un minimum pour une fenêtre de 3 pixels. Ce résultat (fig. 6.4.1.1), issu d'une approche grossière, montrerait une résolution limitée à 3 pixels (300 nm) dans ce cas. L'autocorrélation du signal peut donner des informations précieuses. Si le bruit est dominant pour les valeurs extrêmes, on pourrait observer une discontinuité dans l'autocorrélation [194]. Une étude du bruit dans le signal est toujours délicate mais elle permet d'évaluer une limite extrême à la discrimination spatiale atteinte.

Une méthode plus raffinée permet de caractériser la résolution des microscopes en champ proche, par **détection du niveau de bruit** dans les images [195]. Cette méthode utilise le spectre de Fourier des lignes



de balayage. L'évaluation de la qualité des images champ proche utilise un **lissage par splines** pour extraire l'information liée au bruit de celle liée à l'objet. L'image Shear-Force enregistrée simultanément à l'image optique, permet de vérifier que le résultat n'est pas lié à la topographie. Cette méthode, appliquée à un petit nombre de lignes de balayage, permet de déterminer la résolution, en relation avec l'objet observé. Cette méthode utilise encore un « critère » : lorsque le niveau de bruit noie les hautes fréquences spatiales, un changement de pente intervient dans le spectre avec un minimum local. D'autres méthodes sont indépendantes de tout critère et donnent des résultats objectifs concernant le contenu spectral des images.

6.4.1.2 Analyse de Fourier

L'analyse de Fourier consiste à calculer la transformée de Fourier rapide F_I du signal champ proche $I(x)$, comportant $2N + 1$ points. Cette transformée fournit N harmoniques de Fourier, dont l'amplitude définit la projection du signal dans une base de fonctions harmoniques ($\exp(i2\pi ux)$). La définition de la fréquence u est très précise, par contre l'étude spectrale n'est pas localisée. Une analyse de Fourier bidimensionnelle mène à un résultat erroné [196], dans la direction perpendiculaire au balayage.

6.4.2 Résolution sur une portion de ligne

Trois méthodes vont être introduites pour pallier les inconvénients des précédentes. La méthode des spectrogrammes et l'analyse temps-fréquence qui sont reliées à l'analyse de Fourier d'une part et l'analyse par ondelettes, qui est apparentée à l'analyse directe du rapport signal sur bruit.

6.4.2.1 Spectrogrammes

Une méthode de type Fourier améliorée permet de déduire la résolution locale à l'aide de **spectrogrammes en amplitude et en phase** de lignes de balayage [195, 197, 198]. Le principe du calcul est l'étude du spectre d'un échantillon de la ligne extrait à l'aide d'une fenêtre glissante.

Un lissage par spline du spectre de Fourier d'une dizaine d'échantillons extraits de la ligne permet la détermination de la résolution en considérant que lorsque le bruit couvre le signal haute fréquence, le lissage produit un « moyennage » dans la zone du spectre considérée. On obtient, toujours sur la même ligne de balayage, pour quelques échantillons répartis régulièrement, la figure 6.4. Parfois, le paramètre de spline ne convient pas à certains échantillons, la résolution obtenue est alors égale à la limite de Shannon. Il est alors nécessaire d'augmenter la valeur de ce paramètre pour obtenir un minimum. La taille de la fenêtre ne doit pas être trop petite pour permettre une analyse spectrale suffisamment fine, mais doit être suffisamment petite pour « localiser » l'étude.

L'inconvénient majeur de ce type de méthode spectrale est lié au fait que si l'on réduit la taille de l'échantillon extrait de la ligne de balayage, on réduit en conséquence l'extension spectrale de l'analyse et on augmente l'incertitude sur la détermination spectrale (c'est encore le principe d'incertitude d'Heisenberg-Gabor en analyse de Fourier). C'est pourquoi, nous nous sommes tournés vers l'analyse temps-fréquence de type Wigner-Ville.

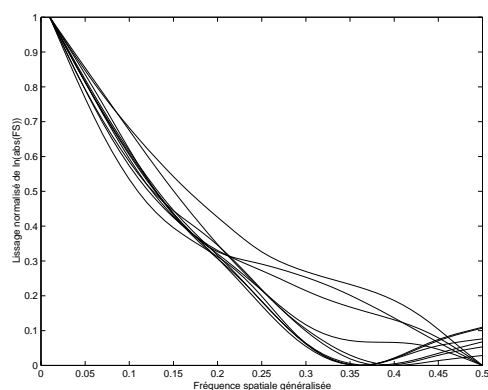


FIG. 6.4: Lissage par spline (coefficient égal à 0,002) du logarithme du spectre des échantillons. On représente le logarithme du spectre de Fourier de manière à mettre en évidence la décroissance quasi-exponentielle de l'amplitude du spectre de Fourier du signal. Le minimum est localisé entre cette décroissance et la prédominance du bruit. Une résolution minimale égale à 0,35 soit environ 3 pixels (160 nm) a été obtenue dans ce cas.

6.4.2.2 Méthode temps-fréquence

Une analyse temps-fréquence plus précise que les spectrogrammes est possible grâce aux distributions de type Wigner-Ville [199]. Ce type d'analyse permet de mieux contrôler la fenêtre spectrale et la fenêtre dans l'espace direct, utilisées pour sonder l'image.

Le signal champ proche peut être analysé comme une fonction de trois variables (X, Y, f_s) où X , Y et f_s sont les pixels en ligne, colonne et la fréquence étudiée. La résolution ou plutôt la présence d'une bande étroite de fréquences données peut être étudiée localement, dans des parties de l'image. Chaque distribution temps-fréquence utilise un noyau (kernel) particulier, qui agit sur les pixels de l'image et les fréquences. De nombreux noyaux ont été développés, adaptés à des applications spécifiques [199]. Tous ces noyaux tentent de minimiser les effets d'interférences (cross term) inhérents aux distributions de type Cohen. Les résultats suivants sont calculés à l'aide de la pseudo-distribution de Wigner-Ville lissée et réassignée (Reassigned Smoothed Pseudo-Wigner-Ville Distribution (RSPWVD)), développée par F. Auger et P. Flandrin [200]. Cette version améliorée de la distribution de Wigner-Ville utilise un filtre dans l'espace direct et un filtre dans l'espace de Fourier pour atténuer les termes d'interférences, d'où les qualificatifs de « pseudo » et « lissée ». La réassignation correspond à attribuer les valeurs du traitement au centre de gravité des points utilisés pour le traitement, elle est déconseillée si l'image est fortement bruitée. Les résultats suivants montrent les applications possibles de ce type de traitement. D'une part, on peut faire une analyse fréquentielle fine du signal, d'autre part, on peut même essayer de séparer les artefacts liés à l'asservissement, si les domaines fréquentiels sont suffisamment séparés. L'avantage de ce type de traitement est l'analyse objective du contenu fréquentiel local des images champ proche.

6.4.2.3 Analyse par ondelettes

Cette analyse permet d'avoir un degré de liberté supplémentaire entre l'investigation spatiale et spectrale. Les ondelettes de Daubechies [202] permettent d'évaluer la résolution des images optiques. La transformée en ondelettes utilise des familles d'ondelettes $\phi_{a,b}(x)$ qui sont déduites d'une ondelette mère par des translations et des changements d'échelles :

$$\phi_{a,b}(x) = \frac{1}{|a|} \phi\left(\frac{t-b}{a}\right). \quad (6.9)$$

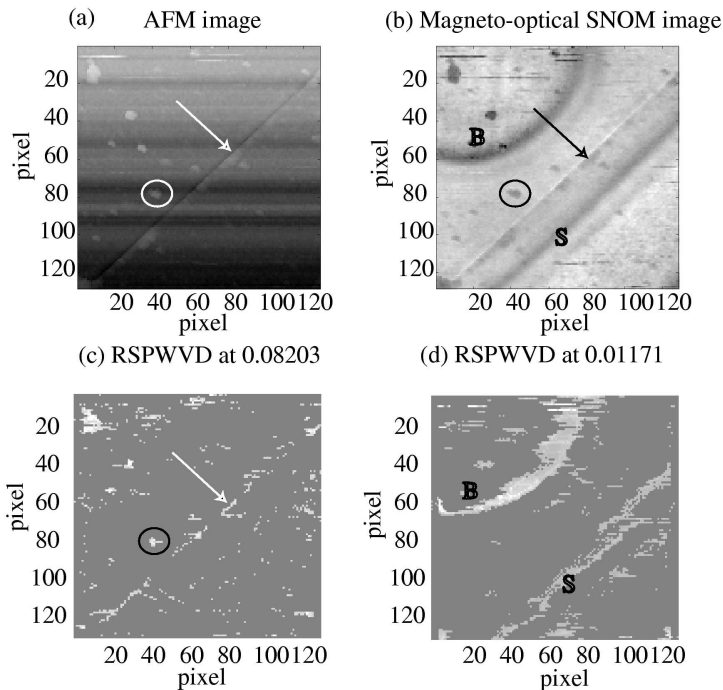


FIG. 6.5: AFM (a) et signal magnéto-optique champ proche (b) (données brutes), dimension $10\ \mu\text{m}$ [201]. L'analyse RSPWVD aux fréquences 0,08203 (c) et 0,01171 (d) permet une séparation entre les détails topographiques et le signal magnéto-optique. Les flèches indiquent une ligne topographique visible dans (a), (b) et (c). Les cercles entourent des objets nanométriques dans (a), (b) et (c). La lettre « B », est placée sur la frontière d'un domaine magnétique et la lettre « S » montre une paroi de domaine visible uniquement dans (b) et (d).

La transformée en ondelettes d'un signal $s(x)$ est alors donnée par les coefficients :

$$C_{a,b} = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x)\phi_{a,b}(x) dx. \quad (6.10)$$

La dilatation (ou changement d'échelle) et la translation permettent l'analyse locale du signal, en conservant la forme de l'ondelette et donc son contenu spectral. Cette transformation est assez bien adaptée à l'analyse locale de la résolution dans les images champ proche et est couramment utilisée pour le débruitage des signaux. La décomposition sur la base des ondelettes est une opération de convolution similaire à celle effectuée dans le cas du débruitage. Par contre, l'ondelette offre l'avantage d'avoir un spectre de Fourier régulier, qui évite les effets de rebond ou recouvrement (aliasing) trop souvent rencontrés avec des méthodes de type Fourier appliquées avec des « filtres » tels que les fenêtres glissantes (même si des fenêtres de type *hanning* ou *hamming* permettent de diminuer ces effets). Une analyse multiniveaux peut être utilisée pour évaluer l'information dans les images champ proche [203]. À chaque étape de la décomposition multi-niveau, un canal de détail et un canal approché sont produits par l'action d'ondelettes passe-bas et passe-haut. L'image originale est la somme des canaux de détail et approché, à chaque niveau du développement. Le signal approché est réutilisé pour construire la décomposition au niveau suivant. Cette propriété de l'analyse multi-niveaux ou multi-échelles, facilite l'introduction d'un critère énergétique ou entropique. Lorsque l'énergie (ou la densité de puissance en terme de traitement du signal) du premier ca-

nal de détail ($cD1$) est supérieure à l'énergie du canal de détail du niveau suivant de décomposition ($cD2$), le bruit prédomine dans cette zone. Par contre, si, localement, $cD1 < cD2$, le bruit a été séparé de l'information. Un simple seuillage à mi-hauteur permet de mettre en évidence cet effet. L'analyse énergétique présentée précédemment donne le résultat de la figure 6.6. Les points sombres montrent les niveaux supérieurs au seuil choisi (mi-hauteur). Cette méthode fait intervenir un critère de seuil assimilable aux critères de résolution précédents.

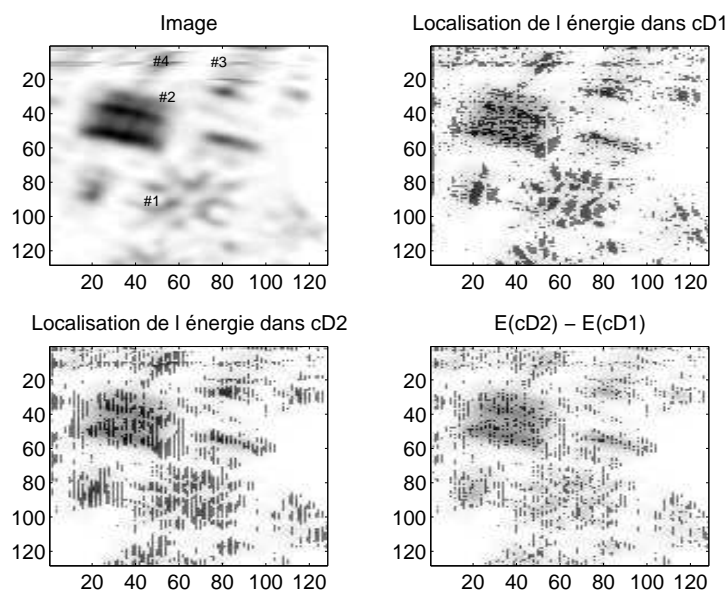


FIG. 6.6: Analyse énergétique à l'aide de l'ondelette Daubechies 2. Les zones résolues à 2 pixels apparaissent dans l'image $E(cD2) - E(cD1)$. Elles caractérisent les zones périphériques des motifs, pouvant laisser apparaître un confinement ou une forte variation du signal.

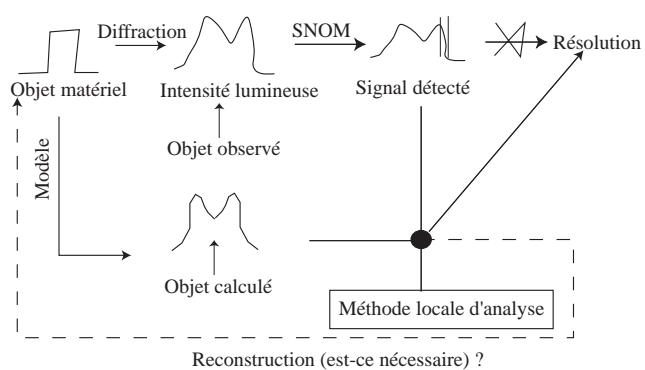
Les ondelettes doivent préférentiellement être utilisées dans un traitement 2D des images [196], pour minimiser les artefacts évoqués au § 6.4.1.

6.5 Conclusion

Les principes de base et les problèmes classiques liés à la résolution ont été abordés dans ce chapitre. Des méthodes spécifiques au champ proche ont été présentées, afin d'étudier la qualité des images. Dans cette optique, le problème n'est pas résolu mais reste ouvert. De nouvelles perspectives liées aux effets de pointe et aux applications des microscopies à champ proche (lithographie, magnéto-optiques, plasmons, matériaux à changement de phase, etc.) nous obligent à être prudents en annonçant les résolutions. Une simple mesure de pente n'est pas réaliste. La méthode proposée par le schéma suivant pourrait résumer l'approche champ proche de la résolution.

Ce synoptique résume les problèmes et la démarche pour évaluer cette résolution :

- l'intensité lumineuse détectée au-dessus de l'objet ne ressemble pas souvent à l'objet ;
- il y a peu d'objets idéaux pour caractériser les appareils ;
- il faut tenir compte des paramètres expérimentaux (comme le balayage) et des artefacts pour étudier la résolution ;



- l'utilisation d'un modèle, l'objet étant assez bien connu *a priori*, peut aider à définir la résolution ;
- sinon, des méthodes permettent de définir la résolution en tant que contenu spectral local dans les images ;
- des méthodes de traitement du signal peuvent aider à éliminer les artefacts après enregistrement des images.

L'étude objective, locale et précise du contenu spectral dans les images acquises, semble être une piste très prometteuse pour évaluer la résolution. Développer ou appliquer d'autres méthodes comme les méthodes entropiques, pourrait être une solution à moyen terme pour des séries d'acquisitions par exemple. Ceci ne sera possible que lorsque la reproduction des conditions expérimentales pourra être mieux contrôlée.

