



HAL
open science

Modélisation Électromagnétique Des Antennes Miniatures à Base de Nanotubes de Carbone et de Graphène Dans la Bande TéraHertz

Mourad Aidi

► **To cite this version:**

Mourad Aidi. Modélisation Électromagnétique Des Antennes Miniatures à Base de Nanotubes de Carbone et de Graphène Dans la Bande TéraHertz. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Ecole Nationale d'Ingénieurs de Tunis, 2016. Français. NNT: . tel-01395660

HAL Id: tel-01395660

<https://theses.hal.science/tel-01395660v1>

Submitted on 11 Nov 2016

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

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

THÈSE

Présentée pour obtenir le titre de

DOCTEUR

DE L'ÉCOLE NATIONALE D'INGÉNIEURS DE TUNIS

SPÉCIALITÉ: TÉLÉCOMMUNICATIONS

par

Mourad AIDI

Modélisation Électromagnétique Des Antennes Miniatures à
Base de Nanotubes de Carbone et de Graphène Dans la
Bande TéraHertz

Soutenue le 12/02/2016 devant le Jury composé de:

Présidente :	Pr. Azza OULED ZAID	ISI-Tunis
Rapporteurs:	Pr. Fethi CHOUBANI	Sup'Com - Tunis
	Pr. Michel NEY	Télécom Bretagne-France
Directeur de thèse:	Pr. Taoufik AGUILI	ENIT-Tunis
Examinatrice:	Pr. Houria REZIG	ENIT-Tunis
Invité:	Pr. Ammar BOUALLEGUE	ENIT-Tunis

Travail réalisé au sein du laboratoire Systèmes de Communications



*A mes très chers parents,
A ma sœur et mes frères bien aimés,
A mes chers amis,
Je dédie chaleureusement cette thèse*

Remerciements

Je voudrais exprimer ici toute ma gratitude aux gens qui m'ont permis d'effectuer ma thèse dans les conditions idéales dont j'ai bénéficié. Sur le plan humain, j'ai trouvé que ces années étaient passionnantes parce que j'ai côtoyé et rencontré des personnes qui forçaient le respect et l'admiration.

Mes remerciements vont en premier à mon directeur de thèse Monsieur **Taoufik AGULLI**, professeur à l'Ecole Nationale d'Ingénieurs de Tunis. Ce fut un vrai plaisir de le connaître et un honneur d'être son élève. J'ai beaucoup appris à son contact. Je tiens à lui exprimer ma plus profonde reconnaissance pour son soutien, sa confiance, son sens de l'humour, l'intérêt qu'il a porté à mon travail ainsi qu'à sa disponibilité et ses orientations avisées.

Que Madame **Azza OULED ZAID**, professeur à L'Institut Supérieur d'Informatique de Tunis, trouve ici l'expression de ma gratitude pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de présider le jury de cette thèse.

J'exprime mes sincères remerciements à Monsieur **Fathi CHOUBANI**, professeur à l'Ecole Supérieure des Communications de Tunis, ainsi que Monsieur **Michel NEY**, professeur à CNRS Lab-STIC Télécom Bretagne, qui ont accepté de juger ce travail et d'en être les rapporteurs. Leurs réflexions critiques ont été profitables à la rédaction de ce manuscrit.

Je remercie également Madame **Houria REZIG**, Professeur à l'Ecole Nationale d'Ingénieurs de Tunis, d'avoir accepté d'examiner ce mémoire et de participer au jury.

Je remercie tout particulièrement Monsieur **Ammar BOUALLEGUE**, professeur émérite à l'Ecole Nationale d'Ingénieurs de Tunis, pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de participer à l'évaluation de ce travail.

Je remercie toutes les personnes du Laboratoire SysCom. L'ambiance a été vraiment agréable pendant ces ans de thèse. Il y a vraiment tant de moments drôles que j'ai passé avec eux, j'ai une pensée toute particulière pour **Mohamed, Dorsaf** et **Abd Essalem** avec eux j'ai pu discuter nos travaux de recherche respectifs, **Bilel, Houssein, Heithem, Ahmed, Meriem, Hafewa, Raja, Haifa** et **Besma**. Je leurs exprime ma profonde sympathie et leurs souhaite beaucoup de bien.

Je remercie vivement l'équipe technique et administrative du laboratoire SysCom, à savoir **Mohamed, Zied** et **Mariem**, et qui n'ont pas ménagé d'efforts pour veiller au bon déroulement de nos travaux de recherche.

Merci également à mes chers amis pour leurs encouragements qui m'ont été très précieux dans les moments de doute, et particulièrement pour ceux qui ont participé à la révision de ce manuscrit.

Enfin, j'aimerais exprimer toute ma reconnaissance envers ma famille. Ceci s'applique surtout à ma mère pour plein de raisons. Sa présence et son appui sont pour moi les piliers fondateurs de ce que je suis et de ce que je fais.

Aidi Mourad

Table des matières

Introduction Générale.....	12
Chapitre I	17
Nanotubes de Carbone et Nanorubans de Graphène: Nouveaux Matériaux pour les Télécommunications	17
1.1. Introduction.....	17
1.2. Aspect physique des matériaux à base de carbone	18
1.2.1. Carbone dans la nature	18
1.2.2. Matériaux synthétisés à base de carbone	19
1.3. Nanotubes de Carbone (CNT) et Graphène: Nanomatériaux à base de carbone	20
1.3.1. Nanotubes de carbone	20
1.3.1.1 La découverte des CNTs	20
1.3.1.2 Structure géométrique et différents types de CNT	21
1.3.2. Le Graphène	25
1.3.2.1. La découverte du graphène.....	25
1.3.2.2. Structure cristallographique et réseau réciproque	25
1.4. Propriétés Electroniques du Graphène et des Nanotubes de Carbone	27
1.5. Les Nano-Rubans de Graphène	30
1.5.1. Structure géométrique des GNRs.....	30
1.5.2. Nanoruban de graphène de type Armchair	31
1.5.3. Nanoruban de graphène de type Zigzag	33
1.6. Applications des nanotubes de carbone et de nanorubans de graphène dans les télécommunications.....	34
1.6.1. Les nanoantennes.....	34
1.6.2. Les filtres à base de nanostructures.....	36
1.6.3. Les nanotransistors	37
1.7. Performances et gain attendus du GNR et CNT pour les applications hyperfréquences	38
1.7.1. Gain en puissance de flexion	38
1.7.2. Gain en puissance RF	38

1.7.3.	Gain en temps de réponse	38
1.7.4.	Gain en durée de vie	39
1.8.	Conclusion	39
Chapitre 2	40
Théorie des lignes de transmission pour la modélisation des nano-antennes à base de nanotubes de carbone.....		40
2.1.	Introduction.....	40
2.2.	Modèle de lignes de transmission pour les Nanotubes de carbone	41
2.2.1.	Modèle de fluide d'électron et paramètres physiques caractéristiques de la ligne	41
2.2.2.	Modèle de circuit équivalent pour deux CNTs parallèles.....	44
2.2.3.	Distribution du courant pour une antenne à base de CNT	47
2.2.4.	Propriétés de rayonnement en absence de pertes	51
2.2.4.1.	Champ électrique et intensité de rayonnement	52
2.2.4.2.	Puissance totale rayonnée et impédance d'entrée.....	54
2.2.5.	Propriétés de rayonnement dans les conditions de pertes arbitraires.....	56
2.3.	Conclusion	57
Chapitre 3	59
Modélisation électromagnétique des antennes à base de nanotubes de carbone: formulation intégrale pour l'étude du couplage		59
3.1.	Introduction.....	59
3.2.	Description des méthodes intégrales.....	60
3.2.1.	Détermination de l'équation intégrale.....	60
3.2.1.1.	Expression du champ électrique dans le cas général.....	60
3.2.1.2.	Approximation des antennes minces et équation de Pocklington	62
3.2.1.3.	Application de la méthode des moments sur une structure d'antenne filaire	64
3.3.	Distribution du courant le long d'une antenne dipôle à base de CNT	67
3.3.1.	Conductivité dynamique d'un CNT.....	68
3.3.2.	Détermination et résolution de l'équation intégrale	69
3.3.3.	Résultats numérique dans le cas d'une antenne à base de CNT	72
3.4.	Etude de couplage des antennes à base de CNT.....	77
3.4.1.	Système d'équations intégrales pour N dipôles couplés	78
3.4.2.	Cas d'antennes à base de CNT fortement couplées: Equation intégrale basée sur une conductivité dynamique effective.....	80
3.4.3.	Cas d'antennes à base de CNT découplées: Facteur de réseau (AF).....	81
3.4.4.	Résultats numériques.....	83
3.4.4.1.	Effet de la distance de couplage	83

3.4.4.2. Effet du nombre d'antennes	85
3.4.4.3. Diagramme de rayonnement et validité de la méthode	87
3.5. Conclusion	89
Chapitre 4	91
Application de la méthode MoM-GEC pour l'étude des antennes à base de nanorubans de graphène.....	91
4.1. Introduction.....	91
4.2. Formalisme de la méthode circuit équivalent généralisé (GEC)	92
4.3. Conductivité dynamique du graphène	94
4.4. Application de la méthode des moments pour l'étude d'un réseau d'antenne à base de nanorubans de graphène	95
4.4.1. Structure étudiée	95
4.4.2. Formulation du problème	96
4.4.3. Résultats Numériques	100
4.4.3.1. Validation de la formulation proposée.	100
4.4.3.1.1. Etude de la convergence	100
4.4.3.1.2. Effets des dimensions du guide d'onde et de la source	101
4.4.3.1.3. Validation: Comparaison avec un exemple de la littérature.....	103
4.4.3.2. Etude d'une seule antenne à base de GNR	104
4.4.3.3. Etude d'un réseau d'antenne à base de nanorubans de graphène	106
4.4.3.3.1. Effet du nombre de nanorubans	106
4.4.3.3.2. Effet de la distance de séparation	108
4.4.3.3.3. Performance de rayonnement d'un réseau d'antennes à base de GNR.....	112
4.5. Etude des surface à hautes impédances à base de graphène.....	114
4.5.1. Structure étudiée et formulation	114
4.5.2. Résultats numériques.....	116
4.6. Conclusion	119
Conclusion et Perspectives	121
Bibliographie.....	125
Annexes.....	130
Annexe 1	130
Les bases modales	130
Annexe 2	132
Les impédances de modes	132