Bibliographie

- [1] J.-M. Vigoureux, C. Girard et D. Courjon. *General principles of scanning tunneling optical microscopy*. Opt. Lett., **14**(19): 1039–1041 (1989).
- [2] J.-M. Vigoureux et D. Courjon. *Detection of nonradiative fields in light of the Heisenberg uncertainty principle and the Rayleigh criterion*. Appl. Opt., **31**(16): 3170–3177 (1992).
- [3] C. Girard et D. Courjon. *Model for scanning tunneling optical microscopy; a microscopic self-consistent approach*. Phys. Rev. B, **42**: 9340–9349 (1990).
- [4] D. V. Labek et D. Barchiesi. *Scanning-tunneling optical microscopy: a theoretical macroscopic approach*. J. Opt. Soc. Am. A, **9**(5): 732–738 (1992).
- [5] C. Girard et A. Dereux. *Near-field optics theories*. Rep. Prog. Phys., **59**(5): 657–699 (1996).
- [6] J.-J. Greffet et R. Carminati. *Image formation in near-field optics*. Progress in Surface Science, **56**, **3**: 133–237 (1997).
- [7] C. Girard, C. Joachim et S. Gauthier. *The physics of the near-field*. Report on Progress in Physics, **63**: 893–938 (2000).
- [8] M. Nieto-Vesperinas. *Scattering and Diffraction in Physical Optics*, chapitre 9 (Wiley, New York, 1991).
- [9] L. Mandel et E. Wolf. *Optical Coherence and Quantum Optics* (Cambridge University Press, Cambridge, UK., 1995).
- [10] M. Born et E. Wolf. *Principles of Optics, Sixth Edition* (Pergamon Press, Oxford, 1980).
- [11] J. W. Goodman. *Introduction to Fourier Optics* (Mc Graw-Hill Book Company, 1996).
- [12] R. Harrington. *Field computation by moment methods* (IEEE Press, New York, the USA, 1993).
- [13] J. Wang. *Generalized moment methods in electromagnetics* (John Wiley, New York, the USA, 1991).
- [14] J. D. Jackson. *Classical electromagnetics* (John Wiley, New York, the USA, 1975).
- [15] J. van Bladel. *Singular electromagnetic fields and sources*, p. 83 (IEEE Press, New York, 1995).
- [16] C.-T. Tai. *Dyadic Green Functions in Electromagnetic Theory* (IEEE Press, Series on Electromagnetic Waves, New York, 1994).
- [17] A. D. Yaghjian. *Electric dyadic green's functions in the source region*. Proceedings of the IEEE, **68**: 248–263 (1980).
- [18] D. W. Pohl, W. Denk et M. Lanz. *Optical stethoscopy: image recording with resolution $\lambda/20$* . Appl. Phys. Lett., **4**: 651–653 (1984).
- [19] E. Betzig, A. Lewis, A. Harootunian, M. Isaacson et E. Kratschmer. *Near-field scanning optical microscopy (NSOM). Development and biophysical applications*. Biophys. J., **49**: 269–279 (1986).
- [20] D. Pohl et D. Courjon, réds. *Near-field optics and related techniques*, tome E 242 de *NATO ASI Series* (Kluwer, Dordrecht, the Netherlands, 1993).
- [21] O. Marti et R. Möller, réds. *Photons and local probes*, tome E 300 de *NATO ASI Series* (Kluwer, Dordrecht, the Netherlands, 1995).

- [22] M. Nieto-Vesperinas et N. García, réds. *Optics at the nanometer scale*, tome E 319 de *NATO ASI Series* (Kluwer, Dordrecht, the Netherlands, 1996).
- [23] M. Ohtsu, réd. *Near-field nano/atom optics and Technology* (Springer-Verlag, Tokyo, Japan, 1998).
- [24] O. Marti, H. Bielefeldt, B. Hecht, S. Herminghaus, P. Leiderer et J. Mlynek. *Near-field optical measurement of the surface plasmon field*. *Optics Commun.*, **96**(4,5,6): 225–228 (1993).
- [25] B. Hecht, H. Bielefeldt, L. Novotny, Y. Inouye et D. W. Pohl. *Local excitation, scattering, and interference of surface plasmons*. *Phys. Rev. Lett.*, **77**: 1889–1892 (1996).
- [26] S. Bozhevolnyi et F. Pudonin. *Two-dimensional micro-optics of surface plasmons*. *Phys. Rev. Lett.*, **78**(14): 2823–2826 (1997).
- [27] J. R. Krenn, A. Dereux, J.-C. Weeber, E. Bourillot, Y. Lacroute, J.-P. Goudonnet, G. Schider, W. Gotschy, A. Leitner, F. R. Aussenegg et C. Girard. *Squeezing the optical near-field zone by plasmon coupling of metallic nanoparticles*. *Phys. Rev. Lett.*, **82**(12): 2590–2593 (1999).
- [28] E. Betzig et J. K. Trautman. *Near-field optics: microscopy, spectroscopy, and surface modification beyond the diffraction limit*. *Science*, **257**: 189–195 (1992).
- [29] E. Betzig et R. J. Chichester. *Single molecules observed by near-field scanning optical microscopy*. *Science*, **262**: 1422–1425 (1993).
- [30] Y. Martin, F. Zenhausern et H. K. Wickramasinghe. *Scattering spectroscopy of molecules at nanometer resolution*. *Appl. Phys. Lett.*, **68**(18): 2475–2477 (1996).
- [31] L. Aigouy, F. X. Andréani, A.-C. Boccarda, J. C. Rivoal, J. A. Porto, R. Carminati, J.-J. Greffet et R. Mégy. *Near-field optical spectroscopy using an incoherent light source*. *Appl. Phys. Lett.*, **76**: 397 (2000).
- [32] S. I. Bozhevolnyi. *Localization phenomena in elastic surface-polariton scattering caused by surface roughness*. *Phys. Rev. B*, **54**(11): 8177–8185 (1996).
- [33] S. Grébillon, L. Aigouy, A.-C. Boccarda, J.-C. Rivoal, X. Quelin, C. Desmarest, P. Gadenne, V. A. Shubin, A. K. Sarychev et V. N. Shalaev. *Experimental observation of localized optical excitation in random metal-dielectric films*. *Phys. Rev. Lett.*, **82**: 4520–4523 (1999).
- [34] D. V. Labeke et D. Barchiesi. *Probes for scanning tunneling optical microscopy: A theoretical comparison*. *J. Opt. Soc. Am. A*, **10**(10): 2193–2201 (1993).
- [35] L. Novotny, D. W. Pohl et P. Regli. *Light propagation through nanometer-size structures: the two-dimensional-aperture scanning near-field optical microscope*. *J. Opt. Soc. Am. A*, **11**(6): 1768–1779 (1994).
- [36] R. P. King. *Electromagnetic Engineering*, tome I (McGraw Hill, New York, the USA, 1945).
- [37] D. S. Jones. *The theory of electromagnetism* (Pergamon, Oxford, UK, 1964).
- [38] P. Johansson, R. Monreal et P. Apell. *Theory for light emission from a scanning tunneling microscope*. *Phys. Rev. B*, **42**(14): 9210–9213 (1990).
- [39] J. A. Porto, R. Carminati et J.-J. Greffet. *Theory of electromagnetic field imaging and spectroscopy in scanning near-field optical microscopy*. *J. Appl. Phys.*, **88**: 4845–4850 (2000).
- [40] R. Carminati et J. J. Sáenz. *Scattering theory of Bardeen's formalism for tunneling: new approach to near-field microscopy*. *Phys. Rev. Lett.*, **84**(22): 5156–5159 (2000).
- [41] H. A. Bethe. *Theory of diffraction by small holes*. *Phys. Rev.*, **66**: 163–182 (1944).
- [42] C. J. Bouwkamp. *Diffraction theory*. *Rep. Phys.*, **27**: 35–100 (1954).
- [43] D. V. Labeke, F. Baida, D. Barchiesi et D. Courjon. *A theoretical model for the inverse scanning tunneling optical microscope (ISTOM)*. *Optics Commun.*, **114**: 470–480 (1995).
- [44] F. Zenhausern, M. P. O'Boyle et H. K. Wickramasinghe. *Apertureless near-field optical microscope*. *Appl. Phys. Lett.*, **65** no **13**: 1623–1625 (1994).
- [45] Y. Inouye et S. Kawata. *Near-field scanning optical microscope with a metallic probe tip*. *Opt. Lett.*, **19**(3): 159–161 (1994).

- [46] P. Gleyzes, A.-C. Boccara et R. Bachelot. *Near field optical microscopy using a metallic vibrating tip*. Ultramicroscopy, **57**(2-3): 318-322 (1995).
- [47] H. Cory, A.-C. Boccara, J.-C. Rivoal et A. Lahrech. *Electric field intensity variation in the vicinity of a perfectly conducting conical probe: Application to near-field microscopy*. Microwave and Optical Technology Letters, **18**: 120-124 (1998).
- [48] T. B. A. Bowman et P. L. E. Uslenghi. *Electromagnetic and Acoustic Scattering by simple Shapes* (Hemisphere Publishing Corporation, Bristol. P.A., 1987).
- [49] L. Aigouy, A. Lahrech, S. Grésillon, H. Cory, A.-C. Boccara et J.-C. Rivoal. *Polarization effects in apertureless scanning near-field optical microscopy: an experimental study*. Opt. Lett., **24**: 187 (1999).
- [50] W. Denk et D. W. Pohl. *Near-field optics: Microscopy with nanometer-size fields*. J. Vac. Sci. Technol. B, **9**(2): 510-513 (1991).
- [51] F. Zenhausern, Y. Martin et H. K. Wickramasinghe. *Scanning interferometric apertureless microscopy: Optical imaging at 10 angström resolution*. Science, **269**: 1083-1085 (1995).
- [52] C. J. Hill, P. M. Bridger, G. S. Picus et T. C. McGill. *Scanning apertureless microscopy below the diffraction limit: Comparisons between theory and experiment*. Appl. Phys. Lett., **75**(25): 4022 (1999).
- [53] E. Betzig. *Principles and applications of near-field scanning optical microscopy (NSOM)*. Dans D. W. Pohl et D. Courjon, réds., *Near Field Optics*, tome 242 de *NATO ASI Series*, pp. 7-15. Arc et Senans, France (Kluwer Academic Publishers, 1993).
- [54] B. Knoll, F. Keilmann, A. Kramer et R. Guckenberger. *Contrast of microwave near-field microscopy*. Appl. Phys. Lett., **70**: 2667-2669 (1997).
- [55] B. Hecht, H. Bielefeldt, Y. Inouye, D. W. Pohl et L. Novotny. *Facts and artifacts in near-field optical microscopy*. J. Appl. Phys., **81**(6): 2492-2498 (1997).
- [56] V. Sandoghdar, S. Wegscheider, G. Krausch et J. Mlynek. *Reflection scanning near-field optical microscopy with uncoated fiber tips: How good is the resolution really*. J. Appl. Phys., **81**(5): 2499-2503 (1997).
- [57] R. Carminati, A. Madrazo, M. Nieto-Vesperinas et J.-J. Greffet. *Optical content and resolution of near-field optical images: Influence of the operating mode*. J. Appl. Phys., **82**(2): 501-509 (1997).
- [58] R. Carminati et J.-J. Greffet. *Influence of dielectric contrast and topography on the near field scattered by an inhomogeneous surface*. J. Opt. Soc. Am. A, **12**(12): 2716-2725 (1995).
- [59] F. de Fornel, P. M. Adam, L. Salomon, J.-P. Goudonnet, A. Santenac, R. Carminati et J.-J. Greffet. *Analysis of image formation with a photon scanning tunneling microscope*. J. Opt. Soc. Am. A, **13**(1): 35-45 (1996).
- [60] D. Barchiesi, C. Girard, O. J. F. Martin, D. V. Labeke et D. Courjon. *Computing the optical near-field distributions around complex subwavelength surface structures: A comparative study of different methods*. Phys. Rev. E, **54**(4): 4285-4292 (1996).
- [61] L. Landau, E. Lifchitz, et L. Pitaevskii. *Electrodynamics of Continuous Media* (Pergamon Press, Oxford, UK, 1984).
- [62] P. M. Morse et H. Feshbach. *Methods of Theoretical Physics* (McGraw-Hill, New York, USA, 1953). Part I, sect. 7.5.
- [63] R. Carminati, M. Nieto-Vesperinas et J.-J. Greffet. *Reciprocity of evanescent electromagnetic waves*. J. Opt. Soc. Am., **15**(3): 706-712 (1998).
- [64] Lord Rayleigh (J. W. Strutt). *On the dynamical theory of gratings*. Proc. R. Soc. London Ser. A, **79**: 399-416 (1907).
- [65] L. Rayleigh. *Theory of Sound* (Dover, New York, 1945).
- [66] A. Maradudin et D. Mills. *Scattering and absorption of electromagnetic radiation by a semi-infinite medium in the presence of roughness*. Phys. Rev. B, pp. 1392-1415 (1975).
- [67] G. S. Agarwal. *Interaction of electromagnetic waves at rough dielectric surfaces*. Phys. Rev. B, **15**(4): 2371-2383 (1977).
- [68] E. L. Church et J. M. Zavada. *Residual surface roughness of diamond-turned optics*. Appl. Opt., **14**: 1788 (1975).

- [69] J. C. Stover. *Optical Scattering. Measurement and Analysis* (Mac Graw Hill, New York, 1990).
- [70] D. Barchiesi et D. V. Labeke. *Application of Mie scattering of evanescent waves to scanning tunneling optical microscope theory*. *J. Mod. Opt.*, **40**(7): 1239–1254 (1993).
- [71] D. Barchiesi et D. V. Labeke. *Scanning tunneling optical microscopy (STOM): Theoretical study of polarization effects with two models of tip*. Dans D. W. Pohl et D. Courjon, réds., *Near Field Optics*, tome 242 de *Series E: Applied Sciences*, pp. 179–188. NATO (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, 1993).
- [72] D. Barchiesi et D. V. Labeke. *A perturbative diffraction theory of a multilayer system: applications to near-field optical microscopy SNOM et STOM*. *Ultramicroscopy*, **57**: 196–203 (1995).
- [73] D. Barchiesi. *A 3-D multilayer model of scattering by nanostructures. Application to the optimisation of thin-coated nano-sources*. *Optics Commun.*, **126**: 7–13 (1996).
- [74] F. Baida. *Microscope hybride : association d'un microscope optique en champ proche et d'un microscope à forces atomiques*. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, France (1995).
- [75] D. Barchiesi et D. V. Labeke. *Une modélisation de l'influence de la métallisation des objets et de la forme des sondes en SNOM*. *Microsc. Microanal. Microstruc.*, **5**(1): 1–10 (1994).
- [76] D. C. Champeney. *Fourier Transforms and their Physical Applications* (Academic Press, London, 1973).
- [77] R. Petit et M. Cadilhac. *Théorie électromagnétique du coupleur à prisme*. *J. Optics (Paris)*, **8**(1): 41–49 (1977).
- [78] J. J. Stamnes. *Waves in focal region* (Hilger, Bristol, U.K., 1986).
- [79] R. Petit. *Electromagnetic Theory of Gratings*, tome 22 de *Topics in Current Physics* (Springer Verlag, Berlin, 1980).
- [80] D. Maystre. *Rigorous vector theories of diffraction gratings*. Dans E. Wolf, éd., *Progress in Optics XXI*, tome 22, pp. 1–66 (Elsevier, 1984).
- [81] M. Nevière et P. Vincent. *Diffraction gratings as components for photon scanning tunneling microscope image interpretation*. Dans D. W. Pohl et D. Courjon, réds., *Near Field Optics*, tome 242 de *NATO ASI Series*, pp. 377–378. Arc et Senans, France (Kluwer Academics Publishers, 1993).
- [82] J.-C. Weeber, F. de Fornel, L. Salomon, E. Bourillot, P. Adam et J.-P. Goudonnet. *Computation of near field diffraction by a dielectric grating: A comparison with experiments*. *Optics Commun.*, **119**: 23–29 (1995).
- [83] J.-C. Weeber, F. de Fornel et J.-P. Goudonnet. *Numerical study of the tip-sample interaction in the photon scanning tunneling microscope*. *Optics Commun.*, **126**: 286–292 (1996).
- [84] J. C. Weeber, F. de Fornel et J.-P. Goudonnet. *Computation of the field diffracted by a local surface defect: application to tip-sample interaction in the photon scanning tunneling microscope*. *J. Opt. Soc. Am. A*, **13**(5): 944–951 (1996).
- [85] J.-J. Greffet. *Scattering of electromagnetic waves by rough dielectric surfaces*. *Phys. Rev. B*, **37**(11): 6436–6441 (1988).
- [86] F. I. Baida, D. V. Labeke et J.-M. Vigoureux. *Theoretical study of near-field surface plasmon excitation, propagation and diffraction*. *Optics Commun.*, **171**: 317–331 (1999).
- [87] A. Messiah. *Mécanique Quantique* (Dunod, Paris, France, 1964).
- [88] M. Born et E. Wolf. *Principles of Optics, Seventh (Expanded) Edition* (Cambridge University Press, 1999).
- [89] J. V. Bladel. *Singular Electromagnetic Fields and Sources* (Clarendon Press, Oxford, 1991).
- [90] F. Pincemin, A. Sentenac et J.-J. Greffet. *Near field scattered by a dielectric rod below a metallic surface*. *J. Opt. Soc. Am.*, **11** no 3: 1117–1127 (1994).
- [91] C. F. Bohren et D. R. Huffman. *Absorption and scattering of light by Small Particles* (Wiley, New York, 1983).
- [92] A. Marvin, F. Toigo et V. Celli. *Light scattering from rough surfaces: General incidence angle and polarization*. *Phys. Rev. B*, **11**: 2777–2782 (1975).
- [93] G. S. Agarwal. *Integral equation treatment of scattering from rough surfaces*. *Phys. Rev. B*, **14**: 846–848 (1976).
- [94] D. L. Mills. *Attenuation of surface polaritons by surface roughness*. *Phys. Rev. B*, **12**: 4036–4046 (1975).