Liste des figures

Figure 1. 1. (a) Diamant, (b) Graphite, (c) et (d) Structures cristallographiques du diamant et du graphite, (c) Charbon.	18
Figure 1. 2. La formation des formes allotropiques synthétisées du carbone: (A) Le graphène, (B) Formation du fullerène C_{60} , (C) Formation des nanotubes de carbone, (D) Le graphène multicouches.	20
Figure 1. 3. Structure géométrique d'un CNT monoparoi (gauche) et d'un CNT multiparoi (droite).....	22
Figure 1. 4. Construction d'un CNT monoparoi. Les deux lignes droites parallèles en noir indiquent les atomes de carbone qui se superposent à la jointure du tube lors de l'enroulement de la feuille. Les atomes appartenant à la zone colorée en gris composent la surface du CNT.	23
Figure 1. 5. Nanotubes de carbone non chiraux.....	24
Figure 1. 6. Réseau direct et réseau réciproque du graphène. Les vecteurs \vec{a}_1 et \vec{a}_2 et les atomes A et B définissent le réseau de Bravais. Les vecteurs \vec{b}_1 et \vec{b}_2 définissent la première zone de Brillouin (D'après [24]).	26
Figure 1. 7. La structure de bande d'énergie du graphène [27].	28
Figure 1. 8. Haut : Lignes de coupe dans la première zone de Brillouin du graphène pour un NTC semi-conducteur (droite) et métallique (gauche). Bas : Structure de bande de ces mêmes NTCs. (D'après [25]).	29
Figure 1. 9. Structure géométrique d'un nanoruban de graphène Armchair et Zigzag [28].	31
Figure 1. 10. Structure de bande électronique pour un ruban "Armchair" parfait de différente largeur: (a) $N=6$, (b) $N=7$ et $N=8$ [30].	32
Figure 1. 11. Structure de bande électronique $E(k)$ pour des nanorubans de type zigzag 33	33
Figure 1. 12. (A) Antenne dipôle à base de NTC. (B) Antenne dipôle à base de GNR: (a) Structure de l'antenne, (b) Vue de face de la structure de l'antenne. (c) Modèle de ligne de transmission correspondant [43].	35
Figure 1. 13. (A) Filtre hautes fréquences à base de CNT. (B) Filtre hautes fréquences à base de GNR: (a) Structure du filtre [44], (b) Circuit électrique équivalent du filtre [46].	36
Figure 1. 14.(a) CNTFET à modulation de hauteur de barrière [47]. (b) CNTFET à double grille [49]. (c) Transistor à effet du champ à base de nanoruban de graphène (GNRFET) [50].	37
Figure 2. 1. Structure géométrique d'un nanotube de carbone.	41
Figure 2. 2. Modèle de circuit pour le mouvement d'électrons le long d'un nanotube de carbone 43	43
Figure 2. 3. Structure géométrique de deux CNTs parallèles et son schéma électrique équivalent 45	45
Figure 2. 4. Schéma électrique équivalent pour une portion de la ligne 45	45
Figure 2. 5. Ecartement des extrémités des CNT parallèles [59].	48
Figure 2. 6. Géométrie de l'antenne.	50
Figure 2. 7. Distribution du courant dans un NTC pour différentes valeurs de la résistance R.	51
Figure 2. 8. Diagramme de rayonnement pour un dipôle à base de CNT de longueur $l=\lambda_p$ et pour un dipôle classique de longueur $l=\lambda$	53

Figure 2. 9. Diagramme de rayonnement pour un dipôle à base de NTC de longueur $l=\lambda_p$ et pour un dipôle classique de longueur $l=0.01\lambda$.	53
Figure 2. 10. Résistance de rayonnement et résistance d'entrée et réactance d'entrée en fonction de l/λ , où λ est la longueur d'onde dans l'espace libre.	55
Figure 2. 11. Distribution du courant pour différentes longueurs [59].	55
Figure 3. 1. Principe de l'interaction d'une onde électromagnétique avec une structure métallique.	60
Figure 3. 2. Distribution volumique de charge.	60
Figure 3. 3. Modèle de fil mince pour l'antenne cylindrique	62
Figure 3. 4. Localisation du point source et du point d'observation pour une antenne mince.	64
Figure 3. 5. Différents types de fonctions de base adoptées pour le découpage de l'antenne: (a) impulsion rectangulaire, (b) impulsion triangulaire, (c) impulsion de Dirac, (d) impulsion sinusoïdale.	65
Figure 3. 6. Structure d'une antenne à base de CNT.	68
Figure 3. 7. La variation de la conductivité dynamique d'un nanotube de carbone en fonction de la fréquence, pour différentes valeurs de rayon a .	69
Figure 3. 8. Variation de l'admittance d'entrée en fonction du nombre de segments pour différents types de fonctions de base. La longueur et le rayon de l'antenne sont respectivement $L=20\mu\text{m}$ et $a=2.71\text{nm}$ pour une fréquence $f=150\text{GHz}$.	73
Figure 3. 9. Distribution du courant pour différents nombres de fonctions de bases dans le cas d'une fonction pulse rectangulaire. La longueur et le rayon de l'antenne sont respectivement $L=20\mu\text{m}$ et $a=2.71\text{nm}$ pour une fréquence $f=150\text{GHz}$.	73
Figure 3. 10. Variation de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence: (a) cas d'une antenne à base de CNT, (b) cas d'une antenne classique parfaitement conductrice de même taille. La longueur et le rayon de l'antenne sont respectivement $L=20\mu\text{m}$ et $a=2.71\text{nm}$, $R_0=12.9\text{K}\Omega$.	74
Figure 3. 11. Distribution du courant obtenue par la méthode intégrale et la méthode des lignes de transmission. La longueur et le rayon de l'antenne sont respectivement $L=300\mu\text{m}$ et $a=2.71\text{nm}$, pour une fréquence $f=10\text{GHz}$.	75
Figure 3. 12. Diagramme de rayonnement d'une antenne à base de CNT de longueur $L=20\mu\text{m}$ et d'une antenne parfaitement conductrice de longueur $L=2\text{mm}$ pour une fréquence $f=150\text{GHz}$. Les deux antennes ont le même rayon $a=2.71\text{nm}$.	75
Figure 3. 13. Distributions du courant le long d'une antenne à base de CNT de longueur $L=20\mu\text{m}$ et de rayon $a=2.71\text{nm}$ pour différentes fréquences: (a) $f = 10\text{GHz}$, (b) $f = 150\text{GHz}$.	76
Figure 3. 14. (a) Variation de l'amplitude de la distributions du courant au centre de l'antenne en fonction de son rayon a , (b) Distribution du courant pour différentes valeurs de rayon. La longueur de l'antenne est fixé à $L=20\mu\text{m}$ et pour une fréquence $f = 150\text{GHz}$.	77
Figure 3. 15. Réseau d'antennes à base de CNT.	79
Figure 3. 16. Antenne à base de nanotubes de carbone métalliques fortement couplés.	81
Figure 3. 17. Réseau linéaire et uniforme de N éléments.	82
Figure 3. 18. Réseau de deux antennes identiques.	83
Figure 3. 19. Norme de la matrice de couplage en fonction de la distance de séparation pour une fréquence $f=150\text{GHz}$.	84
Figure 3. 20. (a) Matrice de couplage mutuel normée pour différentes distances de couplage, (b) Distribution du courant pour différentes distances de couplage. Les longueurs et les rayons des antennes sont respectivement $L=20\mu\text{m}$ et $a=2.71\text{nm}$, les fréquence est fixée à $f=150\text{GHz}$.	85

Figure 3. 21. (a) Variation de la partie réelle de l'impédance d'entrée en fonction du nombre de CNT, (b) Variation de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence pour différents nombres d'antennes.	86
Figure 3. 22. Densité totale du courant obtenue par la méthode intégrale et par l'approche de la conductivité effective: (a) $d=0.01\lambda_p$, (b) $d=0.2\lambda_p$	87
Figure 3. 23. Diagrammes de rayonnement obtenus par trois méthodes: la méthode d'équations intégrales couplées, la méthode de la conductivité effective et la méthode de facteur de réseau.....	88
Figure 4. 1. Schéma électrique équivalent d'un problème de diffraction	92
Figure 4. 2. Dépendance de la conductivité du graphène à la fréquence, la température et le potentiel chimique sont respectivement $T=300K$ et $0.19eV$	95
Figure 4. 3. (a) Structure globale d'un réseau d'antenne à base de GNR placée dans un guide d'onde rectangulaire à parois métalliques, (b) Circuit équivalent généralisé correspondant.	96
Figure 4. 4. Structure d'un dipôle à base de GNR	100
Figure 4. 5. Impédance d'entrée en fonction du nombre de modes et pour différents nombres de fonctions test.	101
Figure 4. 6. Densité du courant le long de l'antenne (plan $x=a/2$) pour différentes tailles de la source.	102
Figure 4. 7. Densité du courant le long de l'antenne (plan $x=a/2$) pour différentes largeurs du guide d'onde.	102
Figure 4. 8. Variation de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence pour un dipôle à base de GNR. Résultats obtenus par deux méthodes: MoM-GEC et Ansys HFSS [78].....	103
Figure 4. 9. Impédance d'entrée en fonction de la fréquence pour une antenne à base de GNR et pour une antenne classique de mêmes dimensions. Résultats obtenus pour différentes valeurs du potentiel chimique ($\mu_c = 0.1eV$, $\mu_c = 0.2eV$ et $\mu_c = 0.1eV$) et ce à une température $T=300K$	105
Figure 4. 10. Densité du courant normalisée pour une antenne à base de GNR de longueur $L=13.5\mu m$ et de large $W=2\mu m$ pour une fréquence de fonctionnement $f=1.12THz$	105
Figure 4. 11. Distribution du champ électrique normalisée pour une antenne à base de GNR de longueur $L=13.5\mu m$ et de largeur $W=2\mu m$ pour une fréquence de fonctionnement $f=1.12THz$	106
Figure 4. 12. Variation de la partie réelle de l'impédance d'entrée en fonction du nombre du nanorubans.....	107
Figure 4. 13. Variation de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence pour différents nombre du nanorubans	108
Figure 4. 14. Distribution de la densité du courant normalisée dans le plan de discontinuité pour différentes valeurs de la distance de couplage: (a) $d=0.001L$, (b) $d=0.01L$, (c) $d=0.1L$, (d) $d=0.5L$. Seule l'antenne centrale est non excitée.....	111
Figure 4. 15. Densité du courant normalisée le long de l'antenne à base de GNR (dans le plan $x=a/2$) pour différentes valeurs de la distance de couplage: (a) $d=0.001L$, (b) $d=0.01L$, (c) $d=0.1L$, (d) $d=0.5L$. Seule l'antenne centrale est non excitée.....	112
Figure 4. 16. Champ électrique normalisé dans différents plans z , pour une antenne classique, une antenne à base de GNR et pour un réseau de 4 antennes à base de GNR.	113
Figure 4. 17. (a) surface à haute impédance à base de graphène, (b) surface à haute impédance à base de métal parfait	114
Figure 4. 18. Structure globale de l'antenne.....	115
Figure 4. 19. Schéma électrique équivalent correspondant à la structure globale de l'antenne.	115
Figure 4. 20. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence, comparaison de résultat obtenu par la MoM-GEC et celui obtenu dans [79].	117
Figure 4. 21. Impédance d'entrée en fonction de la fréquence pour une antenne classique en présence d'un HIS à base de graphène.....	117

Figure 4. 22. (a) Densité du courant dans le plan de discontinuité, (b) Distribution du champ électrique dans le plan de discontinuité..... 118

Figure 4. 23. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de R_s 119

Figure 5. I. Schéma de principe de couplage de l'équation de Schrödinger aux équations de Maxwell pour l'étude d'une antenne à base de nanoruban de graphène 124

Liste des Tableaux

Tableau 1. I. Quelques propriétés des nanotubes de carbone..... 30

Tableau 4. I. Impédance d'entrée en fonction de la distance de séparation pour un nombre d'antenne $N=3$. 109

Introduction Générale

Le transistor bipolaire a été découvert en 1947 par les trois chercheurs Shockley, Walter Brattain et John Bardeen. Ces chercheurs ont reçu pour cette invention le prix Nobel de la physique en 1956. Suite à l'invention du transistor bipolaire, les recherches sur les semi-conducteurs et à propos de la physique quantique se sont intensifiées. Cela mène à l'apparition du premier transistor à base de silicium en 1959. Dès lors, les innovations se succèdent à un rythme fou et avec une tendance vers la miniaturisation. En effet, après l'apparition de l'informatique dans les années 80 et la révolution de l'interconnexion des réseaux et la naissance de l'internet dans les années 90, la nanotechnologie prend la relève pour la révolution de demain.