- [95] R. Petit et J. Cadilhac. *Sur la diffraction D'une onde plane par un Réseau infiniment conducteur*. C. R. Acad. Sci. Paris B, **262**: 468–471 (1966).
- [96] A. G. Voronovich. *About the Rayleigh Hypothesis for the problem of sound scattering on rough free surfaces*. Dokl. Akad. Nauk. SSSR Geofiz., **273**: 85–89 (1983).
- [97] V. L. Tatarskii. *Relation between the Rayleigh equation in diffraction theory and the equation based on Green's formula*. J. Opt. Soc. Am., **12**(6): 1254–1260 (1995).
- [98] J.-J. Greffet et Z. Maassarani. *Scattering of electromagnetic waves by a grating: a numerical evaluation of the iterative-series solution*. J. Opt. Soc. Am. A, **7**(8): 1483–1493 (1990).
- [99] J.-J. Greffet, C. Baylard et P. Versaevel. *Diffraction of electromagnetic waves by crossed gratings: a series solution*. Opt. Lett., **17**(24): 1740–1742 (1992).
- [100] M. F. Pascual, W. Zierau, T. A. Leskova et A. A. Maradudin. *Surface electromagnetic waves in near-field optical microscopy*. Optics Commun., **155**: 351–360 (1998).
- [101] J. P. Perez. *Optique* (Masson, 1991).
- [102] J.-J. Greffet, A. Sentenac et R. Carminati. *Surface profile reconstruction using near-field data*. Optics Commun., **116**: 20–24 (1995).
- [103] B. Hecht, D. W. Pohl, H. Heinzelmann et L. Novotny. *'Tunnel' near-field optical microscopy: TNOM-2*. Dans O. Marti et R. Möller, réds., *Photons and local Probes*, pp. 93–107 (Kluwer, Dordrecht, The Netherlands, 1995).
- [104] D. V. Labeke, F. Baida, D. Barchiesi et D. Courjon. *A theoretical model for the inverse scanning tunneling optical microscope (ISTOM)*. Optics Commun., **114**: 470–480 (1995).
- [105] D. V. Labeke, D. Barchiesi et F. Baida. *Optical characterization of nanosources used in scanning near-field optical microscopy*. J. Opt. Soc. Am. A, **12**: 695–703 (1995).
- [106] G. C. Sherman, J. J. Stamnes et E. Lalor. *Asymptotic approximations to angular spectrum representations*. J. Math. Phys., **17**: 760–776 (1976).
- [107] E. R. Mendez, J.-J. Greffet et R. Carminati. *On the equivalence between the illumination and collection modes of the scanning near-field optical microscope*. Optics Commun., **142**: 7–13 (1997).
- [108] D. V. Labeke, D. Barchiesi et F. Baida. *Optical characterization of nanosources used in scanning near-field optical microscopy*. J. Opt. Soc. Am. A, **12**(4): 695–703 (1995).
- [109] D. V. Labeke, F. Baida et J.-M. Vigoureux. *A theoretical study of near-field detection and excitation of surface plasmons*. Ultramicroscopy, **71**: 351–359 (1998).
- [110] F. Baida, D. V. Labeke et J.-M. Vigoureux. *Near-field surface plasmon microscopy: A numerical study of plasmon excitation, propagation, and edge interaction using a three-dimensional Gaussian beam*. Phys. Rev. B, **60**(11): 7812–7815 (1999).
- [111] G. Parent, D. V. Labeke et D. Barchiesi. *Fluorescence lifetime of a molecule near a corrugated interface: Application to near-field microscopy*. J. Opt. Soc. Am. A, **16**: 896–908 (1999).
- [112] U. C. Fischer et H. P. Zingsheim. *Submicroscopic contact imaging with visible light by energy transfer*. Appl. Phys. Lett., **40**(3): 195–197 (1982).
- [113] D. W. Pohl, U. C. Fischer et U. Dürig. *Scanning near-field optical microscopy (SNOM)*. J. Microscopy, **152**(3): 853–861 (1988).
- [114] R. C. Reddick, R. J. Warmack et T. L. Ferrell. *New form of scanning optical microscopy*. Phys. Rev. B, **39**(1): 767–770 (1989).
- [115] D. Courjon, K. Sarayedine et M. Spajer. *Scanning tunneling optical microscopy*. Optics Commun., **71**: 23–28 (1989).
- [116] D. W. Pohl. *Scanning near-field optical microscopy (SNOM)*. Dans T. Mulvey et C. J. R. Sheppard, réds., *Advances in Optical and Electron Microscopy*, pp. 243–312 (Academic Press, London, 1990).
- [117] D. W. Pohl. *Nano-optics and scanning near-field optical microscopy*. Scanning Tunneling Microscopy, **2**: 233–271 (1992).

- [118] D. Courjon et C. Bainier. *Near field microscopy and near field optics*. Rep. Prog. Phys., **57**(10): 989–1028 (1994).
- [119] A. Dereux. *Théorie de l'optique de champ proche*. Thèse de doctorat, Facultés Universitaires Notre Dame de la Paix, Namur, Belgium (1991).
- [120] D. V. Labeke et D. Barchiesi. *Theoretical problems in scanning near-field optical microscopy*. Dans D. W. Pohl et D. Courjon, réds., *Near Field Optics*, tome 242 de *Series E: Applied Sciences*, pp. 157–178. NATO (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, 1993).
- [121] A. Dereux, J.-P. Vigneron, P. Lambin et A. A. Lucas. *Theory of near-field optics with applications to SNOM and optical binding*. Physica B, **175**: 65–67 (1991).
- [122] A. Dereux et D. W. Pohl. *The 90° prism edge as a model SNOM probe: Near-field photon tunneling and far-field properties*. Dans D. W. Pohl et D. Courjon, réds., *Near Field Optics*, tome 242 de *NATO ASI Series*, pp. 189–198. Arc et Senans, France (Kluwer Academic Publishers, 1993).
- [123] A. A. Lucas, H. Morawitz, G. R. Henry, J.-P. Vigneron, P. Lambin, P. H. Cutler et T. E. Feuchtwang. *Scattering-theoretic approach to elastic one-electron tunneling through localized barriers: Application to scanning tunneling microscopy*. Phys. Rev. B, **37**: 10708–10720 (1988).
- [124] E. N. Economou. *Green's functions in quantum physics*, tome 7 de *Springer Series in Solid-State Science* (Springer Verlag, Berlin, Germany, 1983), second édition.
- [125] G. Arfken. *Mathematical methods for physicists* (Academic, New York, the USA, 1985), third édition.
- [126] R. Carminati. *Analyse de la formation des images en optique de champ proche*. Thèse de doctorat, École Centrale Paris, 92295 Chatenay Malabry (1996).
- [127] A. Castiaux. *Modélisation du comportement du champ proche optique en microscopie et en interférométrie*. Thèse de doctorat, Facultés Universitaires Notre Dame de la Paix, Namur, Belgique (1997).
- [128] O. Keller. *Local fields in the electrodynamics of mesoscopic media*. Physics Reports, **268**: 85–262 (1996).
- [129] J.-C. Weeber. *Diffraction en champ proche optique. Analyse des images de microscopies à effet tunnel photonique*. Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, Dijon, France (1996).
- [130] L. D. Landau et E. M. Lifshitz, réds. *Field theory* (Pergamon Press, London, 1960), third édition.
- [131] A. D. MacLachlan, R. D. Gregory et M. A. Ball. *A completer*. Mol. Phys., **7**: 119–124 (1963).
- [132] G. S. Agarwal. *Quantum electrodynamics in the presence of dielectrics and conductors. IV. General theory for spontaneous emission in finite geometry*. Phys. Rev. A, **12**(4): 1475–1497 (1975).
- [133] O. J. F. Martin, C. Girard et A. Dereux. *Generalized field propagator for electromagnetic scattering and light confinements*. Phys. Rev. Lett., **74**: 526–529 (1995).
- [134] O. Keller, M. Xiao et S. Bozhevolnyi. *Configurational resonances in optical near-field microscopy: a rigorous point-dipole approach*. Surf. Sci., **280**: 217–230 (1992).
- [135] A. D. Buckingham. *Long range interactions between molecules*. Advan. Chem. Phys., **12**: 107 (1967).
- [136] C. Mavroyannis. *Long range interaction between an atom and a surface*. Mol. Phys., **6**: 593–603 (1963).
- [137] E. Purcell et C. R. Pennypacker. *Scattering and absorption of light by nonspherical dielectric grains*. Astro. J., **186**: 705–714 (1973).
- [138] N. B. Piller et O. J. F. Martin. *Increasing the performance of the coupled-dipole approximation: a spectral approach*. IEEE Trans. Antennas Propag., **46**: 1126–1137 (1998).
- [139] A. Dereux, C. Girard, O. J. F. Martin et M. Devel. *Optical binding in scanning probe microscopy*. Europhys. Lett., **26**(1): 37–42 (1994).
- [140] A. Dereux, J.-C. Weeber, E. Bourillot, J.-P. Goudonnet et C. Girard. *Progrès de l'interprétation de l'optique de champ proche*. Annales de Physique, France, **23**(C1): 27–34 (1998).
- [141] C. Girard et X. Bouju. *Coupled electromagnetic modes between a corrugated surface and a thin probe tip*. J. Chem. Phys., **95**: 2056–2064 (1991).

- [142] C. Girard et A. Dereux. *Optical spectroscopy of a surface at the nanoscale: A theoretical study in real space*. Phys. Rev. B, **49** no 16: 11344–11350 (1994).
- [143] C. Girard, A. Dereux et O. J. F. Martin. *Theory in near-field optics*. Dans O. Marti et R. Möller, réds., *Photons and Local Probes*, tome 300 de *Series E: Applied Sciences*, pp. 1–20. NATO (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, 1995).
- [144] C. Girard. *Transmittance of subwavelength optical tunnel junction*. Phys. Rev. B, **58**: 12551–12554 (1998).
- [145] C. Girard, A. Dereux et C. Joachim. *Photonic transfer through subwavelength optical waveguides*. Europhys. Lett., **44**(6): 686–692 (1998).
- [146] O. Keller. *Tensor-product structure of a new electromagnetic propagator for nonlocal surface optics of metals*. Phys. Rev. B, **37**: 10588–10607 (1988).
- [147] O. Keller. *Propagator study of the selvedge field in linear and nonlinear nonlocal jellium optics*. Phys. Rev. B, **38**: 8041–8060 (1988).
- [148] O. J. F. Martin, A. Dereux et C. Girard. *An iterative scheme to compute exactly the total field propagating in dielectric structures of arbitrary shapes*. J. Opt. Soc. Am. A, **11**: 1073–1080 (1994).
- [149] O. J. F. Martin, C. Girard et A. Dereux. *Light confinement by subwavelength objects in near-field optics*. Helv. Phys. Acta, **10**: 12–13 (1995).
- [150] O. J. F. Martin, C. Girard, D. R. Smith et S. Schultz. *Generalized field propagator for arbitrary finite-size photonic band gap structures*. Phys. Rev. Lett., **82**: 315–318 (1999).
- [151] H. Metiu. *Surface enhanced spectroscopy*. Prog. Surf. Sci., **17**: 153–320 (1984).
- [152] J. B. Pendry, A. Prêtre, P. J. Rous et L. Martin-Moreno. *Causal-surface Green's function method*. Surf. Sci., **244**: 160–176 (1991).
- [153] F. Pincemin, A. A. Maradudin, A. D. Boardman et J.-J. Greffet. *Scattering of a surface plasmon by a surface defect*. Phys. Rev. B, **50**: 15261–15275 (1994).
- [154] J.-C. Weeber, C. Girard, J. Krenn, A. Dereux et J.-P. Goudonnet. *Near-field optical properties of localized plasmons around lithographically designed nanostructures*. J. Appl. Phys., **86**(5): 2576–2583 (1999).
- [155] J.-C. Weeber, A. Dereux, C. Girard, J. Krenn et J.-P. Goudonnet. *Plasmon polaritons of metallic nanowires for controlling submicron propagation of light*. Phys. Rev. B, **60**: 9061–9068 (1999).
- [156] C. Girard, O. J. F. Martin et A. Dereux. *Molecular lifetime changes induced by nanometer scale optical fields*. Phys. Rev. Lett., **75**: 3098–3111 (1995).
- [157] D. Pastré, P. Grossel et M. Troyon. *Fluorescence imaging in near-field optical microscopy: influence of the molecule excitation rate*. Optics Commun., **156**: 92–100 (1998).
- [158] G. Parent, D. V. Labeke et D. Barchiesi. *Surface imaging in near-field optical microscopy by using the fluorescence decay rate: a theoretical study*. J. of Microscopy, **194**: 281–290 (1999).
- [159] C. Henkel et V. Sandoghdar. *Single-molecule spectroscopy near structured dielectrics*. Optics Commun., **158**: 250–262 (1998).
- [160] A. Dereux, C. Girard et J.-C. Weeber. *Theoretical principles of near-field optical microscopies and spectroscopies*. J. Chem. Phys., **112**: 7775–7789 (2000).
- [161] C. Girard, A. Dereux, O. J. F. Martin et M. Devel. *Generation of optical standing waves around mesoscopic surface structures: Scattering and light confinement*. Phys. Rev. B, **52**: 2889–2898 (1995).
- [162] J.-C. Weeber, E. Bourillot, A. Dereux, J.-P. Goudonnet, Y. Chen et C. Girard. *Observation of light confinement effects with a near-field optical microscope*. Phys. Rev. Lett., **77**(27): 5332–5335 (1996).
- [163] H. Raether. *Surfaces plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings*, tome 111 de *Springer Tracts on Modern Physics* (Springer-Verlag, Berlin, Germany, 1988).
- [164] N. Kroo, J.-P. Thost, M. Völcker, W. Krieger et H. Walther. *Decay length of surface plasmons determined with a tunnelling microscope*. Europhys. Lett., **15**(3) (1991).
- [165] P. Dawson, F. de Fornel et J.-P. Goudonnet. *Imaging of surface plasmon propagation and edge interaction using a photon scanning tunnelling microscope*. Phys. Rev. Lett., **72**(8): 2927–2930 (1994).