Depuis longtemps, le mot *Nano* qui signifie "tout petit" était largement utilisé par les scientifiques grecs. A cette époque, ils possédaient l'intuition que la matière est constituée par des particules infiniment petites et indivisibles. Suite à l'évolution de la physique nucléaire, nous nous sommes assuré que la matière est constituée d'atomes que l'on peut fragmenter en nucléons libres. Aujourd'hui, la nanotechnologie permet de manipuler la matière à l'échelle atomique, il est possible d'assembler la matière atome par atome pour former de nouveaux matériaux. La nanotechnologie permet donc de remédier aux limitations intrinsèques de silicium ouvrant ainsi la voie à des possibilités insoupçonnées.

Avec l'apparition des nanotubes de carbone (CNT) en 1991, l'idée de remplacer le silicium par des matériaux carbonés est concrétisée : La nanotechnologie a connu un véritable essor. Les nanotubes de carbone constituent une forme allotropique de carbone dont les propriétés physiques uniques en font des matériaux extraordinaires, et l'un des fleurons du nanomonde.

Depuis la découverte des propriétés électriques, mécaniques et thermiques exceptionnelles des nanotubes de carbone, les scientifiques se sont penchés dans l'étude des applications possibles de ce nouveau matériau. Toutefois les applications existantes n'exploitent qu'un faible pourcentage du potentiel de ces nanostructures. Ils se sont focalisés essentiellement sur leurs excellentes propriétés mécaniques. Les propriétés électriques n'étaient pas encore bien exploitées. Voilà quelques années que les scientifiques ont démontré l'aptitude des nanotubes de carbone à transporter le courant électrique d'une manière balistique et qu'ils sont dotés d'une grande mobilité, presque 1000 fois plus importante que dans les semi-conducteurs. Ainsi, les nanotubes de carbone peuvent être soit des métaux soit des semi-conducteurs et ceci dépend de leur forme géométrique. Ces propriétés physiques exceptionnelles ont motivé les scientifiques pour chercher de nouvelles utilisations des nanotubes dans le domaine de l'électronique et des télécommunications. Nous avons pu réaliser : des diodes à effet tunnel, des transistors à effet de champ, des mémoires informatiques non volatiles, des antennes pour des applications RFID, ...

Les applications des nanotubes de carbone dans le domaine des télécommunications sont multiples, mais la contrainte majeure est la difficulté d'intégrer et de manipuler des composants de taille nanométrique dans les systèmes existants. Ceci a limité l'exploitation des nanotubes de carbone dans la microélectronique et les télécommunications. C'est pourquoi les chercheurs se sont tournés vers l'utilisation d'une autre forme de graphène qui est simple à manipuler: les nano-rubans.

En 2004, les deux chercheurs Kostya Novoselov et Andre Geim de l'université de Manchester ont réussi à isoler un feuillet de graphène pour la première fois en utilisant la technique d'exfoliation mécanique du graphite naturel. Mais ce n'est qu'en 2010 que ces deux chercheurs ont reçu le prix Nobel de la physique suite à la révolution du graphène.

Le graphène est un matériau bidimensionnel formé d'une seule couche d'atomes de carbone arrangés suivant un réseau cristallin en nid d'abeille (réseau hexagonal). L'empilement des feuilles de graphène donne le graphite, celui que l'on trouve dans les mines de crayons. Il présente des propriétés mécaniques, électriques et thermiques tout à

fait particulières. Ceci a attiré l'attention des communautés scientifiques et industrielles. En effet, il s'agit d'un matériau très léger (0.77mg/m^2), extrêmement mince (un million de fois plus mince qu'un cheveu), plus résistant à la rupture que l'acier avec une élasticité et imperméabilité incroyables. En outre, le graphène est doté d'une très haute conductivité électrique grâce au transport balistique des électrons. En effet, les électrons se déplacent dans le graphène à une vitesse qui peut atteindre 200 fois plus que sa vitesse dans le silicium à la température ambiante.

La présence de gaps énergétiques est indispensable pour élaborer plusieurs composants électroniques tels que les transistors. L'une des méthodes permettant d'ouvrir des gaps d'énergies dans le graphène consiste à le découper en bandes pour former des nano-rubans de graphène. Ces derniers présentent des propriétés physiques similaires à celles dans les nanotubes de carbone. Le contrôle du gap énergétique se fait par l'ajustement de la largeur du ruban.

Par ailleurs, les propriétés exceptionnelles des nanotubes de carbone et des nano-rubans de graphène permettent d'envisager plusieurs applications dans la bande de fréquence allant de quelques dizaines de GHz vers quelques THz. En particulier, ces nouveaux matériaux permettent de concevoir des nano-antennes jusqu'à 100 fois plus miniatures que les plus petites antennes actuelles. Ces antennes ont la particularité de transmettre les données à très hautes vitesses (plusieurs centaines de gigabits par seconde) sur des distances de quelques millimètres et avec une faible consommation d'énergie. Ces nouvelles antennes pourraient être exploitées pour améliorer la communication entre les différents composants, citons l'exemple de transfert des données entre le micro-processeur et la mémoire dans les Smartphones ou dans les ordinateurs. Elles pourraient encore servir comme dispositifs de communication avec les nano-capteurs sans fils, comme dans le cas des systèmes RFID.

C'est dans ce contexte que nos travaux de thèse se placent. Toutefois, afin de pouvoir bien évoquer cette nouvelle technologie, nous devons inévitablement mettre en place des modèles physiques et des outils numériques spécifiques aux caractères uniques et singuliers de ces nouveaux matériaux. En effet, nos recherches s'articulent, en premier

lieu autour du développement d'un modèle électromagnétique pour prédire la réponse d'une antenne dipôle à base de nanotube de carbone dans l'espace libre. Nous avons commencé par déduire le circuit équivalent d'un nanotube de carbone en se basant sur le fameux modèle de fluide d'électrons. Les grandeurs physiques caractéristiques des nanotubes de carbone (capacité quantique, inductance cinétique et résistance quantique) sont alors déduites pour mettre en place le modèle de lignes de transmissions adéquat pour ces nanostructures. Puis, nous avons formulé le problème d'un point de vue électromagnétique, en développant un modèle basé sur des équations intégrales. Les résultats obtenus ont permis de discuter les performances de telles antennes face aux antennes classiques. Le modèle électromagnétique ainsi développé a été étendu par la suite pour donner une nouvelle formulation basée sur un système d'équations intégrales. Cette nouvelle formulation a servi dans l'étude du couplage entre ces nanostructures. Les résultats obtenus sont validés afin de montrer les limites des approches existantes.

Vue les contraintes technologiques qui gênent l'exploitation des nanotubes de carbone, nous avons réservé la deuxième partie de notre mémoire à l'étude des antennes à base de nano-rubans de graphène. La modélisation de ces nouvelles antennes planaires est basée sur la méthode des circuits équivalents généralisés combinée à la méthode des moments (MoM-GEC). Les résultats obtenus pour une seule nano-antenne, montrent une structure très résistive. L'extension de la formulation pour l'étude d'un réseau d'antennes à base de nano-rubans de graphène s'avère donc nécessaire. Par la suite une étude paramétrique sera utile pour fixer les paramètres de couplage (distance de couplage et nombre d'antennes).

Ce manuscrit se divise en quatre chapitres distincts auxquels s'ajoutent des annexes expliquant certaines parties pour une meilleure compréhension de cette thèse.

Le premier chapitre présente d'une façon générale une synthèse bibliographique sur les propriétés physiques des nanotubes de carbone et des nano-rubans de graphène. Cette synthèse décrit leurs potentialités pour l'électronique et notamment pour la réalisation de certaines fonctions en hyperfréquences, en particulier les nano-antennes.

Le deuxième chapitre porte sur le développement des modèles et des outils permettant de prévoir la réponse d'une antenne dipôle localement excitée au centre par une source de tension. Deux modèles ont été développés pour répondre à cet objectif. Tout d'abord, nous avons appliqué le modèle de fluide d'électrons pour déterminer les grandeurs physiques caractéristiques de la ligne. Ensuite, nous avons étudié les performances d'une antenne à base de CNT en appliquant la théorie de lignes de transmission.

Dans le troisième chapitre, Nous avons appliqué une approche électromagnétique basée sur des équations intégrales, pour déterminer rigoureusement la réponse d'une antenne à base de CNT. Les effets quantiques dans un CNT sont introduits via une conductivité dynamique déduite à partir de l'équation de transport de Boltzmann. Ensuite, nous avons étudié, un réseau d'antennes à base de CNT. Cette étude est nécessaire suite au caractère très résistif des CNT démontré par les résultats de la première partie de ce chapitre. Le modèle électromagnétique utilisé pour l'étude d'une seule antenne est alors étendu pour aboutir à une nouvelle formulation plus générale permettant d'étudier le phénomène du couplage.

Le dernier chapitre est consacré à l'étude des antennes planaires à base de nano-rubans de graphène. Cette étude est basée sur la méthode des circuits équivalents généralisés combinée à la méthode des moments (MoM-GEC). Pour la même raison qu'une antenne à base de CNT, l'extension de la formulation pour l'étude d'un réseau d'antennes à base de nano-rubans de graphène s'avère nécessaire.