- [166] U. C. Fischer et D. W. Pohl. *Observation of single-particle plasmons by near-field optical microscopy*. Phys. Rev. Lett., **62**(4): 458–461 (1989).
- [167] V. I. Safarov, V. A. Kosobukin, C. Hermann, G. Lampel, J. Peretti et C. Marlière. *Magneto-optical effects enhanced by surface plasmons in metallic multilayer films*. Phys. Rev. Lett., **73**(26): 3584–3587 (1994).
- [168] A. Bouhelier, T. Huser, J. M. Freyland, H. J. Güntherodt et D. W. Pohl. *Plasmon transmissivity and reflectivity of narrow grooves in a silver film*. J. Microscopy, **194**(Pt2/3): 571–573 (1999).
- [169] G. I. Stegeman, A. A. Maradudin et T. S. Rahman. *Refraction of a surface polariton by an interface*. Phys. Rev. B, **23**(6): 2576–2585 (1981).
- [170] R. F. Wallis, A. A. Maradudin et G. I. Stegeman. *Surface polariton reflection and radiation at end faces*. Appl. Phys. Lett., **42**: 764–766 (1983).
- [171] L. Novotny, B. Hecht et D. W. Pohl. *Interference of locally excited surface plasmons*. J. Appl. Phys., **81**(4): 1798–1806 (1997).
- [172] D. Barchiesi. *Optique* (Ellipses, Paris, France, 1998).
- [173] D. Barchiesi. *Modélisation des microscopes optiques en champ proche : STOM et SNOM. Optimisation et Spectroscopie*. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté (1993).
- [174] J. W. Goodman. *Introduction à l'optique de Fourier et à l'holographie* (Masson, Paris, France, 1972).
- [175] V. Ronchi. *Resolving power of calculated and detected images*. J. Opt. Soc. Am., **51**: 458–460 (1961).
- [176] D. Barchiesi. *Pseudo modulation transfer function in reflection scanning near-field optical microscopy*. Optics Commun., **154**: 167–172 (1998).
- [177] F. de Fornel, P. M. Adam, L. Salomon, J.-P. Goudonnet et P. Guerin. *Effect of the coherence of the source on the images obtained with a photon scanning tunneling microscope*. Opt. Lett., **19**(14) (1994).
- [178] C. Vannier, C. Bainier et D. Courjon. *Isotropic incoherent scanning tunneling optical microscope (I2 STOM)*. Optics Commun., **175**: 83–88 (2000).
- [179] J.-J. Greffet et R. Carminati. *Relationship between the near-field speckle pattern and the statistical properties of a surface*. Ultramicroscopy, **61**: 43–50 (1995).
- [180] D. Charraut, D. Courjon, C. Bainier et L. Moulinier. *Analysis of optical near-field images by Karhunen-Loève transform*. Appl. Opt., **35**(20): 3853–3861 (1996).
- [181] M. Schrader et S. W. Hell. *Potential of confocal microscopes to resolve in the 50–100 nm range*. Appl. Phys. Lett., **69**(24): 3644–3646 (1996).
- [182] C. J. R. Sheppard, M. Gu et X. Q. Mao. *Three-dimensional coherent transfer function in a reflection-mode confocal scanning microscope*. Optics Commun., **81**(5): 281–284 (1991).
- [183] E. Wolf et M. Nieto-Vesperinas. *Analyticity of the angular spectrum amplitude of scattered fields and some of its consequences*. J. Opt. Soc. Am. A, **2**(6): 886–890 (1985).
- [184] F. I. Baida, D. Barchiesi et D. V. Labeke. *Near-field effects of focused illumination on periodic structures in scanning tunneling optical microscopy*. Opt. Lett., **24**(22): 1587–1589 (1999).
- [185] F. Pincemin, A. Sentenac et J.-J. Greffet. *Near field scattered by a dielectric row below a metallic surface*. J. Opt. Soc. Am. A, **11**(3): 1117–1127 (1994).
- [186] J.-P. Goudonnet, E. Bourillot, P. M. Adam, F. de Fornel, L. Salomon, P. Vincent, M. Nevière et T. L. Ferrel. *Imaging of test quartz gratings with a photon scanning tunneling microscope. experiment and theory*. J. Opt. Soc. Am. A, **12**(8): 1749–1764 (1995).
- [187] D. Courjon, C. Bainier et M. Spajer. *Imaging of submicron index variations by scanning optical tunneling*. J. Vac. Sci. Technol., **10**(B): 2436–2439 (1992).
- [188] S. Davy, D. Barchiesi, M. Spajer et D. Courjon. *Spectroscopic study of resonant dielectric structures in near-field*. European Physical Journal-Appl. Phys., **5**(3): 277–281 (1999).
- [189] F. de Fornel, L. Salomon, P. Adam, E. Bourillot et J.-P. Goudonnet. *Resolution of the photon scanning tunneling microscope: influence of physical parameters*. Ultramicroscopy, **42-44**: 422–429 (1992).

- [190] J. R. Krenn, J. C. Weeber, A. Dereux, E. Bourillot, J.-P. Goudonnet, B. Schider, A. Leitner et F. R. Aussenegg. *Direct observation of localized surface plasmon coupling*. Phys. Rev. B, **60**(7): 5029–5033 (1999).
- [191] D. Courjon, J.-M. Vigoureux, M. Spajer, K. Sarayeddine et S. Leblanc. *External and internal reflection near field microscopy: experiments and results*. Appl. Opt., **29**: 3734–3740 (1990).
- [192] R. U. Maheswari, H. Kadono et M. Ohtsu. *Power spectral analysis for evaluating optical near-field images of 20 nm gold particles*. Optics Commun., **131**: 133–142 (1996).
- [193] C. Girard et D. Courjon. *The role of scanning mode in near-field optical microscopy*. Surf. Sci., **382**: 9–18 (1997).
- [194] N. Bonnet. *On the use of correlation functions for improving the image signal-to-noise ratio*. Optik, **80**(3): 103–106 (1988).
- [195] D. Barchiesi, O. Bergossi, M. Spajer et C. Pieralli. *Image resolution in reflection scanning near-field optical microscopy using shear-force feedback: characterization with a spline and Fourier spectrum*. Appl. Opt., **36**(10): 2171–2177 (1997).
- [196] T. Gharbi et D. Barchiesi. *Local signal processing to evaluate resolution in SNOM images, using 1D wavelets*. Optics Commun., **177**: 85–93 (2000).
- [197] D. Barchiesi. *Application of Fourier algorithm to near field optical images: local resolution estimation*. Microsc. Microanal. Microstruct., **8**: 1–10 (1997).
- [198] D. Barchiesi, O. Bergossi, C. Pieralli et M. Spajer. *Reflection scanning near-field optical microscopy (R-SNOM) in constant height mode with a dielectric probe. Image interpretation and resolution for high topographic variations*. Ultramicroscopy, **71**: 361–370 (1998).
- [199] L. Cohen. *Time-frequency distribution – a review*. Dans Proc. IEEE, tome 77/7, pp. 941–981 (1989).
- [200] F. Auger et P. Flandrin. *Improving the readability of time frequency and time-scale representations by the reassignment method*. Dans Transactions on Signal processing, tome 43 de Proc. IEEE, pp. 1068–1089 (1995).
- [201] H. Wioland, O. Bergossi, S. Hudlet, K. Mackay et P. Royer. *Magneto-optical Faraday imaging with an apertureless scanning near field optical microscope*. Eur. Phys. J. Appl. Phys., **5**: 289–295 (1999).
- [202] D. Barchiesi et T. Gharbi. *Wavelet analysis of near-field data and the resolution problems*. Eur. Phys. J. (Appl. Phys.), **5**: 297–301 (1999).
- [203] D. Barchiesi et T. Gharbi. *Local spectral information in the near field with wavelet analysis and entropy*. Appl. Opt., **38**(31): 6587–6596 (1999).
- [204] F. de Fornel. *Les ondes évanescentes* (Eyrolles, France, 1997), collection techniques et scientifique des télécommunications édition.
- [205] G. Binnig, H. Rohrer, C. Gerber et E. Weibel. *Tunneling through a controllable vacuum gap*. Appl. Phys. Lett., **40**: 178 (1982).
- [206] G. Binnig, H. Rohrer, C. Gerber et E. Weibel. *Surface studies by scanning tunneling microscopy*. Phys. Rev. Lett., **49**: 57–60 (1982).
- [207] G. Binnig et C. F. Quate. *Atomic force microscope*. Phys. Rev. Lett., **56** no 9: 930–933 (1986).
- [208] E. H. Syngé. *Suggested method for extending microscopic resolution into the ultra-microscopic region*. Philosophical Magazine, **6**: 356–362 (1928).
- [209] G. A. Massey. *Microscopy and pattern generation with scanned evanescent waves*. Appl. Opt., **23** No 5: 658–660 (1984).
- [210] E. A. Ash et G. Nicholls. *Super-resolution aperture scanning microscope*. Nature (London), **237**: 510–52 (1972).
- [211] Y. Martin, C. C. Williams et H. K. Wickramasinghe. *Atomic force microscope-force mapping and profiling on a sub 100 Å scale*. J. Appl. Phys., **61**(10): 4723–4729 (1987).
- [212] G. M. McClelland, R. Erlandsson et S. Chiang. *Atomic force microscopy*. Rev. Prog. Qual. Non-Destr. Eval., **6B**: 1307–1314 (1987).

- [213] G. Meyer et N. Amer. *Novel optical approach to atomic force microscopy*. Appl. Phys. Lett., **53** no 12: 1045–1047 (1988).
- [214] S. Alexander, L. Hellmans, O. Marti, J. Schneir, V. Elings, P. K. Hansma, M. Lonmire et J. Gurley. *An atomic resolution atomic force microscope implemented using an optical level*. J. Appl. Phys., **65**: 164–167 (1989).
- [215] D. Zhong, K. Innis, V. Kjoller et B. Elings. *Fractured polymer/silica fiber surface by tapping mode atomic force microscopy*. Surf. Sci. Lett., **290**(1–2): 688–692 (1993).
- [216] J. P. Hansma, M. Radmacher, D. A. Walters, P. E. Hillner, M. Bezanilla, M. Fritz, D. Vie et H. G. Hansma. *Tapping mode atomic force microscopy in liquids*. Appl. Phys. Lett., **64**(13): 1738–1740 (1994).
- [217] C. A. J. Putman. *Tapping mode atomic force microscopy in liquid*. Appl. Phys. Lett., **64**(18): 2454–2456 (1994).
- [218] H. J. Güntherodt et R. Wiesendanger. *Scanning Tunneling Microscopy I*. Surface sciences (Springer-Verlag, Berlin, Germany, 1994).
- [219] C. Bai. *Scanning Tunneling Microscopy and its applications*. Surface Sciences 32 (Springer, Shanghai, China, 1995).
- [220] F. de Fornel, J.-P. Goudonnet, L. Salomon et E. Lesniewska. *An evanescent field optical microscope*. Proc. Soc. Phot–Opt. Instrum. Eng., **1139**: 77–84 (1989).
- [221] L. Salomon, F. de Fornel et J.-P. Goudonnet. *Sample-tip coupling efficiencies of the photon-scanning tunneling microscope*. J. Opt. Soc. Am. A, **8**(12): 2009–2015 (1991).
- [222] E. Betzig, P. L. Finn et J. S. Weiner. *Combined shear force and near-field scanning optical microscopy*. Appl. Phys. Lett., **60**(20): 2484–2486 (1992).
- [223] R. Toledo-Crow, P. C. Yang, Y. Chen et M. Vaez-Iravani. *Near-field differential scanning optical microscope with atomic force regulation*. Appl. Phys. Lett., **60**(24): 2957–2959 (1992).
- [224] K. Lieberman, N. Ben-ami et A. Lewis. *A fully integrated near-field optical, far-field optical, and normal-force scanned probe microscope*. Rev. Sci. Instrum., **67**(10): 3567 (1996).
- [225] H. Muramatsu, N. Chiba, T. Ataka, S. Ohta, A. Kusumi et M. Fujihira. *Scanning near-field optical/atomic force microscopy in liquids*. Thin Solid Films, **273**: 335 (1996).
- [226] K. Nakajima, H. Muramatsu, N. Chiba, T. Ataka et M. Fujihira. *Optical processing by scanning near-field optical/atomic force microscopy*. Thin Solid Film, **273**: 327 (1996).
- [227] M. A. Taubenblatt. *Lateral forces topography using tunneling microscopy with optical sensing of the tip position*. Appl. Phys. Lett., **54** no 9: 801–803 (1989).
- [228] P.-C. Yang, Y. Chen et M. Vaez-Iravani. *Attractive-mode atomic force microscopy with optical detection in an orthogonal cantilever/sample configuration*. J. Appl. Phys., **71**: 2499 (1992).
- [229] F. F. Froehlich et T. D. Milster. *Detection of probe dither motion in near-field scanning optical microscopy*. Appl. Optics, **34**(31): 7273 (1995).
- [230] B. Vöhnson, S. Bozhevolnyi et R. Olesen. *Study of shear force technique for near-field microscopy with an uncoated fiber tip*. Ultramicroscopy, **61**: 207 (1995).
- [231] U. Dürig, D. W. Pohl et F. Rohner. *Near-field optical-scanning microscopy*. J. Appl. Phys., **59**(10): 3318–3327 (1986).
- [232] U. C. Fischer, U. T. Dürig et D. W. Pohl. *Near field optical scanning microscopy in reflection*. Appl. Phys. Lett., **52**(4): 249–251 (1987).
- [233] J. A. Cline et M. Isaacson. *Probe-sample interactions in reflection near-field scanning optical microscopy*. Appl. Optics, **34**(22): 4869–4876 (1995).
- [234] B. Hecht, H. Heinzelmann et D. W. Pohl. *Near-field fluorescent imaging of single proteins*. Ultramicroscopy, **57**(2–3): 228–234 (1995).
- [235] B. Hecht, D. W. Pohl, H. Heinzelmann et L. Novotny. *'tunnel' near-field optical microscopy: TNOM-2*. Ultramicroscopy, **61**(1–4): 99–104 (1995).
- [236] A. Harootunian, E. Betzig, M. Isaacson et A. Lewis. *Super-resolution fluorescence near-field scanning microscopy*. Appl. Phys. Lett., **49**(11): 674–676 (1986).

- [237] M. Radmacher, P. E. Hillner et P. K. Hansma. *Scanning nearfield optical microscope using microfabricated probes*. Rev. Sci. Instrum., **65**(8): 2737–2738 (1994).
- [238] F. Baida, D. Courjon et G. Tribillon. *Combination of a fiber and a silicon nitride tip as a bifunctional detector; first results and perspectives*. Dans D. W. Pohl et D. Courjon, réds., *Near Field Optics*, tome 242 de *Series E: Applied Sciences*, pp. 71–78. NATO (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, 1993).
- [239] K. Lieberman et A. Lewis. *Simultaneous scanning tunneling and optical near-field imaging with a micropipette*. Appl. Phys. Lett., **62**(12): 1335–1337 (1993).
- [240] M. García-Parajo, E. Cambriil et Y. Chen. *Simultaneous scanning tunneling microscope and collection mode scanning near-field optical microscope using gold coated optical fiber probes*. Appl. Phys. Lett., **65**(12): 1498–1500 (1994).
- [241] E. Betzig, M. Isaacson et A. Lewis. *Collection mode near-field scanning optical microscopy*. Appl. Phys. Lett., **51**(25): 2088–2090 (1987).
- [242] M. Vaez-Iravani, R. Toledo-Crow et Y. Chen. *Correlative imaging in scanning near-field optical microscopy*. J. Vac. Sci. Technol. A, **11**(4): 742–747 (1993).
- [243] E. L. Buckland, P. J. Moyer et M. A. Paesler. *Resolution in collection-mode scanning optical microscopy*. J. Appl. Phys., **73**(3): 1018–1028 (1996).
- [244] J. Grausem. *Analyse du champ proche optique inélastique : réalisation et applications d'une nanosonde pour la spectrométrie Raman*. Thèse de doctorat, Université de Nancy, Nancy, France (1998).
- [245] E. Betzig, J. K. Trautman, T. D. Harris, J. S. Weiner et R. L. Kostelak. *Breaking the diffraction barrier: optical microscopy on a nanometric scale*. Science Reprint Series, **251**: 1468–1470 (1991).
- [246] B. I. Yakobson et M. A. Paesler. *Tip optics for illumination NSOM: extended-zone approach*. Ultramicroscopy, **57**(2–3): 204–207 (1995).
- [247] C. Lienau, A. Richter, A. Klehr et T. Elsaesser. *Near-field scanning optical microscopy of polarization bistable laser diodes*. Appl. Phys. Lett., **69**(17): 2471–2473 (1996).
- [248] L. Salomon, F. de Fornel et P. M. Adam. *Analysis of the near-field and the far-field diffracted by a metallized grating at and beyond the plasmon resonance*. J. Soc. of Am. A, **16**: 2695–2703 (1999).
- [249] H. Bielefeldt, B. Hecht, S. Herminghaus, J. Mlynek et O. Marti. *Direct measurement of the field enhancement caused by surface plasmons with the scanning tunneling optical microscope*. Dans D. W. Pohl et D. Courjon, réds., *Near Field Optics*, tome 242 de *NATO ASI Series*, pp. 281–286. Arc et Senans, France (Kluwer Academic Publishers, 1993).
- [250] K.-B. Song, J.-E. Bae, K. Cho, S.-Y. Yim et S.-H. Park. *Near-field scanning photoluminescence measurements using an uncoated fiber tip: A potential high resolution diagnostic technique for semiconductor devices*. Appl. Phys. Lett., **73**(16): 2260–2262 (1998).
- [251] C. M. Finnie et P. W. Bohn. *Near-field photoluminescence of microcrystalline arsenic oxides produced in anodically processed gallium arsenide*. Appl. Phys. Lett., **74**(8): 1096–1098 (1999).
- [252] F. Mignard. *Microscopie optique en champ proche de dispositifs optoélectroniques intégrés*. Thèse de doctorat, Université Paris 7, France (1999).
- [253] M. Spajer, D. Courjon, K. Sarayeddine, A. Jalocha et J.-M. Vigoureux. *Microscopie en champ proche par réflexion*. J. Phys. (Paris), **1**: 1–12 (1991).
- [254] N. F. van Hulst, M. H. P. Moers, O. F. J. Noordman, T. Faulkner, F. B. Segerink, K. O. van der Werf, B. G. de Grooth et B. Bölger. *Operation of a scanning near field optical microscope in reflection in combination with a scanning force microscope*. SPIE, Scanning Probe Microscopies, **1639**: 36–43 (1992).
- [255] P. M. Adam, P. Royer, R. Laddada et J.-L. Bijeon. *Polarization contrast with an apertureless near field optical microscope*. Ultramicroscopy, **71**(1-4): 327–331 (1998).
- [256] M. Castagné, C. Prioleau et J. P. Fillard. *Optical properties of silicon-nitride atomic-force-microscopy tips in scanning tunneling optical microscopy: experimental study*. Appl. Optics, **34**(4): 703–708 (1995).
- [257] P. M. Adam, P. Royer, R. Laddada et J.-L. Bijeon. *Apertureless near field microscopy: influence of the illumination conditions on the image contrast*. Appl. Optics, **37**: 1814 (1998).

- [258] K. Lieberman, S. Harush, A. Lewis et R. Kopelman. *A light source smaller than the optical wavelength*. *Science*, **247**: 59–61 (1990).
- [259] A. Lewis et K. Lieberman. *Near-field optical imaging with a non-evanescently excited high-brightness light source of sub-wavelength dimensions*. *Nature*, **354**: 214–216 (1991).
- [260] V. Sandoghdar et J. Mlynek. *Prospects of apertureless SNOM with active probes*. *J. Opt., A*: 523–530 (1999).
- [261] A.-C. Boccara (1988). Contrat MRT N°88 P0249.
- [262] H. K. Wickramasinghe et C. C. Williams. *Apertureless near field optical microscope* (1990). US Patent N°4 947 034.
- [263] C. Adelmann. *Experiments on the depolarization near-field scanning optical microscope*. *Appl. Phys. Lett.*, **74**(2): 179–181 (1999).
- [264] A. Madrazo, R. Carminati, M. Nieto-Vesperinas et J.-J. Greffet. *Polarization effects in the optical interaction between a nanoparticle and a corrugated surface: Implications for apertureless near-field microscopy*. *J. Opt. Soc. Am. A*, **15**: 109–119 (1998).
- [265] A. Madrazo et M. Nieto-Vesperinas. *Reconstruction of corrugated dielectric surfaces with a model of a photon scanning tunneling microscope: influence of the tip on the near field*. *J. Opt. Soc. Am. A*, **14**(3): 618–628 (1997).
- [266] L. Novotny, X. Bian et X. S. Xie. *Theory of nanometric tweezers*. *Phys. Rev. Lett.*, **79**: 645–648 (1997).
- [267] L. Novotny, E. J. Sanchez et X. S. Xie. *Near-field optical imaging using metal tips illuminated by higher-order hermite-gaussian beams*. *Ultramicroscopy*, **71**: 21–29 (1998).
- [268] J. Jersch et K. Dickman. *Nanostructure fabrication using laser field enhancement in the near field of a scanning tunneling microscope tip*. *Appl. Phys. Lett.*, **68**(6): 868–870 (1996).
- [269] A. V. Bragas, S. M. Landi et O. E. Martinez. *Laser field enhancement at the scanning tunneling microscope junction measured by optical rectification*. *Appl. Phys. Lett.*, **72**(17): 2075–2077 (1998).
- [270] G. Wurtz, R. Bachelot, F. H'Dhili, P. Royer, C. Triger, C. Ecoffet et D. J. Lougnot. *Photopolymerization induced by optical field enhancement in the vicinity of a conducting tip under laser illumination*. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **39**: L98–L100 (2000).
- [271] N. García et M. Nieto-Vesperinas. *Theory for the apertureless near-field optical microscope: image resolution*. *Appl. Phys. Lett.*, **66**(25): 3399–3400 (1995).
- [272] R. Bachelot, P. Gleyzes et A.-C. Boccara. *Near-field optical microscope based on local perturbation of a diffraction spot*. *Opt. Lett.*, **20**(18): 1924–1926 (1995).
- [273] A. Lahrech, R. Bachelot, P. Gleyzes et A.-C. Boccara. *Infrared-reflection-mode near-field microscopy using an apertureless probe with a resolution of $\lambda/600$* . *Opt. Lett.*, **21**(17): 1315–1317 (1996).
- [274] S. Kawata, Y. Inouye et T. Sugiura. *Near-field scanning optical microscope with a laser trapped probe*. *Jpn. J. App. Phys.*, **33**: L1725–L1727 (1994).
- [275] T. Sugiura, T. Okada, Y. Inouye, O. Nakamura et S. Kawata. *Gold-bead scanning near-field optical microscope with laser-force position control*. *Opt. Lett.*, **22**(22): 1663–1665 (1997).
- [276] H. Wioland, O. Bergossi, S. Hudlet, K. Mackay et P. Royer. *Magneto-optical Faraday imaging with an apertureless scanning near-field optical microscope*. *Eur. Phys. Jour., (Appl. Phys.)*, **5**: 289–295 (1999).
- [277] M. Specht, J. D. Pedarnig, W. M. Heckl et T. W. Hänsch. *Scanning plasmon near-field microscope*. *Phys. Rev. Lett.*, **68**(4): 476–479 (1992).
- [278] T. J. Silva, S. Schultz et D. Weller. *Scanning near-field optical microscope for the imaging of magnetic domains in optically opaque materials*. *Appl. Phys. Lett.*, **65**: 658 (1994).
- [279] H. Muramatsu, N. Chiba, N. Yamamoto, K. Homma, T. Ataka, M. Shigeno, H. Monobe et M. Fujihira. *Multi-functional SNOM/AFM probe with accurately controlled low spring constant*. *Ultramicroscopy*, **71**(1-4): 73–79 (1998).
- [280] N. S. Kapany et J. J. Burke. *Optical Waveguides* (Academic Press, New York & London, 1972).
- [281] E. L. Buckland, P. J. Moyer et M. A. Paesler. *Resolution in collection-mode scanning optical microscopy*. *J. Appl. Phys.*, **73**(3): 1018–1028 (1993).

- [282] L. Novotny et D. Pohl. *Light confinement in scanning near-field optical microscopy*. Ultramicroscopy, **61**(1-4): 1–16 (1995).
- [283] A. Roberts. *Small-hole coupling of radiation into a near-field probe*. J. Appl. Phys., **70** no 8: 4045–4049 (1991).
- [284] B. Knoll et F. Keilmann. *Electromagnetic fields in the cutoff regime of tapered metallic waveguides*. Opt. Commun., **162**: 177–181 (1999).
- [285] A. Castiaux, H. U. Danzebrink et X. Bouju. *Glass and silicon probes: A comparative theoretical study for near-field optical microscopy*. J. Appl. Phys., **94**(1): 52–57 (1998).
- [286] H. U. Danzebrink, A. Castiaux, C. Girard, X. Bouju et G. Wilkening. *Transmission scanning near-field optical microscopy with uncoated silicon tips*. Ultramicroscopy, **71**(1-4): 371–377 (1998).
- [287] X. Bouju, A. Dereux, J.-P. Vigneron et C. Girard. *Scattering of electromagnetic waves by silicon nitride tips*. J. Vac. Sci. Technol., **B 14**(2): 816–819 (1996).
- [288] A. Vollkopf, O. Rudow, T. Leinhos, C. Mihalcea et E. Oesterschulze. *Modified fabrication process for aperture probe cantilevers*. J. Microscopy, **194**(2-3): 344–348 (1999).
- [289] L. Novotny, D. W. Pohl et P. Regli. *Light propagation through nanometer-sized structures: the two-dimensional-aperture scanning near-field optical microscope*. J. Opt. Soc. Am. A, **11**(6): 1768–1779 (1994).
- [290] G. Parent. *Phénomènes transitoires en optique de champ proche : durée de vie de fluorescence et propagation d'impulsions dans des mésostructures*. Thèse de doctorat, Univ. Franche-Comté, Besançon, France (1999).
- [291] L. Novotny, D. W. Pohl et B. Hecht. *Scanning near-field optical probe with ultrasmall spot size*. Opt. Lett., **20**(9): 970–972 (1995).
- [292] T. Pangaribuan, K. Yamada, S. Jiang, H. Ohsawa et M. Ohtsu. *Reproducible fabrication technique of nanometric tip diameter fiber probe for photon scanning tunneling microscope*. Jpn. J. Appl. Phys., **31**(9A): L1302–L1304 (1992).
- [293] M. Ashino et M. Ohtsu. *Fabrication and evaluation of a localized plasmon resonance probe for near-field optical microscopy/spectroscopy*. Appl. Phys. Lett., **72**(11): 1299–1301 (1998).
- [294] B. Hillerich et J. Guttman. *Deterioration of taper lens performance due to taper asymmetry*. J. Lightwave Technol., **7**: 99–104 (1989).
- [295] M. A. Paesler et P. J. Moyer. *Near-Field Optics: Theory, Instrumentation and Applications* (Wiley-Interscience, New York, 1996).
- [296] G. A. Valaskovic, M. Holton et G. H. Morrison. *Parameter control, characterization, and optimization in the fabrication of optical fiber near-field probes*. Appl. Opt., **34**(7): 1215–1228 (1995).
- [297] S. Madsen, N. C. R. Holme, P. S. Ramanujam, S. Hvilsted, J. M. Hvam et S. J. Smith. *Optimizing the fabrication of aluminum-coated fiber probes and their application to optical near-field lithography*. Ultramicroscopy, **71**(1–4): 65–71 (1998).
- [298] M. Ohtsu. *Progress of high-resolution photon scanning tunneling microscopy due to a nanometric fiber probe*. IEEE Journal of Lightwave Technology, **13**(7): 1200–1221 (1995).
- [299] D. Mulin, D. Courjon, J.-P. Malugani et B. Gauthier-Manuel. *Use of solid electrolytic erosion for generating nano-aperture near-field collectors*. Appl. Phys. Lett., **71**(4): 437–439 (1997).
- [300] J. A. Veerman, A. M. Otter, L. Kuipers et N. F. van Hulst. *High definition aperture probes for near-field optical microscopy fabricated by focused ion beam milling*. Appl. Phys. Lett., **72**(24): 3115–3117 (1998).
- [301] T. Leinhos, O. Rudow, M. Stopka, A. Vollkopf et E. Oesterschulze. *Coaxial probes for scanning near-field microscopy*. J. Microscopy, **194**(2/3): 349–352 (1999).
- [302] A. Lewis et K. Lieberman. *Near-field optical imaging with a non-evanescently excited high-brightness light source of sub-wavelength dimensions*. Nature, **354**(6350): 214 (1991).
- [303] H. Stürmer, J. M. Köhler et T. M. Jovin. *Microstructured polymer tips for scanning near-field optical microscopy*. Ultramicroscopy, **71**(1-4): 107–110 (1998).
- [304] H. Gottlich et W. M. Heckl. *A novel probe for near field optical microscopy based on luminescent silicon*. Ultramicroscopy, **61**: 145–153 (1995).

- [305] V. Sandoghdar et J. Mlynek. *Prospects of apertureless SNOM with active probes*. J. Opt. A: Pure Appl. Opt., pp. 523–530 (1999).
- [306] L. Thiéry, N. Marini, J.-P. Prenel, M. Spajer, C. Bainier et D. Courjon. *Temperature profile measurements of near-field optical microscopy fiber tips by means of sub-micronic thermocouple*. Int. J. Therm. Sci., **39**(4): 519–525 (2000).
- [307] M. Stähelin, M. A. Bopp, G. Tarrach, A. J. Meixner et I. Zschokke-Gränacher. *Temperature profile of fiber tips used in scanning near-field optical microscopy*. Appl. Phys. Lett., **68**(19): 2603–2605 (1996).
- [308] R. Stöckle, N. Schaller, V. Deckert, C. Fokas et R. Zenobi. *Brighter near-field optical probes by means of improving the optical destruction threshold*. J. Microscopy, **194**(2/3): 178–182 (1999).
- [309] K. T. Flaming et D. G. Brown. *Advanced Micropipette Technique for Cell Physiology* (Wiley Interscience, Chichester, UK, 1986).
- [310] N. Essaidi, Y. Chen, V. Kottler, E. Cambril, C. Mayeux, N. Ronarch et C. Vieu. *Fabrication and characterization of optical-fiber nanopores for scanning near-field optical microscopy*. Appl. Opt., **37**(4): 609–615 (1998).
- [311] A. Sayah, C. Philipona, P. Lambelet, M. Pfeffer et F. Marquis-Weible. *Fiber tips for scanning near field optical microscopy fabricated by normal and reverse etching*. Ultramicroscopy, **71**: 59–63 (1998).
- [312] P. Hoffmann, B. Dutoit et R. Salaté. *Comparison of mechanically drawn and protection layer chemically etched optical fiber tips*. Ultramicroscopy, **61**: 165–170 (1995).
- [313] Y. H. Chuang, K. G. Sun, C. J. Wang, J. Y. Huang et C. L. Pan. *A simple chemical etching technique for reproducible fabrication of robust scanning near-field fiber probes*. Rev. Sci. Instrum., **69**: 2 (1998).
- [314] T. Saiki et K. Matsuda. *Near-field optical fiber probe optimized for illumination-collection hybrid mode operation*. Appl. Phys. Lett., **74**(19): 2773–2775 (1999).
- [315] T. Matsumoto et M. Ohtsu. *Fabrication of a fiber probe with nanometric protrusion for near-field optical microscopy by a novel technique of three-dimensional nanophotolithography*. J. Lightwave Technol., **14**(10): 2224–2230 (1996).
- [316] T. Yatsui, M. Kouroggi et M. Ohtsu. *Increasing throughput of a near-field optical probe over 1000 times by the use of a triple-tapered structure*. Appl. Phys. Lett., **73**(15): 2090–2092 (1998).
- [317] A. Kim, T. David, E. Bourillot, S. Emonin, P. Papadopoulos, J.-P. Goudonnet et G. Kotrotsios. *Reproducible optical fiber tips for photon scanning tunneling microscopy with very small ($< 5^\circ$) cone angle*. J. L. T., **16**: 7 (1998).
- [318] R. Stöckle, C. Fokas, V. Deckert, R. Zenobi, B. Sick, B. Hecht et U. P. Wild. *High-quality near-field optical probes by tube etching*. Appl. Phys. Lett., **75**(2): 160–162 (1999).
- [319] P. Lambelet, A. Sayah, M. Pfeffer, C. Pilipona et F. Marquis-Weible. *Chemically etched fiber tips for near-field optical microscopy: a process for smoother tips*. Appl. Opt., **37**: 31 (1998).
- [320] T. Pagnot et C. Pieralli. *Fabrication of multimode fiber tapers with a high reproducibility of the subwavelength extremity size: application to scanning near-field optical microscope probes*. Optics Commun., **132**: 161–169 (1996).
- [321] K. E. Petersen. *Silicon as a mechanical material*. Proc. IEEE, **70**: 420–457 (1982).
- [322] B. Schwartz et H. Robbins. *Chemical etching of silicon*. J. Electrochem. Soc.: J. Solid. St. Technol., **123**(12): 1903–1909 (1976).
- [323] O. Yaradou. *Simulation, conception et caractérisation de microcathodes à émission de champ sur arséniure de gallium. Intégration d'une grille de commande*. Thèse de doctorat, Univ. des Sciences et Technologies de Lille (USTL), Lille, France (2000).
- [324] S. Adachi et H. Kawaguchi. *Chemical etching characteristics of (001) InP*. J. Electrochem.Soc., **128**(6): 1342 (1981).
- [325] H. U. Danzebrink, O. Ohlsson et G. Wilkening. *Fabrication and characterization of optoelectronic near-field probes based on a SFM cantilever design*. Ultramicroscopy, **61**: 131–138 (1995).
- [326] R. Bachelot. *Etude et réalisation d'un microscope optique en champ proche utilisant une sonde sans ouverture*. Thèse de doctorat, Université Paris VII, Paris, France (1996).