Nos travaux ouvrent ainsi sur l'intégration des CNT et des GNR dans diverses fonctions en hyperfréquences (filtrage, déphasage, réflecteurs, surface hautes impédances, ...) qui sont à la fois reconfigurables, performantes et dont le temps de réponse permet d'envisager des accordabilités en temps réel.

Chapitre I

Nanotubes de Carbone et Nanorubans de Graphène: Nouveaux Matériaux pour les Télécommunications

I.I. Introduction

Depuis des dizaines d'années, l'industrie de la microélectronique cherche à développer de nouveaux matériaux et ce pour répondre aux besoins du marché. Ce dernier cherche à exploiter des composants de plus en plus miniatures et performants en termes de temps de réponse, et d'économie d'énergie. La limite de miniaturisation est imposée par les limitations intrinsèques des matériaux existants, notamment le silicium. Pour franchir cette limite, plusieurs laboratoires de recherche à travers le monde ont mené des études explorant de nouveaux matériaux, dits nanomatériaux. Parmi ces nanomatériaux, nous nous intéressons à ceux composés uniquement par l'atome de carbone: les nanotubes de carbone et les nanorubans de graphène. Les propriétés physiques des nanomatériaux considérées exceptionnelles ont motivé les scientifiques à chercher des nouvelles applications dans les différents domaines y compris les télécommunications.

Ce premier chapitre, présente la synthèse de la recherche bibliographique concernant les propriétés physiques des nanotubes de carbone et des nano-rubans de graphène. Cette synthèse décrit leurs potentialités pour l'électronique et notamment pour la réalisation de certaines fonctions en hyperfréquences, telles que les nano-antennes.

I.2. Aspect physique des matériaux à base de carbone

L'existence de la vie sur terre est intimement liée à un élément chimique nommé carbone. Le carbone, le sixième élément dans la classification de Mendeleïev est présent abondamment dans l'atmosphère et dans la croûte terrestre et ce sous plusieurs formes allotropiques.

I.2.1. Carbone dans la nature

Le carbone pur existe sous différentes formes allotropiques dans la nature: le graphite, le diamant, et le charbon. La figure I.I illustre les différentes formes naturelles de carbone.

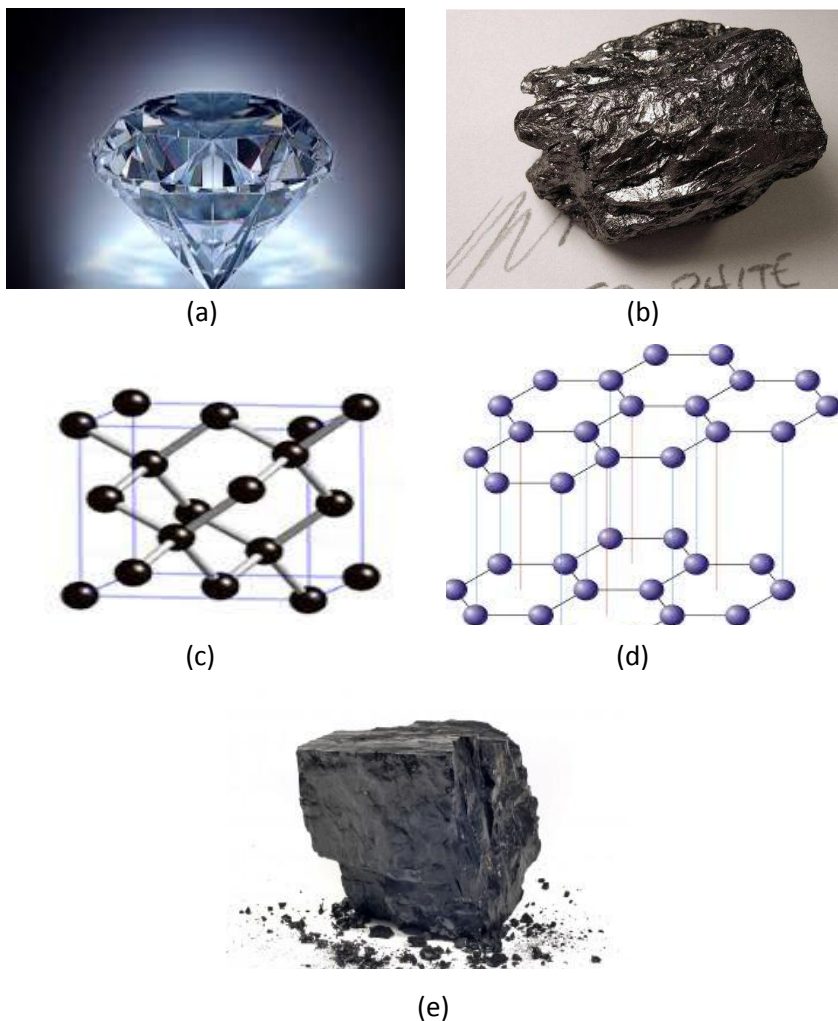


Figure I. I. (a) Diamant, (b) Graphite, (c) et (d) Structures cristallographiques du diamant et du graphite, (e) Charbon.

La figure I.I.(a) présente la forme la plus connue du carbone : c'est le diamant. Le diamant est considéré la forme allotropique la plus stable du carbone à haute température et à haute pression. À la température ambiante, il est dit métastable. Le diamant est d'une dureté incomparable et ce grâce à une structure cristalline tétraédrique (Figure I.I.(c)).

Le graphite (Figure I.I.(b)), notamment utilisé dans les mines de crayons, est constitué d'un empilement de milliers de monocouches de structure cristalline hexagonale (Figure I.I.(d)). Ces couches sont séparées d'une distance d'environ 0.336nm et liées par la force de Van der Waals, ce qui rend le graphite plus fragile que le diamant.

Le charbon (Figure I.I.(e)), est un matériau connu depuis l'antiquité. Il constitue une forme de carbone amorphe que nous l'obtenons suite à la carbonisation de la matière organique. Le charbon est notamment utilisé comme un combustible.

I.2.2. Matériaux synthétisés à base de carbone

En dehors de ses formes allotropiques naturelles bien connues, de récentes découvertes ont mis en évidence des matériaux synthétisés à la base de carbone uniquement . La première découverte a eu lieu en 1985. C'est la découverte du Fullerène [1-4] (Figure I.2.B). Elle était suivie par la découverte des nanotubes de carbone en 1991 [5] (Figure I.2.B). En 2004, les deux chercheurs Kostya Novoselov et Andre Geim de l'université de Manchester ont réussi à isoler pour la première fois une monocouche de graphite [6], qui a été nommée "graphène" (Figure I.2.B). Le graphène est un matériau à 2D qui ne peut exister qu'artificiellement [7-9]. Il est doté d'une haute mobilité d'électrons grâce à un transport balistique. Ainsi, avec la découverte de ces nouveaux matériaux, l'idée de remplacer le silicium par des matériaux carbonés est concrétisée. Dans ce qui suit, nous nous intéressons aux propriétés exceptionnelles des nanotubes de carbone et du graphène.

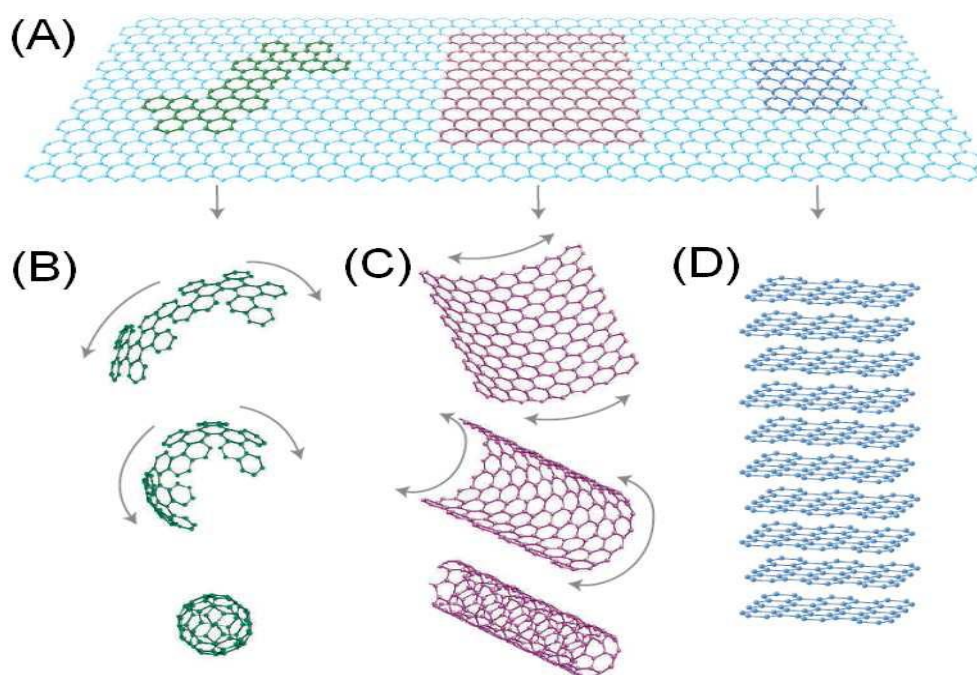


Figure I. 2. La formation des formes allotropiques synthétisées du carbone: (A) Le graphène, (B) Formation du fullerène C₆₀, (C) Formation des nanotubes de carbone, (D) Le graphène multicouches.

I.3. Nanotubes de Carbone (CNT) et Graphène: Nanomatériaux à base de carbone

Les CNT et le graphène présentent deux formes allotropiques artificielles du carbone avec des propriétés exceptionnelles. Pour une meilleure compréhension de leurs propriétés, nous présentons dans cette section une étude cristallographique détaillée.

I.3.1. Nanotubes de carbone

I.3.1.1 La découverte des CNTs

En 1991, Sumio Iijima a découvert une nouvelle structure pour les composés carbonés [5], une forme allotropique du carbone constituée de tubes creux enroulés concentriquement. Ces nouveaux composés, les nanotubes de carbone sont soit monoparois notés SWCNT (Single-Wall Carbon NanoTube), soit multiparois notés MWCNT (Multi-Walled Carbon NanoTubes). Cette classification dépend absolument du nombre de feuilles de graphène formant le tube [10,11]. Les nanotubes de carbone furent dès lors l'objet d'une recherche intensive. Leurs propriétés physico-chimiques ont fait d'eux des composants très prometteurs dans un large spectre de domaines:

l'électronique, la mécanique et même la médecine. Ils apparaissent de même comme les emblèmes de la révolution des télécommunications.