- [327] H. Wioland. *Étude en champ proche d'effets optiques et magneto-optiques par microscopie locale à sondes diffusantes*. Thèse de doctorat, Univ. Technol. Troyes, France (2000).
- [328] R. Bachelot, P. Gleyzes et A. C. Boccara. *Reflection mode scanning near-field optical microscopy using an apertureless metallic tip*. Appl. Opt., **20**: 1994 (1997).
- [329] A. J. Melmed. *The art and science and other aspects of making sharp tips*. J. Vac. Sci. Technol., **9**: 601 (1991).
- [330] H. Lemke, T. Göddenhenrich, U. Hartmann et C. Heiden. *Improved microtips for scanning probe microscopy*. Rev. Sci. Instrum., **61**: 2538 (1990).
- [331] J. P. D. Hartog. *Mechanical vibrations*, pp. 47–69 (Dover, 1988).
- [332] S. P. Timoshenko. *Résistance des matériaux*, p. 400 (Dunod Technique, 1981).
- [333] V. Féodosiev. *Résistance des matériaux*, p. 517 (Editions MIR, Moscou, URSS, 1976).
- [334] G. Wurtz. *Développement d'un microscope optique en champ proche utilisant une sonde métallique*. Thèse de doctorat, Univ. Technol. Troyes (2000).
- [335] R. Bachelot, P. Gleyzes et A.-C. Boccara. *Influence of both repulsive and attractive force fields in tapping mode atomic force microscopy*. Probe Microscopy, **1**: 89–97 (1997).
- [336] A. Lahrech, R. Bachelot, P. Gleyzes et A.-C. Boccara. *Infrared near-field imaging of implanted semiconductors: Evidence of a pure dielectric contrast*. Appl. Phys. Lett., **71**: 575–577 (1997).
- [337] Y. F. Lu, Z. H. Mai, G. Quiu et W. K. Chim. *Laser-induced nano-oxidation on hydrogen-passivated*. Appl. Phys. Lett., **75**: 2359–2361 (1999).
- [338] D. W. Blodgett et J. B. Spicer. *Detection of ultrasound using an apertureless near-field scanning optical microscope*. Appl. Phys. Lett., **74**: 3735–3737 (1999).
- [339] L. Aigouy, S. Grésillon, A. Lahrech, A.-C. Boccara, J.-C. Rivoal, V. Mathet, C. Chappert, J.-P. Jamet et J. Ferré. *Apertureless scanning near-field magneto-optical microscopy of magnetic multilayers*. J. of Microscopy, **194**: 295 (1999).
- [340] R. Bachelot, G. Wurtz et P. Royer. *An application of the apertureless scanning near-field optical microscopy: imaging a GaAlAs laser diode in operation*. Appl. Phys. Lett., **73**(23): 3333–3335 (1998).
- [341] C. Gehin. *La piézoélectricité*. Dans *Exposé général sur la piézoélectricité*, État de l'art, capteurs piézoélectriques (Laboratoire de Mesures en Ferroélectricité et Optique d'Annecy, 1994).
- [342] Quartz & Silice, Saint-Gobain, France. *Céramiques piézoélectriques*, catalogue 2/1/203f édition (1997).
- [343] L. Eyraud. *Diélectriques solides anisotropes et ferroélectricité* (Gauthier-Villars, Paris, France, 1969).
- [344] R. Chaléat. *Mécanique des milieux déformables*. Rapport technique, ENSMM, Besançon, France (1978).
- [345] L. Eyraud et M. Brissaud. *Le transducteur piézoélectrique - théorie - fonctionnement - caractérisation*. Rapport technique, INSA, cours d'énergétique, Lyon, France (XX).
- [346] R. Bourquin. *Applications de la piézoélectricité*. Rapport technique, ENSMM, option Électronique et capteurs, Besançon, France (1995).
- [347] L. Lebrun. *Étude de moteurs piézoélectriques ultrasonores*. Thèse de doctorat, INSA, thèse de doctorat en acoustique, Lyon, France (1995).
- [348] R. L. Letty. *Conception de moteurs piézoactifs à l'aide de la modélisation*. Thèse de doctorat, INSA, thèse de doctorat en acoustique, Lyon, France (1994).
- [349] D. Certon, F. Levassort, A. Nguyen et F. Patat. *Piézo-composites de connectivité 1–3 : du mode d'épaisseur aux modes latéraux*. Dans *Matériaux et composants piézo-pyro-ferroélectriques et leurs applications*, Actes des 3èmes journées d'études (Société de Electriciens et Electroniciens (SEE), Limoges, France, 1996).
- [350] R. Duffait, P. Wurmsdobler, C. E. Hassani, H. Aikyo, A. Nguyen-Dinh et E. Lacaze. *Moteur piézoélectrique à transducteur à couplage longitudinal*. Dans *Matériaux et composants piézo-pyro-ferroélectriques et leurs applications*, Actes des 3èmes journées d'études (Société de Electriciens et Electroniciens (SEE), INSA, Lyon, France, 1999).

- [351] E. H. Syngé. *An application of piezo-electricity to microscopy*. Phil. Mag. 1932, **S7 vol 13 No 83**: 297–300 (1932).
- [352] P. Günther, U. C. Fischer et K. Dransfeld. *Scanning near-field acoustic microscopy*. Appl. Phys. B, **48**: 89–21 (1989).
- [353] K. Karrai et R. D. Grober. *Piezoelectric tip-sample distance control for near field optical microscopes*. Appl. Phys. Lett., **66**(14): 1842–1844 (1995).
- [354] A. G. T. Ruiter, J. A. Veerman, K. O. van der Werf et N. F. van Hulst. *Dynamic behavior of tuning fork shear-force feedback*. Appl. Phys. Lett., **71**(1): 28–30 (1997).
- [355] W. H. J. Rensen, N. F. van Hulst, A. G. T. Ruiter et P. E. West. *Atomic steps with tuning-fork-based noncontact atomic force microscopy*. Appl. Phys. Lett., **75**: 1640 (1999).
- [356] H. Edwards, L. Taylor, W. Duncan et A. J. Melmed. *Fast, high-resolution atomic force microscopy using a quartz tuning fork as actuator and sensor*. J. Appl. Phys., **82**(3): 980 (1997).
- [357] M. Todorovic et S. Schultz. *Miniature high-sensitivity quartz tuning fork alternating gradient magnetometry*. Appl. Phys. Lett., **73**: 3595 (1998).
- [358] K. Karrai et R. D. Grober. *Tip-sample distance control for near-field scanning optical microscopes*. Dans *Proc. SPIE*, tome 2535, p. 69 (1995).
- [359] C. Obermüller, A. Deisenrieder, G. Abstreiter, K. Karrai, S. Grosse, S. Manus, J. Feldmann, H. Lipsanen, M. Sopanen et J. Ahopelto. *Pauli-blocking imaging of single strain-induced semiconductor quantum dots*. Appl. Phys. Lett., **74**: 3200 (1999).
- [360] C. Obermüller, A. Deisenrieder, G. Abstreiter, K. Karrai, S. Grosse, S. Manus, J. Feldmann, H. Lipsanen et M. S. and J. Ahopelto. *Mechanical nano-manipulation of single strain-induced semiconductor quantum dot*. Appl. Phys. Lett., **75**: 358–360 (1999).
- [361] D. Sarid. *Scanning Force Microscopy*. Oxford Series (Oxford University Press, Oxford England, 1991).
- [362] J. F. Nye. *Physical Properties of Crystals* (Oxford University Press, Oxford, UK, 1985).
- [363] G. Nomarski. *Micrinterféromètre différentiel à ondes polarisées*. J. Phys. and Radium, **16**: 9S–13S (1955).
- [364] C. Schonenberger et S. F. Alvarado. *A differential interferometer for force microscopy*. Rev. Sci. Instrum., **60**: 3131–3134 (1989).
- [365] M. J. Gregor, P. G. Blome, J. Schöfer et R. G. Ulbrich. *Probe-surface interaction in near-field optical microscopy: The nonlinear bending force mechanism*. Appl. Phys. Lett., **68**(3): 307–309 (1996).
- [366] K. Karrai et I. Tiemann. -. Phys. Rev. B (2000).
- [367] T. R. Albrecht, P. Grutter, D. Horne et D. Rugar. *Frequency modulation detection using high-Q cantilevers for enhanced force microscope sensitivity*. J. Appl. Phys., **69**: 668 (1991).
- [368] F. J. Giessibl. *High-speed force sensor for force microscopy and profilometry utilizing a quartz tuning fork*. Appl. Phys. Lett., **73**: 3956 (1998).
- [369] W. A. Atia et C. C. Davis. *A phase-locked shear-force microscope for distance regulation in near-field optical microscopy*. Appl. Phys. Lett., **70**(4): 405–407 (1997).
- [370] R. D. Grober, J. Acimovic, J. Schuck, D. Hessman, P. Kindlemann, J. Hespanha, S. Morse, K. Karrai, I. Tiemann et S. Manus. *Fundamental limits to force detection using quartz tuning forks*. Rev. Sci. Instrum., **71**(7): 2776–2780 (1999).
- [371] A. V. Oppenheim et A. S. Willsky. *Signals and Systems*, chapitre 11 (Prentice Hall, New Jersey, 1983). Problem 9.
- [372] J.-P. Fillard. *Near Field Optics and Nanoscopy* (World Scientific, Singapore, 1996).
- [373] M. A. Paesler et P. J. Moyer. *Near-field Optics: Theory, Instrumentation, and Applications* (Wiley and Sons, Chichester, 1996).
- [374] M. Ohtsu. *Near field Nano/Atom Optics and Technology* (Springer Verlag, Tokyo, Japan, 1998).

- [375] L. Salomon, C. Charbonnier, F. de Fornel, P. M. Adam, P. Guerin et F. Carcenac. *Near-field study of mesoscopic Au periodic samples. Effect of the polarisation and comparison between different imaging modes*. Phys. Rev. B, **6** (2000).
- [376] P. J. Valle, J.-J. Greffet et R. Carminati. *Optical contrast, topographic contrast and artifacts in illumination-mode scanning near-field optical microscopy*. J. Appl. Phys., **86**(1): 648–656 (1997).
- [377] S. Grésillon. *Microscopie optique en champ proche en transmission avec une sonde métallique : exaltation de champ et spectroscopie de nanoparticules*. Thèse de doctorat, Université Paris 6 (1999).
- [378] J. Azoulay, A. Débarre, A. Richard et P. Tchénio. *Optical contrast in apertureless microscopy*. Appl. Opt., **39**(1): 129–134 (2000).
- [379] C. E. Jordan, S. J. Stranick, L. J. Richter et R. R. Cavanagh. *Removing optical artifacts in near-field scanning optical microscopy by using a three-dimensional scanning mode*. J. Appl. Phys., **86**(5): 2785–2789 (1999).
- [380] A. G. Choo, H. E. Jackson, U. Thiel, G. N. D. Brabander et J. T. Boyd. *Near field measurements of optical channel waveguides and directional couplers*. Appl. Phys. Lett., **65**(8): 947–949 (1994).
- [381] R. Cella, B. Mersali, F. Barthe et C. Licoppe. *Etude modale de puits quantiques en champ proche*. Dans XVème J.N.O.G. (1995).
- [382] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade et J. N. Winn. *Photonic Crystal* (Princeton University Press, Princeton, the USA, 1995).
- [383] G. H. V. Rhodes, J. M. Pomeroy, T. F. Krauss, M. S. Ünlü et B. B. Goldberg. *Imaging of spatial modes of one dimensional photonic band gap devices using near-field scanning optical microscopy*. Dans *Proceeding of ISDRS'97* (Charlottesville, VA, 1997).
- [384] D. Mulin, M. Spajer, D. Courjon, F. Carcenac et Y. Chen. *Near-field probing control of optical propagation in bidimensional guiding mesostructures*. J. Appl. Phys., **87**(1): 534–537 (2000).
- [385] S. Weiss. *Fluorescence spectroscopy of single biomolecules*. Science, **283**: 1676–1683 (1999).
- [386] G. Herzberg. *Molecular Spectra and Molecular Structure I Spectra of diatomic molecules; II Infrared and Raman spectra of polyatomic molecules; III Electronic spectra and electronic structure of polyatomic molecules* (Van Nostrand, New York, the USA, 1950 and 1966).
- [387] F. P. Schäfer, réd. *Principles of dye laser operation* (Springer-Verlag, Berlin, Germany, 1973).
- [388] W. E. Moerner, réd. *Persistent spectral hole-burning: science and applications* (Springer-Verlag, Berlin, Germany, 1988).
- [389] W. E. Moerner et M. Orrit. *Illuminating molecules in condensed matter*. Science, **283**: 1670–1676 (1999).
- [390] A. D. Mehta, M. Rief, J. A. Spudich, D. A. Smith et R. M. Simmons. *Single-molecule biomechanics with optical methods*. Science, **283**: 1690–1694 (1999).
- [391] J. K. Gimzewski et C. Joachim. *Nanoscale science of single molecules using local probes*. Science, **283**: 1686–1688 (1999).
- [392] S. Nie et R. N. Zare. *Optical detection of single molecules*. Ann. Rev. Biophys. Biomol. Struct., **26**: 567–596 (1997).
- [393] X. S. Xie et J. K. Trautman. *Optical studies of single molecules at room temperature*. Ann. Rev. Phys. Chem., **49**: 441–480 (1998).
- [394] J. Köhler. *Magnetic resonance of a single molecular spin*. Physics Reports, **310**: 261 (1999).
- [395] T. Basché, W. E. Moerner, M. Orrit et U. P. Wild, réds. *Single-molecule optical detection, imaging and spectroscopy* (VCH, 1997).
- [396] T. Bashé, W. E. Moerner, M. Orrit et H. Talon. *Photon antibunching in the fluorescence of a single dye molecule trapped in a solid*. Phys. Rev. Lett., **69**(10): 1516–1519 (1992).
- [397] S. Brasselet et W. E. Moerner. *Fluorescence behavior of single-molecule pH sensors*. Single Molecules, **1**: 15–21 (2000).
- [398] J. Azoulay, A. Débarre et P. Tchénio. *Field enhancement and apertureless near-field optical spectroscopy of single molecules*. J. Microscopy, **194**: 486–490 (1999).