Actuellement, les CNTs forment le matériau le plus rigide d'un point de vue mécanique. Cette rigidité est illustrée par le module d'Young axial de l'ordre de 1TPa et d'une contrainte de traction maximale d'environ 60GPa [12]. La dureté s'explique par les liaisons doubles entre les atomes de carbone dans l'état d'hybridation quasi sp^2 qui donnent des valeurs d'énergie covalente très élevées. Egalement, les CNTs sont caractérisés par une conductivité thermique très élevée, d'environ 4000W/m.K [13,14], ce qui favorise leur utilisation dans la constitution des matériaux composites ultra-résistants [15]. Ces propriétés électriques font ainsi des CNTs des éléments exceptionnels. Comme on le verra plus tard, ces propriétés sont fortement liées à la structure cristallographique des CNTs.

Les CNTs peuvent être métalliques ou semi-conducteurs [16]. Théoriquement, ceux qui sont métalliques peuvent supporter une densité de courant électrique allant jusqu'à 10^9 A/cm² et ce grâce au transport quasi-balistique [17-18].

1.3.1.2 Structure géométrique et différents types de CNT

Les CNTs sont des tubes creux dont la surface est formée d'atomes de carbone arrangés suivant des mailles hexagonales. Les CNTs peuvent être classés en deux grandes familles selon le nombre de feuilles de graphène formant le tube.

La première est celle des nanotubes multiparois qui sont notés MWCNT (Multi-Wall Carbon NanoTube). Ils présentent en général un diamètre de quelques dizaines de nm. En fait, La structure du nanotube multiparois est le résultat de l'enroulement de feuilles de graphène disposées en couches concentriques et séparées d'une distance d'environ 3.4 Å [16].

La deuxième famille est celle des nanotubes monoparois qu'on note SWCNT (Single-Wall Carbon NanoTube). Leurs diamètres varient de 1 à 5 nm. Ces nanotubes sont formés par l'enroulement d'une feuille de graphène sur elle-même [16]. Cette dernière est formée d'une seule couche d'atomes de carbone. Parmi ces carbones, il y a ceux qui sont

hybridés sp^2 , alors que d'autres sont hybridés sp^3 . Le taux d'hybridation sp^3 est d'autant plus important que le rayon du CNT soit petit.

Ces deux grandes familles de nanotubes sont schématisées sur la figure I.3.



Figure I. 3. Structure géométrique d'un CNT monoparois (gauche) et d'un CNT multiparois (droite).

Les différents atomes de carbone constituant les CNTs sont reliés entre eux par des liaisons covalentes suivant un réseau hexagonal. Aux extrémités, les tubes se referment grâce à des demi-fullerènes formés par l'arrangement d'hexagones et de pentagones.

La structure finale du CNT dépend essentiellement de la direction suivant laquelle nous enroulons la feuille de graphène [19]. En autorisant un diamètre du nanotube suffisamment large, il existe une infinité de directions pour enrouler une feuille de graphène sur elle-même formant ainsi un CNT (Figure I.4). Il faut juste s'assurer que les atomes qui se superposent à la jointure du tube soient équivalents dans le réseau de Bravais du graphène, de façon à conserver la périodicité du réseau [16]. La géométrie du CNT est parfaitement définie en utilisant le vecteur chiral \vec{C} qui relie les atomes situés sur des sites équivalents du réseau hexagonal du graphène et qui se superposent lors de l'enroulement. Le vecteur de translation \vec{T} est aussi indispensable à la définition de la structure d'un nanotube. Il est défini comme étant le vecteur colinéaire à l'axe du tube et qui joint deux atomes de carbones équivalents. Le vecteur chiral \vec{C} est perpendiculaire au vecteur de translation \vec{T} , ils définissent ensemble la maille du nanotube de carbones monoparois.

A partir d'une base (\vec{a}_1, \vec{a}_2) de vecteurs de réseau du Bravais, le vecteur chiral peut s'exprimer sous la forme [20,21] :

$$\vec{C} = n\vec{a}_1 + m\vec{a}_2 \quad (I.1)$$

Le couple d'entiers (n,m) définit l'hélicité du nanotube et identifie entièrement sa structure. Comme il est indiqué dans la Figure I.4, le CNT dont la surface est colorée en gris, est de type $(4,1)$.

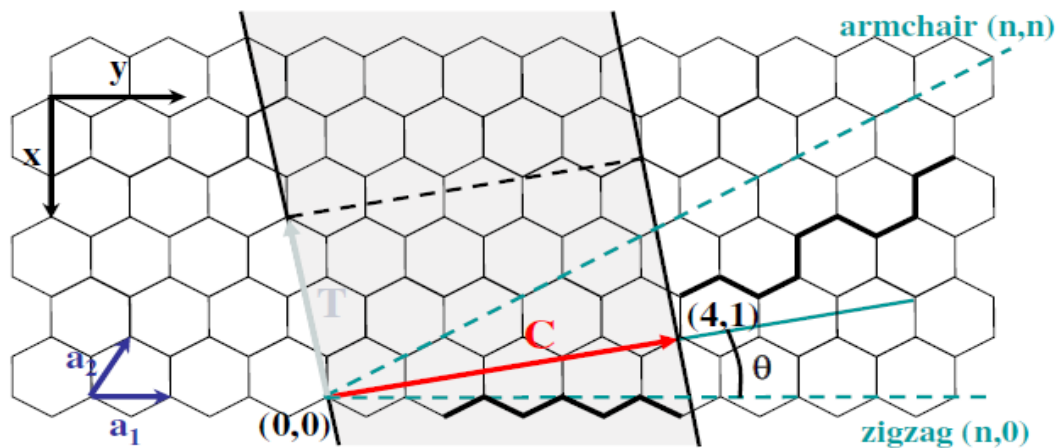


Figure I. 4. Construction d'un CNT monoparoï. Les deux lignes droites parallèles en noir indiquent les atomes de carbone qui se superposent à la jointure du tube lors de l'enroulement de la feuille. Les atomes appartenant à la zone colorée en gris composent la surface du CNT.

Il existe deux bases possibles permettant de définir des coordonnées sur un réseau hexagonal, dépendant de l'angle formé entre les vecteurs \vec{a}_1 et \vec{a}_2 . Hamada [22], a utilisé une base dont les deux vecteurs \vec{a}_1 et \vec{a}_2 forment un angle de 120° , alors que Dunlap [23], a utilisé une base de 60° , qui est la plus souvent utilisée.

L'angle θ qui existe entre le vecteur chiral \vec{C} et le vecteur \vec{a}_1 est appelé angle chiral.

Il existe deux familles de nanotubes de carbone: les nanotubes chiraux et les nanotubes non chiraux.

Certaines directions particulières du vecteur chiral correspondent aux nanotubes non chiraux (chaise et zigzag). En effet, suivant les valeurs prises par le couple d'entier (n, m) , nous distinguons:

- $m=0$ ou $n=0$ ($\theta = 0^\circ$): le nanotube a une structure en zigzag
- $m=n$ ($\theta = 30^\circ$): le nanotube a une structure en chaise
- Sinon ($\theta \neq 0^\circ$ et $\theta \neq 30^\circ$): le nanotube a une structure chirale

L'appellation des deux nanotubes non chiraux (zigzag et chaise) est relative à la forme dessinée par une couronne d'atomes du nanotube (Figure I.5)

A partir du couple d'entiers (m, n) , plusieurs paramètres caractéristiques du nanotube de carbone peuvent être déterminés [11]:

Le vecteur chiral:

$$\|\vec{C}\| = a\sqrt{n^2 + m^2 + nm} \quad (1.2)$$

Le diamètre du nanotube :

$$d = \frac{a}{\pi} \sqrt{n^2 + m^2 + nm} = \frac{a_{c-c} \sqrt{3}}{\pi} \sqrt{n^2 + m^2 + nm} \quad (1.3)$$

L'angle chiral:

$$\theta = \arctan\left(\frac{\sqrt{3}m}{m+2n}\right) = \arccos\left(\frac{2n+m}{2\sqrt{n^2 + m^2 + nm}}\right) \quad (1.4)$$

La longueur de la maille élémentaire:

$$L = a_{c-c} \frac{\sqrt{3}\sqrt{n^2 + m^2 + nm}}{\text{PGCD}(2m+n, 2n+m)} \quad (1.5)$$

Le nombre d'atomes par maille:

$$N = \frac{4(n^2 + m^2 + nm)}{\text{PGCD}(2m+n, 2n+m)} \quad (1.6)$$

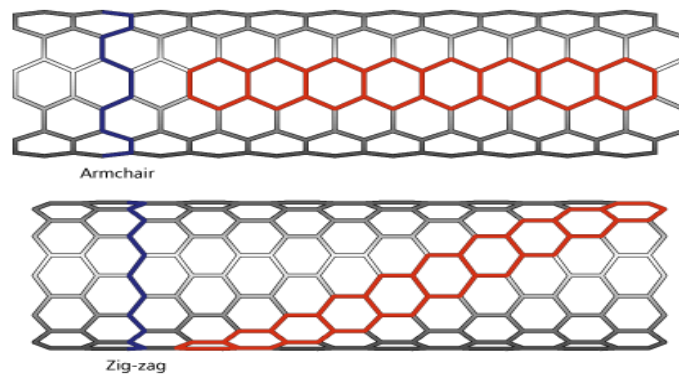


Figure I. 5. Nanotubes de carbone non chiraux

La contrainte majeure empêchant l'utilisation des NTCs est relative à la difficulté de la production d'un seul NTC isolé. Toutefois, nous ne parvenons qu'à obtenir des faisceaux (fagots) de dizaines à centaines de NTCs. En plus, ces faisceaux ne sont pas homogènes, ils contiennent un mélange de NTCs monoparois et multiparois en différentes proportions. Ainsi, l'isolation d'un NTC demande un effort considérable.

I.3.2. Le Graphène

I.3.2.I. La découverte du graphène

Le graphite est un système cristallin massif (3D) connu depuis le 18^{ème} siècle. Il est naturellement présent dans le charbon. Il est le résultat de l'empilement d'un grand nombre de feuillets à structure hexagonale. Une seule feuille (2D) est appelée graphène. Ses propriétés électroniques sont prévues depuis 1947. Pourtant, son isolation n'a eu lieu qu'en 2004 [6]. La linéarité de sa dispersion électronique à proximité des points de Dirac à l'équilibre a entraîné un engouement intensif.

Le graphène possède le record de la mobilité électronique ($200000 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$) ce qui le rend un matériau particulièrement attractif pour l'électronique hyperfréquence et Terahertz. En effet, les électrons se déplacent dans le graphène avec une vitesse de 1000Kms^{-1} , soit environ 150 fois plus vite que dans le silicium (7Kms^{-1}). Ainsi, grâce à ses propriétés de cristal bidimensionnel et grâce à la découverte de la capacité d'auto-refroidissement très rapide, les applications de graphène sont très prometteuses, notamment en télécommunications.

La connaissance de la structure cristallographique du graphène ainsi que la structure de sa bande électronique s'avère indissociable à une meilleure compréhension de ses propriétés électriques.

I.3.2.2. Structure cristallographique et réseau réciproque

Le graphite est composé par l'empilement de couches à structure hexagonale, dont les atomes de carbone sont hybridés sp^2 . Les atomes d'une même couche sont reliés par des liaisons covalentes avec une distance interatomique a_{cc} de l'ordre de 1.44Å . Les couches

sont à leur part reliées par des liaisons de type ‘empilement π ’ avec une distance inter-couches de l’ordre de 3.4 Å.

Le graphène est une feuille monoatomique de carbone de maille hexagonale. L’atome de carbone possède quatre électrons de valence, ce qui lui permet de réaliser trois liaisons covalentes avec les trois atomes de carbone les plus proches à travers les orbitales atomiques 2s, 2px et 2py. Ces liaisons carbone-carbone sont situées dans le plan du graphène (liaisons σ). Ces liaisons sont considérées parmi les liaisons covalentes les plus fortes (plus fortes que dans le diamant). Contrairement aux autres orbitales, l’orbitale 2pz reste perpendiculaire au plan de graphène, ce qui permet la réalisation des liaisons dites π , dont les électrons sont plus libres dans le réseau. Ce sont les électrons π qui contribuent principalement dans la conduction électrique.

Le réseau du graphène est totalement défini à partir d’une maille élémentaire sous forme de losange et dont le motif est formé par deux atomes appartenant à 2 sites atomiques A et B. Les vecteurs de base \vec{a}_1 et \vec{a}_2 sont définis par rapport aux vecteurs unitaires orthonormés (x, y) par :

$$\vec{a}_1 = \left(\frac{\sqrt{3}}{2}a, \frac{a}{2} \right) \text{ et } \vec{a}_2 = \left(\sqrt{3}, -1 \right) \frac{a}{2} \quad (1.7)$$

avec $a = \sqrt{3}a_{cc} = 2.49\text{Å}$

$$\vec{b}_1 = \left(\frac{1}{\sqrt{3}}, 1 \right) \frac{2\pi}{a}, \quad \vec{b}_2 = \left(\frac{2\pi}{\sqrt{3}a}, -\frac{2\pi}{a} \right) \quad (1.8)$$

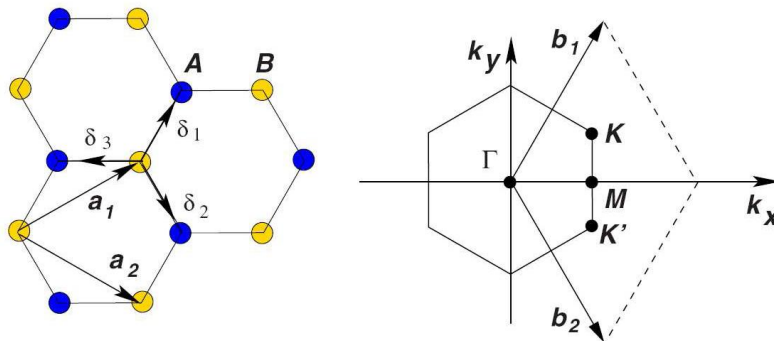


Figure I. 6. Réseau direct et réseau réciproque du graphène. Les vecteurs \vec{a}_1 et \vec{a}_2 et les atomes A et B définissent le réseau de Bravais. Les vecteurs \vec{b}_1 et \vec{b}_2 définissent la première zone de Brillouin (D’après [24]).

Le réseau réciproque est défini par les vecteurs \vec{b}_1 et \vec{b}_2 . Il est caractérisé par les points de haute symétrie suivants: le point Γ au centre de zone de Brillouin, les points non

équivalents K et K' aux sommets de l'hexagone et le point M milieu du segment [KK'], (Figure I.6).

I.4. Propriétés Electroniques du Graphène et des Nanotubes de Carbone

Les propriétés électroniques du graphène et des nanotubes de carbone, et par conséquent leurs propriétés de transport électrique sont fortement liées et peuvent être déduites à partir de l'approche des liaisons fortes.

En raison de l'hybridation sp^2 , chaque atome de carbone dans le réseau est lié à trois atomes de carbone voisins. Ils se trouvent tous dans le même plan, tout en formant un angle de liaison de 120° . Le graphène a une structure de réseau hexagonal en nid d'abeilles avec des vecteurs unitaires \vec{a}_1 et \vec{a}_2 faisant un angle de 60° et formant une maille élémentaire (Figure.I.6). La maille élémentaire a une base diatomique comportant

deux atomes de carbone équivalents A et B, situés respectivement à $\frac{1}{3}(\vec{a}_1 + \vec{a}_2)$ et à $\frac{2}{3}(\vec{a}_1 + \vec{a}_2)$.

A partir des vecteurs de réseau direct \vec{a}_1 et \vec{a}_2 dérivent les vecteurs \vec{b}_1 et \vec{b}_2 de réseau réciproque, qui vérifient la relation suivante des [25]:

$$\vec{a}_i \cdot \vec{b}_j = \delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{si } i = j \\ 0 & \text{si } i \neq j \end{cases} \quad (I.9)$$

Dans l'espace réciproque, les vecteurs \vec{b}_1 et \vec{b}_2 définissent la première zone de Brillouin (Figure I.6).

En se basant sur ce réseau particulier et dans le cadre de l'approximation des liaisons fortes, nous pouvons obtenir une description suffisamment précise dans le domaine d'énergie. En effet, en ne considérant que des orbitales liantes (π) et des orbitales anti-liantes (π^*) et les sauts entre les premiers voisins pour déterminer l'Hamiltonien du système, nous obtenons la relation de dispersion 2D [26]:

$$E_{2D}(k_x, k_y) = \pm \gamma_0 \sqrt{1 + 4 \cos\left(\frac{\sqrt{3}k_x a}{2}\right) \cos\left(\frac{\sqrt{3}k_y a}{2}\right) + 4 \cos^2\left(\frac{\sqrt{3}k_y a}{2}\right)} \quad (I.10)$$

avec γ_0 représente l'énergie de recouvrement des orbitales: $\gamma_0 = 2.9eV$ et $a = 2.49 \text{ \AA}$.

La figure I.7 illustre la structure de bande du graphène déterminée pour la première fois par Wallace [27]. Dans la première zone de Brillouin, la bande de valence et la bande de conduction se rejoignent à l'énergie de Fermi en six points dits "points de Dirac". Le gap d'énergie s'annule en ces points, et le graphène est alors un semi-métal. Comme le montre la figure I.7, au voisinage des points de Dirac, la relation de dispersion peut être approximée avec une bonne précision par un cône centré sur le niveau de Fermi.

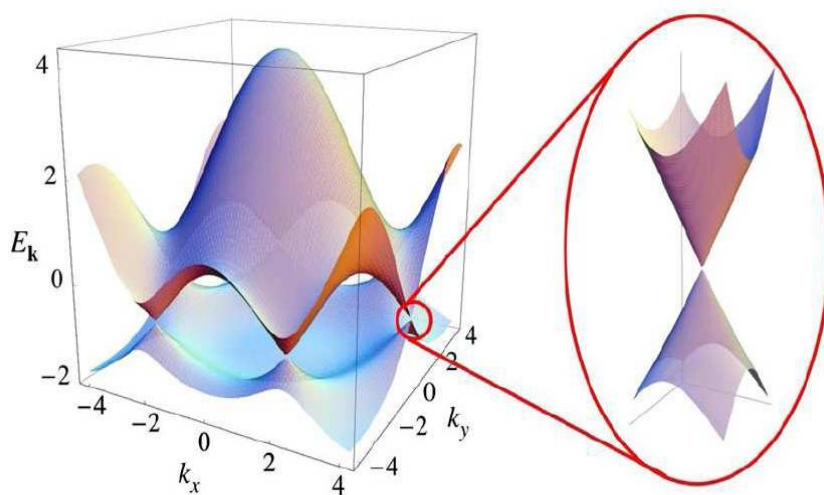


Figure I. 7. La structure de bande d'énergie du graphène [27].

Les propriétés électroniques d'un conducteur sont déterminées par la relation de dispersion au voisinage de l'énergie de Fermi. Par conséquent, la forme et la position des cônes de dispersion au niveau des points K renferment une grande importance dans la compréhension de la nature de transport électronique le long des CNTs et du graphène. Dans le cas des CNTs, des conditions aux limites supplémentaires doivent être remplies. En supposant que le CNT est infiniment long, la composante k_x du vecteur \vec{k} peut être considérée continue, tandis que la composante perpendiculaire à l'axe de tube notée k_y est quantifiée.

Compte tenu de l'enroulement de la feuille de graphène pour former un CNT, des conditions aux limites périodiques doivent être imposées à la circonférence du nanotube. Ceci restreint les valeurs possibles de k_x et k_y à des valeurs correspondantes aux coordonnées des points situés sur des droites régulièrement espacées et ce pour

échantillonner la première zone de Brillouin (Figure I.8). Si l'une de ces droites passe par l'un des six points K, l'écart énergétique entre la bande de valence et la bande de conduction reste nul et le nanotube est alors métallique (nanotube (9,0) de la figure I.8). Si ce n'est pas le cas, le gap d'énergie n'est pas nul et le nanotube est semi-conducteur (nanotube (10,0) de la figure I.8).

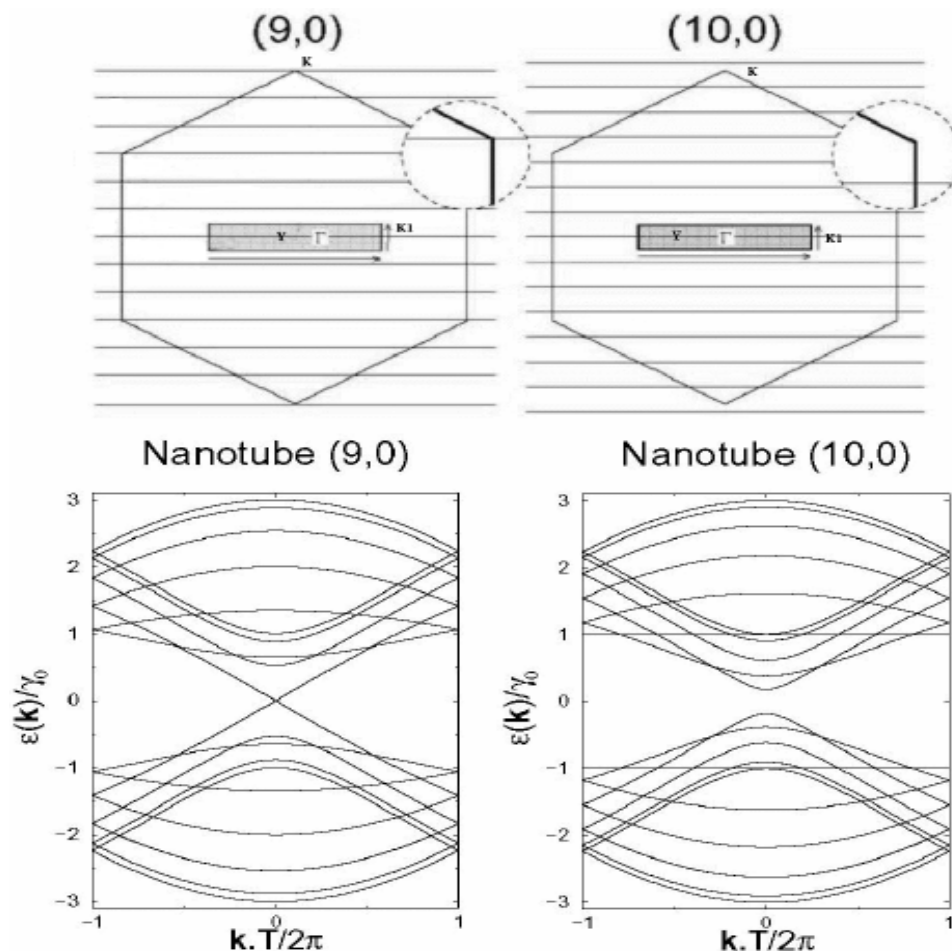


Figure I. 8. Haut : Lignes de coupe dans la première zone de Brillouin du graphène pour un NTC semi-conducteur (droite) et métallique (gauche). Bas : Structure de bande de ces mêmes NTCs. (D'après [25]).