- [399] A. B. Myers, P. Tchenio, M. Z. Zgierski et W. E. Moerner. *Vibronic spectroscopy of individual molecules in solid*. J. of Phys. Chem., **98**: 10377 (1994).
- [400] C. Obermuller, A. Deisenrieder, C. Abstreiter, K. Karrai, S. Grosse, S. Manus, J. Feldmann, H. Lipsanen, M. Soapanen et J. Ahopelto. *Single-molecule microscopy on model membranes reveals anomalous diffusion*. Biophysical Journal, **73**: 1073–1080 (1997).
- [401] A. G. T. Ruiter, J. A. Veerman, M. F. Garcia-Parajo et N. F. van Hulst. *Single molecule rotational and translational diffusion observed by near-field scanning optical microscopy*. J. Phys. Chem. A, **101**: 7318–7323 (1997).
- [402] T. Ha, A. Y. Ting, J. Liang, A. A. Deniz, P. G. S. D. S. Chemla, et S. Weiss. *Temporal fluctuations of fluorescence resonance energy transfer between two dyes conjugated to a single protein*. Chemical-Physics, **247**: 107–118 (1999).
- [403] W. P. Ambrose, P. M. Goodwin, J. C. Martin et R. A. Keller. *Alterations of single molecule fluorescence lifetimes in near-field optical microscopy*. Science, **265**: 364–367 (1994).
- [404] J. Azoulay, A. Débarre, A. Richard et P. Tchéno. *Quenching and enhancement of single molecule fluorescence under metallic and dielectric tips*. Euro. Phys. Lett. (2000).
- [405] W. E. Moerner, T. Plakhotnik, T. Irrgartinger et U. P. Wild. *Near-field optical spectroscopy of individual molecules in solids*. Phys. Rev. Lett., **73** no **20**: 2764–2767 (1994).
- [406] E. J. Sanchez, L. Novotny et X. Sunney-Xie. *Near-field fluorescence microscopy based on two-photon excitation with metal tips*. Phys. Rev. Lett., **82**: 4014–4017 (1999).
- [407] J. Grausem, B. Humbert, A. Burneau et J. Oswald. *Subwavelength Raman spectroscopy*. Appl. Phys. Lett., **70**(13): 1671 (1997).
- [408] Grausem, B. Humbert, M. Spajer, D. Courjon, A. Burneau et J. Oswald. *Near field Raman spectroscopy*. J. Raman Spectrosc., **30**: 833 (1999).
- [409] A. H. L. Rosa, B. I. Yakobson et H. D. Hallen. *Origins and effects of thermal processes on near field optical probes*. Appl. Phys Lett., **67**(18): 2597 (1995).
- [410] C. L. Jahncke, M. A. Paesler et H. D. Hallen. *Raman imaging with near field scanning optical microscopy*. Appl. Phys. Lett., **67**(17): 2483 (1995).
- [411] C. L. Jahncke, H. D. Hallen et M. A. Paesler. *Nano-Raman spectroscopy and imaging with a near field scanning optical microscope*. J. Raman Spectrosc., **27**: 579 (1996).
- [412] Y. Narita, T. Tadokoro, T. Ikeda, T. Saiki, S. Mononobe et M. Ohtsu. *Field Raman spectral measurement of polydiacetylene*. Appl. Spectrosc., **52**(9): 1141 (1998).
- [413] D. Zeisel, V. Deckert, R. Zenobi et T. Vo-Dinh. *Near-field surface enhanced Raman spectroscopy of dye molecules adsorbed on silver island films*. Chem. Phys. Lett., **283**: 381–385 (1998).
- [414] S. Nie et S. R. Emory. *Probing single molecules and single nanoparticles by surface-enhanced Raman scattering*. Science, **275**: 1102 (1997).
- [415] S. R. Emory et S. Nie. *Near field surface-enhanced Raman spectroscopy on single silver nanoparticles*. Anal. Chem., **69**(14): 2631 (1997).
- [416] S. Webster, D. N. Batchelder et D. A. Smith. *Submicron resolution measurement of stress in silicon by near-field Raman spectroscopy*. Appl. Phys. Lett., **72**(12): 1478 (1998).
- [417] I. D. Wolf, J. Jimenez, J. P. Landesman, C. Frigeri, P. Braun, E. D. Silva et E. Calvet. *New developments in optical spectroscopy for the characterization of semiconductor devices*. Program Nostradamus (1998).
- [418] A. M. Taylor et A. M. Glover. *Studies in refractive index I and II*. J. Opt. Soc. Am., **23**: 206 (1933).
- [419] A. M. Taylor et D. A. Dufee. *Studies in refractive index III*. J. Opt. Soc. Am., **23**: 263 (1933).
- [420] A. M. Taylor et A. King. *Studies in refractive index IV*. J. Opt. Soc. Am., **23**: 308 (1933).
- [421] N. J. Harrick. *Internal Reflection Spectroscopy* (Wiley and Sons, 1967).
- [422] A. Hammiche, H. M. Pollock, M. Reading, M. Claybourn, P. H. Turner et K. Jewkes. *Photothermal FTIR spectroscopy: a step towards FTIR microscopy at a resolution better than the diffraction limit*. Appl. Spectrosc., **53**(7): 810 (1999).

- [423] A. Piednoir, C. Licoppe et F. Creuzet. *Imaging and local infrared spectroscopy with a near field optical microscope*. Opt. Commun., **129**: 414 (1996).
- [424] A. Piednoir. *Microscopie et spectroscopie locale dans le domaine infrarouge : étude et mise au point d'un microscope optique en champ proche*. Thèse de doctorat, Université Paris VI (1994).
- [425] D. T. Schaafsma, R. Mossadegh, J. S. Sanghera, I. D. Aggarwal, J. M. Gilligan, N. H. Tolk, M. Luce, R. Generosi, P. Perfetti, A. Cricenti et G. Margaritondo. *Singlemode chalcogenide fiber infrared SNOM probes*. Ultramicroscopy, **77**(1–2): 77–81 (1999).
- [426] R. D. Schaller, C. Roth, D. H. Raulet et R. J. Saykally. *Near-field second harmonic imaging of granular membrane structures in natural killer cells*. J. Phys. Chem. B., **104**: 5217 (2000).
- [427] E. H. C. Parker, réd. *The technology and physics of molecular beam epitaxy* (Plenum Press, New York, the USA, 1985).
- [428] R. Flederling, M. Keim, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, A. Waag et L. W. Malenkamp. *Injection and detection of a spin-polarized current in a light-emitting diode*. Nature, **402**(6763): 787–790 (1999).
- [429] (1998). The National Technology Roadmap for Semiconductor Industry association.
- [430] S. Hosaka, S. Hosoki, T. Hasegawa, H. Koyanagi, T. Shintani et M. Miyamoto. *Fabrication of nanostructures using scanning probe microscopes*. J. Vac. Sci. Technol., **B13**: 2813–2818 (1995).
- [431] P. Vettinger, J. Brugger, M. Despont, U. Drechsler, U. Dürig, W. Häberle, M. Lutwyche, H. Rothuizen, R. Stutz, R. Widmer et G. Binnig. *Ultra-high density, high-data-rate NEMS-based AFM data storage system*. Microelectron. Eng., **46**(1–4): 11–17 (1999).
- [432] S. Y. Chou, P. R. Krauss et P. J. Renstrom. *Imprint of sub-25 nm vias and trenches in polymers*. Appl. Phys. Lett., **76**(21): 3114–3116 (1995).
- [433] Y. Xia et G. M. Whitesides. *Soft lithography*. Angew. Chem. Int. Ed., **37**(5): 551–575 (1998).
- [434] J. L. Wilbur. *Self-assembly and self-assembled monolayers in micro- and nanofabrication*. Dans G. Timp, réd., *Nanotechnology*, pp. 331–369 (Springer-Verlag, New York, the USA, 1999).
- [435] J.-Y. Marzin, J.-M. Gérard, A. Izraël, D. Barrier et G. Bastard. *Photoluminescence of single InAs quantum dots obtained by self-organized growth on GaAs*. Phys. Rev. Lett., **73**(5): 716–719 (1994).
- [436] L. Brus. *Chemical approaches to semiconductor nanocrystals materials*. Dans G. Timp, réd., *Nanotechnology*, pp. 257–284 (Springer-Verlag, New York, the USA, 1999).
- [437] T. J. Deming, V. Conticello et D. Tirrell. *Biocatalytic synthesis of polymers of precisely defined structures*. Dans G. Timp, réd., *Nanotechnology*, pp. 371–402 (Springer-Verlag, New York, the USA, 1999).
- [438] H. W. C. Z. Yao, H. W. C. Postma, L. Balents et C. Dekker. *Carbon nanotube intramolecular junctions*. Nature, **402**(6759): 273–276 (1999).
- [439] J. Chen, M. A. Reed, A. M. Rawlett et J. M. Tour. *Large on-off ratios and negative differential resistance in a molecular electronic device*. Science, **286**(5444): 1550–1552 (1999).
- [440] F. Bassani, G. P. Parravicini et R. A. Ballinger. *Electronic states and optical transitions in solids* (Pergamon Press, Oxford, UK, 1975).
- [441] G. Bastard. *Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures* (Edition de Physique, Les Ulis, France, 1987).
- [442] E. Burstein et G. Weisbuch, réds. *Confined electrons and photons*, tome 340 de *NATO ASI Series* (Plenum Press, 1995).
- [443] E. Yablonovitch. *Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics*. Phys. Rev. Lett., **58**(20): 2059–2062 (1987).
- [444] K. W. Böer. *Survey of semiconductor physics: electrons and other particles in bulk semiconductors* (Van Nostrand Reinhold, New York, the USA, 1990).
- [445] H. Mathieu. *Physique des semiconducteurs et des composantes électroniques* (Masson, Paris, France, 1987).
- [446] Y. Nagamune, H. Watabe, M. Nishioka et Y. Arakawa. *Observation of a single photoluminescence peak from a single quantum dot*. Appl. Phys. Lett., **67**(22): 3257–3259 (1995).

- [447] L. Landin, M. S. Miller, M.-E. Pistol, C. E. Pryor et L. Samuelson. *Optical studies of individual InAs quantum dots in GaAs: Few-particle effects*. Appl. Phys. Lett., **280**(5361): 262–264 (1998).
- [448] Y. Chen, G. Faini, H. Launois et J. Etrillard. *Fabrication of two-dimensional photonic lattices in GaAs: the regular graphite structures*. Superlattices & Microstruc., **22**(1): 109–113 (1997).
- [449] A. Blanco, E. Chomaski, S. Grabchak, M. Ibisate, S. John, S. W. Leonard, C. Lopez, F. Meseguer, H. Miguez, J. P. Mondia, G. A. Ozin, O. Toader et H. M. V. Driel. *Large-scale synthesis of a silicon photonic crystal with a complete three-dimensional bandgap near 1.5 micrometres*. Nature, **405**: 437–440 (2000).
- [450] B. Koopmans, B. Richards, P. Santos, K. Eberl et M. Cardona. *In-plane optical anisotropy of GaAs/AlAs multiple quantum wells probed by microscopic reflectance difference spectroscopy*. Appl. Phys. Lett., **69**(6): 782–785 (1996).
- [451] H. F. Hess, E. Betzig, T. D. Harris, L. N. Pfeiffer et K. W. West. *Near-field spectroscopy of the quantum constituents of a luminescent system*. Science, **264**: 1740–1745 (1994).
- [452] R. D. Grober, T. D. Harris, J. K. Trautman, E. Betzig, W. Wegscheider, L. Pfeiffer et K. West. *Optical spectroscopy of a GaAs/AlGaAs quantum wire structure using near-field scanning optical microscopy*. Appl. Phys. Lett., **64**(11): 1421–1423 (1994).
- [453] T. D. Harris, D. Gershoni, R. D. Grober, L. Pfeiffer, K. West et N. Chand. *Near-field optical spectroscopy of single quantum wires*. Appl. Phys. Lett., **68**(7): 988–991 (1996).
- [454] H. F. Ghaemi, B. B. Goldberg, C. Cates, P. D. Wang, C. M. S. Torres, M. Fritze et A. Nurmikko. *Spectroscopy of individual quantum structures with low-temperature near field optical microscopy*. Superlatt. & Microstruc., **17**(1): 15–18 (1995).
- [455] Y. Toda, M. Kourogi, M. Ohtsu, Y. Nagamune et Y. Arakawa. *Spatially and spectrally resolved imaging of GaAs quantum-dot structures using near-field optical technique*. Appl. Phys. Lett., **69**(6): 827–830 (1996).
- [456] F. Flack, N. Samarth, V. Nikitin, P. A. Crowell, J. Shi, J. Levy et D. D. Awschalom. *Near-field optical spectroscopy of localized excitons in strained CdSe quantum dots*. Phys. Rev. B, **54**(24): 17312–17315 (1996).
- [457] K. Matsuda, T. Saiki, H. Saito et K. Nishi. *Room-temperature photoluminescence spectroscopy of self-assembled In_{0.5}Ga_{0.5}As single quantum dots by using highly sensitive near-field scanning optical microscope*. Appl. Phys. Lett., **76**(1): 73–76 (2000).
- [458] G. H. V. Rhodes, J. M. Pomeroy, M. S. Ünlü, B. B. Goldberg, K. J. Knopp et D. H. Christensen. *Pump intensity profiling of vertical-cavity surface-emitting lasers using near-field scanning optical microscopy*. Appl. Phys. Lett., **72**(15): 1811–1813 (1998).
- [459] M. J. Gregor, P. G. Blome, R. G. Ulbrich, P. Grossmann, S. Grosse, J. Feldmann, W. Stolz, E. O. Gobel, D. J. Arent, M. Bode, K. A. Bertness et J. M. Olson. *Near-field optical characterization of the photoluminescence from partially ordered (gain)P*. Appl. Phys. Lett., **67**(24): 3572–3574 (1995).
- [460] J. Liu, N. R. Perkins, M. N. Horton, J. M. Redwing, M. A. Tischler et T. F. Kuech. *A near-field scanning optical microscopy study of the photoluminescence from GaN films*. Appl. Phys. Lett., **69**(32): 3519–3521 (1996).
- [461] P. A. Crowell, D. K. Young, S. Keller, E. L. Hu et D. D. Awschalom. *Near-field scanning optical spectroscopy of an InGaN quantum well*. Appl. Phys. Lett., **72**(8): 927–929 (1998).
- [462] S. K. Buratto, J. W. P. Hsu, E. Betzig, J. K. Trautman, R. B. Bylisma, C. C. Bahr et M. J. Cadillo. *Near-field photoconductivity: Application to carrier transport in InGaAsP quantum well lasers*. Appl. Phys. Lett., **65**(21): 2654–2656 (1994).
- [463] S. K. Buratto, J. W. P. Hsu, J. K. Trautman, E. Betzig, R. B. Bylisma, C. C. Bahr et M. J. Cadillo. *Imaging InGaAsP quantum-well lasers using near-field scanning optical microscopy*. J. Appl. Phys., **76**: 7720 (1994).
- [464] B. B. Goldberg, M. S. Ünlü, W. D. Herzog, H. F. Ghaemi et E. Towe. *Near-field optical studies of semiconductor heterostructures and laser diodes*. IEEE - Quantum Electr., **1**: 1073–1081 (1995).
- [465] M. S. Ünlü, B. B. G. W. D. Herzog, D. Sun et E. Towe. *Near-field optical beam induced current measurement on heterostructures*. Appl. Phys. Lett., **67**(13): 1862–1864 (1995).
- [466] K. Karrai, G. Kolb, G. Abstreiter et A. Schmeller. *Optical near-field induced current microscopy*. Ultramicroscopy, **61**: 299–304 (1995).