Ainsi, l'orientation et la position de ces droites dans la première zone de Brillouin dépendent fortement des caractéristiques géométriques du tube: l'orientation de l'axe de tube, l'orientation des liaisons carbone-carbone et l'orientation de la circonférence. Cependant, selon l'orientation des liaisons C-C par rapport à l'axe de tube, le CNT pourra être métallique ou semi conducteur. Ainsi, il est démontré que des CNTs avec des liaisons C-C parallèles à la circonférence sont toujours métalliques (CNT en chaises (

$m = n$)), tandis que les autres CNTs sont des semi-conducteurs sauf dans le cas où $m - n = 3p$, avec p un entier naturel non nul. Ceci prouve que la valeur du gap énergétique varie avec la chiralité du tube.

Le tableau.I.I représente quelques propriétés du graphène face au cuivre comme étant un excellent conducteur et le silicium: le fameux semi-conducteur.

Tableau I. I. Quelques propriétés des nanotubes de carbone.

Matériaux	CNT	GNR	Cuivre	Silicium
Résistivité ($\Omega.m$)	$\sim 10^{-8}$	$\sim 10^{-8}$	$1.7 \cdot 10^{-8}$	$10 \cdot 10^{-8}$
Densité maximale de courant (A/cm^2)	$\sim 10^8$	$\sim 10^8$	$\sim 10^6$	affecté par la conductivité thermique du substrat
Mobilité d'électrons ($cm^2V^{-1}s^{-1}$)	20000	200000	32	1300

I.5. Les Nano-Rubans de Graphène

Suite à la réussite de son isolation et la découverte de ses propriétés particulières, le graphène devient le matériau miraculeux pour l'électronique de demain. Grâce à la technologie moderne, il est possible de reconstruire le graphène atome par atome dans une direction unique bien déterminée et ce pour construire un matériau 1D appelé nanoruban de graphène (GNR). Quelques questions critiques se posent concernant ces GNRs: Quelle est la structure géométrique des nanorubans de graphène? Possèdent-ils des gaps d'énergie? etc...

I.5.I. Structure géométrique des GNRs

La largeur typique des GNRs est de quelques nanomètres. Contrairement au graphène 2D, la nature des bords d'un GNR dont la largeur ne dépasse pas $100\mu m$ introduit des effets de confinement quantique 1D. Dépendant de la configuration des bords, nous pouvons classer les GNRs non chiraux en deux familles distinctes: la famille Armchair (chaise) et la famille Zigzag. Comme l'indique la figure I.9, la largeur des GNRs de type armchair est définie par le nombre des dimères (N_a) formant le bord inférieur (ou

supérieur). Egalement, la largeur d'un GNR Zigzag est identifiée par le nombre des chaînes en zigzag (N_z) sur le bord inférieur (ou supérieur) [28].

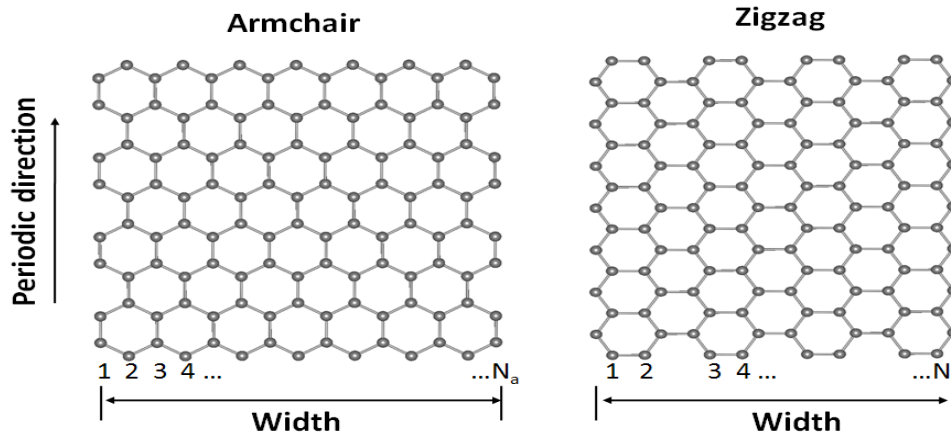


Figure I. 9. Structure géométrique d'un nanoruban de graphène Armchair et Zigzag [28].

La configuration géométrique d'un GNR se répète suivant une direction perpendiculaire au bord pour former une structure périodique unidimensionnelle. Les configurations Armchair et Zigzag résultent d'une différence de 30° de l'axe de découpe du plan de graphène.

1.5.2. Nanoruban de graphène de type Armchair

Nous allons étudier dans cette section la structure de bande électronique d'un GNR de type "Armchair", en supposant que les bords ont été passivés par de l'hydrogène. Nous pouvons prédire que, sous l'effet de confinement quantique, le spectre des niveaux électroniques dans le graphène est susceptible de se diviser en spectres de sous bande 1D et que le vecteur d'onde suivant la direction de confinement va être quantifié. Dans le cas d'un GNR "Armchair", nous imposons à la fonction d'ondes de s'annuler sur les bords. Cela va se traduire par un mélange d'états provenant des points K et K' [29]. La relation de dispersion s'écrit alors:

$$E(k, q_y) = \pm \left| \gamma_0 \left(2e^{\frac{ika}{2}} \cos(\sqrt{3}q_y \frac{a}{2}) + e^{-ika} \right) \right| \quad (I.II)$$

Où $q_y = \frac{2p\pi}{\sqrt{3}a(N+1)}$ (avec p entier) représente le vecteur d'onde quantifié suivant la direction y. N désigne la largeur du ruban: $N=3m+2$. Le signe \pm représente respectivement les bandes de conduction et de valence.

Comme le ruban est invariant par translation de $3a$ suivant l'axe x, la 1ère zone de Brillouin est définie par:

$$-\frac{\pi}{3a} < k_x < \frac{\pi}{3a} \quad (I.12)$$

La figure I.10, représente la structure de bande électronique pour trois GNRs de type "Armchair" de différentes largeurs. Nous remarquons que le haut de la bande de valence et le bas de la bande de conduction sont centrés en $K=0$, contrairement au cas du graphène où les points K et K' ne sont pas centrés dans la zone de Brillouin.

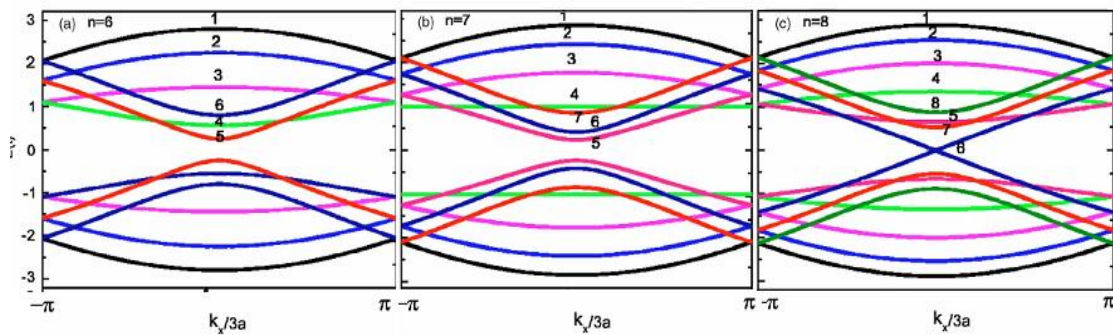


Figure I. 10. Structure de bande électronique pour un ruban "Armchair" parfait de différente largeur: (a) $N=6$, (b) $N=7$ et $N=8$ [30].

Nous notons ainsi que les premiers rubans ($N=6$ et $N=7$) ont un comportement semi-conducteur, tandis que le troisième ruban ($N=8$) est métallique et possédant une dispersion linéaire.

Pour $K=0$, la relation de dispersion (I.11) peut être simplifiée sous la forme [31]:

$$E = \pm \left| \gamma_0 \left(2 \cos\left(\frac{p\pi}{N+1}\right) + 1 \right) \right| \quad (I.13)$$

La largeur d'un ruban est notée $N=3m+2$ avec m entier. La bande d'énergie est nulle pour l'entier $p=2m+2$ et le comportement est alors métallique. Alors, une légère variation dans la largeur d'un ruban "Armchair" affecte directement la structure de

bande et peut donc avoir des conséquences importantes sur le comportement métallique ou semi-conducteur du ruban.

I.5.3. Nanoruban de graphène de type Zigzag

La configuration atomique des bords d'un GNR de type "zigzag" est différente de celle Armchair. En effet, comme l'indique la figure I.9, les bords inférieurs et supérieurs sont constitués par une distribution d'atomes en zigzag. Cette particularité aboutit à une différence fondamentale dans les conditions aux limites où la fonction d'onde doit s'annuler.

La Figure I.II représente la structure de bande électronique obtenue pour deux GNRs de type Zigzag de différentes longueurs. La structure de bande est déterminée en utilisant la méthode des liaisons fortes limitées aux premiers voisins.

Nous remarquons bien que les GNRs de type "zigzag" sont toujours métalliques. En effet, la bande de valence et la bande de conduction se mettent en contact pour $K = \pi$ quelle que soit la valeur de N . Nous remarquons également que si la largeur du ruban augmente, la bande électronique s'aplatit [32].

Dans la région où $\frac{2\pi}{3} \leq |K| \leq \pi$, la paire de sous bande est quasi plate avec une énergie nulle.