- [467] S. Davy, M. Spajer, D. Courjon, C. Coluzza, R. Generosi, A. Cricenti, C. Barchesi, J. Almeida et G. Faini. *Near field imaging of the photocurrent on Au/GaAs interface with various wavelengths*. Dans S. Proc., réd., *Lasers and Optics in Manufacturing*, tome 3098, pp. 520–525 (Europto Symposium, Munich, Allemagne, 1997).
- [468] N. Saito, F. Sato, K. Takizawa, H. Okumura, T. Aida, T. Saiki et M. Ohtsu. *Spatially resolved detection of electroluminescence from lateral p–n junctions on GaAs(111), a patterned substrate using near-field scanning optical microscope*. Jpn. J. Appl. Phys., **36**: L896–L898 (1997).
- [469] W. D. Herzog, M. S. Ünlü, B. B. Goldberg et G. H. Rhodes. *Beam divergence and waist measurements of laser diodes by near-field scanning optical microscopy*. Appl. Phys. Lett., **70**(6): 688–690 (1997).
- [470] D. K. Young, M. P. Mack, A. C. Abare, M. Hansen, L. A. Coldren, S. P. Denbaars, E. L. Hu et D. D. Awschalom. *Near-field scanning optical microscopy of indium gallium nitride multiple-quantum-well laser diodes*. Appl. Phys. Lett., **74**(16): 2349–2351 (1999).
- [471] A. Partovi, D. Peale, M. Wuttig, C. A. Murray, G. Zydzik, L. Hopkins, K. Baldwin, W. S. Hobson, J. Wynn, J. Lopata, L. Dhar, R. Chichester et J. H.-J. Yeh. *High-power laser light source for near-field optics and its applications to high-density optical data storage*. Appl. Phys. Lett., **75**(11): 1515–1517 (1999).
- [472] R. Bachelot, G. Wurtz et P. Royer. *Erratum: An application of the apertureless scanning near-field optical microscopy: imaging a GaAlAs laser diode in operation*. Appl. Phys. Lett., **74**(9): 1347 (1999).
- [473] D. P. Tsai, H. E. Jackson, R. C. Reddick, S. H. Sharp et R. J. Warmack. *Photon scanning tunneling microscope study of optical waveguides*. Appl. Phys. Lett., **56**(16): 1515–1517 (1990).
- [474] R. S. Decca, H. D. Drew et K. L. Empson. *Investigation of the electric-field distribution at the wavelength aperture of a near-field scanning optical microscope*. Appl. Phys. Lett., **70**(15): 1932–1935 (1997).
- [475] D. P. Tsai, C. W. Yang, S.-Z. Lo et H. E. Jackson. *Imaging local index variations in an optical waveguide using a tapping-mode near-field scanning optical microscope*. Appl. Phys. Lett., **75**(8): 1039–1041 (1999).
- [476] A. Imhof, W. L. Vos, R. Sprik et A. Lagendijk. *Large dispersive effects near the band edges of photonic crystals*. Phys. Rev. Lett., **83**(15): 2942–2945 (1999).
- [477] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, T. Sato et S. Kawakami. *Photonic-crystal spot-size converter*. Appl. Phys. Lett., **76**(13): 268–271 (2000).
- [478] M. Tokushima, H. Kosaka, A. Tomita et H. Yamada. *Lightwave propagation through a 120° sharply bent single-line-defect photonic crystal waveguide*. Appl. Phys. Lett., **76**(8): 952–955 (2000).
- [479] E. du Trémolet de Lacheisserie, réd. *Magnétisme; I Fondements, II Matériaux et Applications*. Coll. Grenoble Sciences (Presses Universitaires de Grenoble, 1999).
- [480] A. K. Zvezdin et V. A. Kotov. *Studies in Condensed Matter physics*, chapitre Modern Magnetooptics and Magneto-optical Materials (Institute of Physics Publishing Ltd, 1997).
- [481] C.-Y. You et S.-C. Shin. *Generalized analytic formulae for magneto-optical Kerr effects*. J. Appl. Phys., **84**: 541 (1998).
- [482] D. V. Labeke, A. Vial et D. Barchiesi. *Near-field theoretical study of a magneto-optical grating*. Ultramicroscopy, **61**: 51–55 (1995).
- [483] Y. Souche, M. Schlenker et A. D. Santos. *Non-specular magneto-optical Kerr effect*. J. Magn. Magn. Mater., **140–144**: 2179 (1995).
- [484] D. V. Labeke, A. Vial, V. A. Novosad, Y. Souche, M. Schlenker et A.-D. D. Santos. *Diffraction of light by a corrugated magnetic grating: experimental results and calculation using a perturbation approximation to the Rayleigh method*. Optics Commun., **124**: 519–528 (1996).
- [485] V. Kosobukin. *Theory of the magneto-optic Kerr effect in the near field*. Dans A. M. Paesler et J. P. Moyer, réds., *Near-Field Optics*, tome 2535, p. 9 (Proc. SPIE, 1995).
- [486] T. J. Silva et S. Schultz. *A scanning near-field optical microscope for the imaging of magnetic domains in reflection*. Rev. Sci. Instrum., **67**: 715 (1996).
- [487] P. Bertrand. *Microscopie optique en champ proche. Réponse optique à l'échelle submicronique*. Thèse de doctorat, École Polytechnique, Paris, France (1999).

- [488] E. Betzig, J. K. Trautman, J. S. Weiner, T. D. Harris et R. Wolfe. *Polarization contrast in near-field scanning optical microscopy*. *Appl. Opt.*, **31**(22): 4563–4568 (1992).
- [489] U. Hartmann. *High resolution magnetic imaging based on scanning probe techniques*. *J. Magn. Magn. Mater.*, **157-158**: 545 (1996).
- [490] G. Eggers, A. Rosenberg, N. Held, A. Münnemann, G. Güntherodt et P. Fumagalli. *Scanning near-field magneto-optic microscopy: quantitative measurements of local Faraday effects*. *Surface and Interface analysis*, **25**: 483 (1997).
- [491] T. Lacoste, T. Huser et H. Heinzelmann. *Faraday-Rotation imaging by near-field optical microscopy*. *Z. Phys. B*, **104**: 183 (1997).
- [492] E. Betzig, J. K. Trautman, R. Wolfe, E. M. Gyorgy, P. L. Finn, M. H. Kryder et C. H. Chang. *Near-field magneto-optics and high density data storage*. *Appl. Phys. Lett.*, **61**: 142 (1992).
- [493] C. Durkan, I. V. Shvets et J. C. Lodder. *Observation of magnetic domains using a reflection-mode scanning near-field optical microscope*. *Appl. Phys. Lett.*, **70**(10): 1323–1325 (1997).
- [494] V. Kottler, N. Essaidi, N. Ronarch, C. Chappert et Y. Chen. *Dichroic imaging of magnetic domains with a scanning near-field optical microscope*. *J. Magn. Magn. Mater.*, **165**: 398 (1997).
- [495] M. W. J. Prins, M. C. M. M. van der Wielen, D. L. Abraham, H. van Kempen et H. W. van Kesteren. *Magneto-optical Faraday effect probed in a scanning tunneling microscope*. *IEEE Trans. Magn.*, **30**: 4491 (1994).
- [496] M. W. Prins, Groeneveld, D. L. Abraham et H. Van Kempen. *Near-field magneto-optical imaging in scanning tunneling microscopy*. *Appl. Phys. Lett.*, **66**(9): 1141–1143 (1995).
- [497] R. Bruns et H. Raether. *Plasma resonance radiation from non radiative plasmons*. *Zeitschrift für Physik*, **237**: 98–106 (1970).
- [498] N. Richard, A. Dereux, T. David, E. Bourillot, J. P. Goudonnet, F. Scheurer, E. Beaurepaire et G. Garreau. *Magneto-optical effects in multilayers illuminated by total internal reflection*. *Phys. Rev. B*, **59**: 5936–5944 (1999).
- [499] T. J. Silva et A. B. Kos. *Dependence of contrast on probe/sample spacing with the magneto-optic Kerr effect scanning near-field optical microscope*. Dans *Near-Field Optics*, tome 2535, p. 2 (SPIE Proc., 1995).
- [500] B. D. Terris, H. J. Mamin et D. Rugar. *Near-field optical data storage*. *Appl. Phys. Lett.*, **68**(2): 141–143 (1996).
- [501] S. M. Mansfield et G. S. Kino. *Solid immersion microscope*. *Appl. Phys. Lett.*, **57**(24): 2615–2616 (1990).
- [502] A. Chekanov, M. Birukawa, Y. Itoh et T. Suzuki. *A high numerical aperture solid immersion lens magneto-optical recording system*. *IEEE Trans. on Magnetics*, **35**: 3100 (1999).
- [503] Y. Souche, M. Schlenker, R. Raphel et L. Alvarez-Prado. *Near-field optics and magnetism*. Dans F. P. Missell, éd., *Magnetism, Magnetic Materials and Their Applications; Materials Science Forum*, tome 302–303, pp. 105–114 (Trans. Tech. Publications Ltd., 1999).
- [504] S. Heinze, M. Bode, A. Kubetzka, O. Pietzsch, X. Nie, S. Blügel et R. Wiesendanger. *Real-space imaging or two-dimensional antiferromagnetism on the atomic scale*. *Science*, **288**: 1805–1808 (2000).
- [505] S. Amelinckx, D. V. Dick, J. V. Landuyt et G. V. Tendeloo, réds. *Handbook of Microscopy*, tome 1. Methods (VCH Science for the future, Weinheim, 1996).
- [506] E. D. Dahlberg et R. Proksch. *Magnetic microscopies: the new additions*. *J. Magn. Magn. Mater.*, **200**: 720 (1999).
- [507] C. Colton, éd. *Procedures in Scanning Probe Microscopies* (Wiley & Sons, New York, the USA, 1998). Ce cours propose une description des méthodes lithographiques STM et AFM.
- [508] S. Allen, éd. *Photopolymerisation and photoimaging science and technology* (Elsevier Applied Science, London, UK, 1989).
- [509] O. J. F. Martin et C. Girard. *Controlling and tuning strong optical field gradients at the local probe microscope tip apex*. *Appl. Phys. Lett.*, **70**: 705–707 (1997).
- [510] A. V. Bragas et O. E. Martinez. *Field-enhanced scanning optical microscope*. *Opt. Lett.*, **25**: 631 (2000).

- [511] E. Durant. *Électrostatique* (Masson & Cie, Paris, France, 1966).
- [512] G. Krausch, S. Wegscheider, A. Kirsch, H. Bielefeldt, J. C. Meiners et J. Mlynek. *Near field microscopy and lithography with uncoated fiber tips: a comparison*. *Optics Commun.*, **119**: 283–288 (1995).
- [513] A. Naber, H. Kock et H. Fuchs. *High-resolution lithography with near-field optical microscopy*. *Scanning*, **18**: 567–571 (1996).
- [514] J. A. Rogers, A. Dodabalapur, L. Bao et H. E. Katz. *Low-voltage 0.1 mm organic transistors and complementary inverter circuits fabricated with a low-cost form of near-field photolithography*. *Appl. Phys. Lett.*, **75**: 1010–1012 (1999).
- [515] J. Aizenberg. *Imaging profiles of light in the near-field: applications to phase-shift photolithography*. *Appl. Optics*, **37**: 2145–2152 (1998).
- [516] L. P. Ghislain, V. B. Elings, K. B. Crozier, S. R. Manalis, S. C. Minne, K. Wilder, G. S. Kino et C. F. Quate. *Near-field photolithography with a solid immersion lens*. *Appl. Phys. Lett.*, **74**: 501–503 (1999).
- [517] A. Castiaux, C. Girard, M. Spajer et S. Davy. *Near-field optical effects inside a photosensitive sample coupled with a SNOM tip*. *Ultramicroscopy*, **71**: 49–58 (1998).
- [518] S. Davy et M. Spajer. *Near field optics: snapshot of the field emitted by a nanosource using photosensitive polymer*. *Appl. Phys. Lett.*, **69**: 3306–3308 (1996).
- [519] S. Bozhevolnyi. *Topographical artifacts and optical resolution in near-field optical microscopy*. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**(9): 2254–2259 (1997).
- [520] I. I. Smolyaninov, D. L. Mazzoni et C. C. Davis. *Near-field direct-write ultraviolet lithography and shear force microscopic studies of the lithographic process*. *Appl. Phys. Lett.*, **67**: 3859–3861 (1995).
- [521] C. Ecoffet, A. Espanet et D. J. Lougnot. *Photopolymerisation by evanescent wave: A new method to obtain nanoparticles*. *Adv. Mater.*, **10**: 411–415 (1998).
- [522] A. Espanet, C. Ecoffet et D. J. Lougnot. *Photopolymerization by evanescent waves. II. Revealing dramatic inhibiting effects of oxygen at submicrometer scale*. *J. Polym. Sci. A: Polym. Chem.*, **37**(13): 2075–2085 (1999).
- [523] G. Wastiaux. *La microscopie optique moderne* (Lavoisier, Paris, France, 1994).
- [524] Y. Chen, F. Carsenac, C. Ecoffet, D. J. Lougnot et H. Launois. *Mold-assisted near-field optical lithography*. *Microelec. Engin.*, **46**: 69–72 (1999).
- [525] S. Madsen, M. Müllenbom, K. Birkelund et F. Grey. *Optical near-field lithography on hydrogen-passivated silicon surfaces*. *Appl. Phys. Lett.*, **69**: 544–546 (1996).
- [526] M. K. Herndon, R. T. Collins, R. E. Hollingsworth, P. R. Larson et M. B. Johnson. *Near-field scanning optical nanolithography using amorphous silicon photoresists*. *Appl. Phys. Lett.*, **74**: 141–143 (1999).
- [527] R. Huber, M. Koch et J. Feldman. *Laser induced expansion of a scanning tunneling microscope tip measured with an atomic force microscope tip*. *Appl. Phys. Lett.*, **68**: 868–870 (1996).
- [528] K. Lieberman, Y. Shani, I. Melnik, S. Yoffe et Y. Sharon. *Near-field optical photomask repair with a femtosecond laser*. *J. Microscopy*, **194**: 537–541 (1999).
- [529] G. Kaupp et A. Herrmann. *Positive submicron lithography using uncoated or far-field apertured SNOM tips on organic crystals*. *Ultramicroscopy*, **71**: 383–388 (1998).
- [530] D. Zeisel, S. Nettesheim, B. Dutoit et R. Zenobi. *Pulsed laser-induced desorption and optical imaging on a nanometer scale with scanning near-field microscopy using chemically etched fiber tips*. *Appl. Phys. Lett.*, **68**(18): 2491–2492 (1996).
- [531] T. Shintani, K. Nakamura, S. Hosaka, A. Hirotsune, M. Terao, R. Imura, K. Fujita, M. Yoshida et S. Kämmer. *Phase change writing in a GeSbTe film with scanning near-field optical microscope*. *Ultramicroscopy*, **61**: 285–289 (1995).
- [532] S. Hosaka, T. Shintani, M. Miyamoto, A. Kikukawa, A. Hirotsune, M. Terao, M. Yoshida, K. Fujita et S. Kämmer. *Phase change optical recording using a scanning near-field optical microscope*. *J. Appl. Phys.*, **79**(10): 8082–8086 (1996).
- [533] R. Kim, J.-H. Park et W. Jhe. *Near-field optical recording by reflection-mode near-field scanning optical microscope: Submicron-sized marks and their thermodynamic stability*. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **39**: 984–985 (2000).

- [534] J. P. Moyer, K. Walzer et M. Hietschold. *Modification of the optical properties of liquid crystals using near-field scanning optical microscopy*. Appl. Phys. Lett., **67**: 2129–2131 (1995).
- [535] S. Jiang, J. Ichihashi, H. Monobe et M. Fujihira. *Highly localized photochemical processes in LB films of photochromic material by using a photon scanning tunneling microscope*. Optics Commun., **106**(4,5,6): 173–177 (1994).
- [536] M. Hamano et M. Irie. *Rewritable near-field optical recording on photochromic thin films*. Jpn. J. Appl. Phys., **35**: 1764–1767 (1996).
- [537] J. Massanell, N. García, A. Correia, A. Zlatkin et M. Sharonov. *Writing on nanolines on a ferroelectric surface with a scanning near-field optical microscope*. Dans M. Nieto-Vesperinas et N. Garcia, réds., *Optics at the nanometer scale*, pp. 181–190 (1996).
- [538] C. Kittel. *Physique de l'état solide* (Bordas, Paris, France, 1983). Chap. 13.