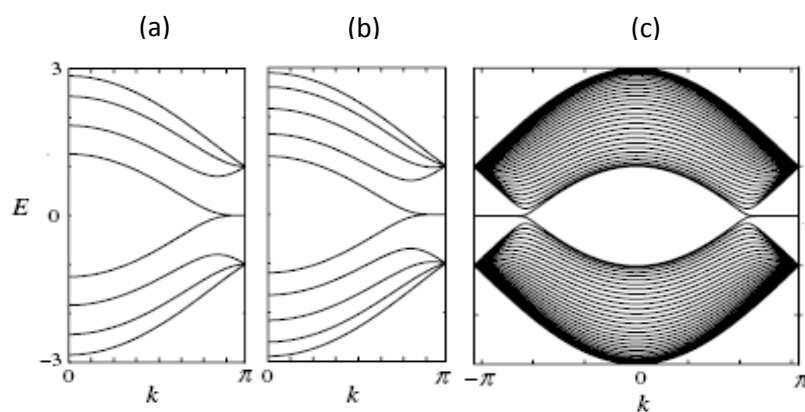


Figure I. II. Structure de bande électronique $E(k)$ pour des nanorubans de type zigzag

(a) $N=4$, (b) $N=5$, (c) $N=30$ [32].

La figure I.II, montre la distribution de densité de charge pour différents vecteurs d'onde. Nous notons bien que ces états de dispersion d'énergie quasi nulle sont localisés à proximité des bords du GNR [33].

Nous notons que si $K = \pi$, la fonction d'onde est entièrement localisée sur le bord et elle se diffuse à l'intérieur du ruban d'une manière progressive pour devenir un état étendu lorsque K tend vers $\frac{2\pi}{3}$.

I.6. Applications des nanotubes de carbone et de nanorubans de graphène dans les télécommunications

L'importance des nanosystèmes à base de CNT et GNR ne cessent de croître et ce grâce à leurs performances et leurs qualités de fonctionnement. Leurs tailles permet de sa part de résoudre le problème d'encombrement avec une densité d'intégration élevée. Nous y trouvons des nanoantennes, des nanofiltres, des nanotransistors, des nanodiodes, des nanoswitchs et beaucoup d'autres applications. Nous allons décrire brièvement les caractéristiques de quelques nanocomposants utilisés pour des applications de télécommunications et notamment les nanosystèmes actuellement réalisés.

I.6.I. Les nanoantennes

Récemment, les CNTs monoparois ont été synthétisés avec une longueur de l'ordre de micromètre (μm), ce qui motive leurs exploitations comme antennes miniatures. Les antennes à base de CNT ont été proposées pour la première fois par Burke [26], en se basant sur un modèle de lignes de transmission (Figure I.I2.(A)). Les paramètres de la ligne ont été déterminés en utilisant le modèle de liquide de Luttinger [34]. Une autre approche consiste à étudier la propagation des ondes électromagnétiques le long des antennes à base de CNT, en se basant sur un modèle d'équations intégrales de type "Hallen" ou "Pocklington" [27]. Les effets des CNTs sont introduits dans la formulation mathématique à travers une conductivité dynamique déterminée par la résolution de l'équation de transport de Boltzmann [27]. Ces antennes présentent une haute impédance d'entrée, ce qui pose un problème d'adaptation. Plusieurs travaux ont

été effectués dans ce contexte. L'étude d'un réseau d'antennes à base de CNT fortement couplées a été posée et modélisée par une conductivité dynamique effective [35,36]. Les propriétés de rayonnement d'un réseau d'antennes à base de CNT sont étudiées en utilisant le simulateur CST MICROWAVE STUDIO [37,38]. Ainsi, ce réseau d'antennes permet d'améliorer l'efficacité de rayonnement par rapport à une seule antenne.

Pour les antennes non couplées, le facteur de réseau constitue la formulation la plus appropriée pour déterminer les propriétés de rayonnement [39]. C'est dans ce contexte que nous avons développé une formulation générale pour étudier le couplage entre ces antennes pour n'importe quelle distance de séparation.

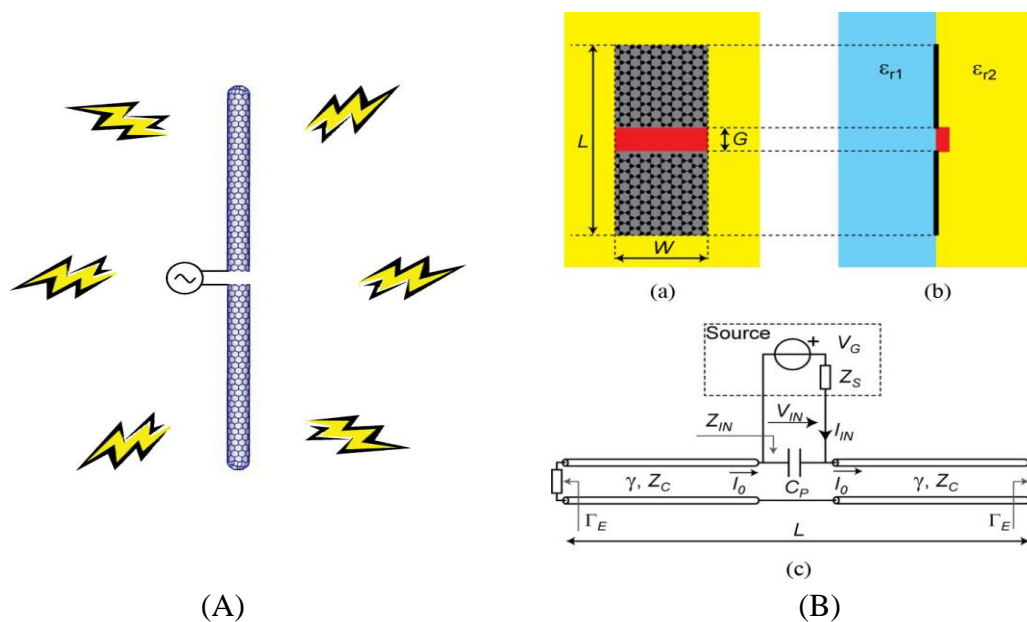


Figure I. 12. (A) Antenne dipôle à base de NTC. (B) Antenne dipôle à base de GNR: (a) Structure de l'antenne, (b) Vue de face de la structure de l'antenne. (c) Modèle de ligne de transmission correspondant [43].

Après la rencontre des contraintes technologiques et des difficultés d'intégration des CNTs en grand nombre dans les puces électroniques, des structures planaires à base de graphène ont été intensément étudiées. Par ailleurs, des nanorubans de graphène ont été proposés pour différentes applications allant de la bande microonde vers les fréquences optiques [40,41]. En particulier, des GNRs sont exploités pour réaliser une antenne

patch (Figure I.12.(A)). Les propriétés de rayonnement de cette antenne sont déterminées en utilisant le simulateur Ansys- HFSS qui est basé sur la méthode des éléments finis [42]. L'antenne ainsi réalisée présente un gain maximal de 5.71dBi à la fréquence 570 GHz. D'autres travaux proposent de modéliser des antennes dipôles à base de GNR par des lignes de transmissions [43]. Ils montrent que ces antennes sont capables de rayonner des ondes électromagnétiques dans la bande THz (0.1-10 THz).

I.6.2. Les filtres à base de nanostructures

Grâce à leurs propriétés mécaniques exceptionnelles, les CNTs sont des bons candidats pour réaliser des oscillateurs mécaniques. Plusieurs travaux ont été menés dans le but de tester les différents modes de vibration des CNTs, ce qui permet la réalisation des filtres hautes fréquences miniatures à la base de ces vibrations.

Plusieurs structures sont en cours d'étude. La structure la plus prometteuse est celle qui utilise un réseau de CNT disposé verticalement comme l'indique la figure I.13 (A), [44]. En effet, pour des fréquences de résonance allant jusqu'à 2 GHz, les facteurs de qualité de ces oscillateurs peuvent atteindre des valeurs supérieures à 1000 [45].

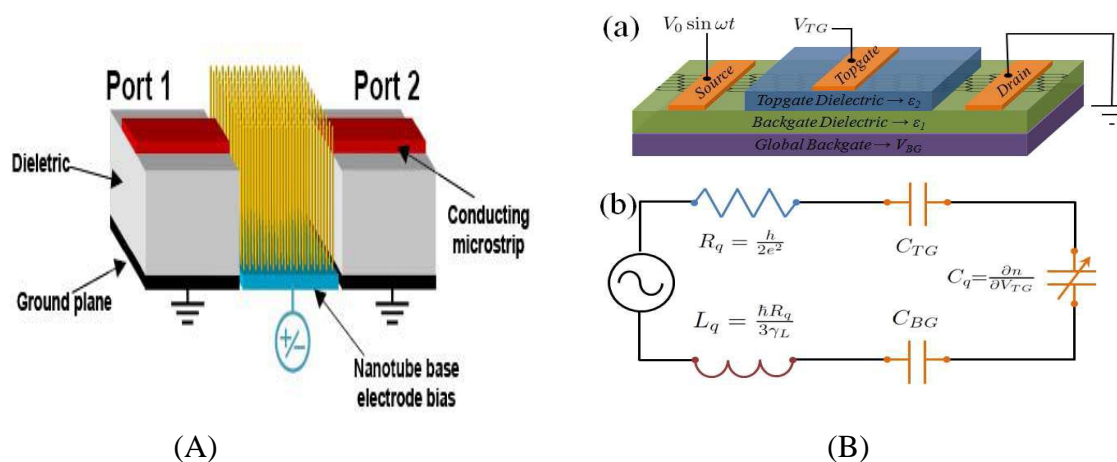


Figure I. 13. (A) Filtre hautes fréquences à base de CNT. (B) Filtre hautes fréquences à base de GNR: (a) Structure du filtre [44], (b) Circuit électrique équivalent du filtre [46].

Comme le montre la figure I.13 (B), le couplage de comportement inductif d'une boîte quantique à l'effet capacitif dans les GNRs donne lieu à des oscillateurs et des filtres ajustables dans la bande de fréquences THz [46].

I.6.3. Les nanotransistors

Depuis l'apparition de premier transistor à effet de champ à base de nanotubes de carbone (CNTFET) en 1998, différents types de transistors ont vu le jour. Tous les travaux se focalisent sur l'amélioration du transport dans le canal liant la source et le drain, afin d'obtenir des performances ultimes. Ce canal peut être en CNT ou en GNR. Pour les transistors à base de nanotubes de carbone, nous pouvons citer le CNTFET à modulation de hauteur de barrière (figure I.14.(a)) [47,48] et le CNTFET à double grille (figure I.14.(b)) [49]. Le principe de fonctionnement de ces transistors se diffère par la forme géométrique de la grille utilisée ainsi que le régime de transport adopté.

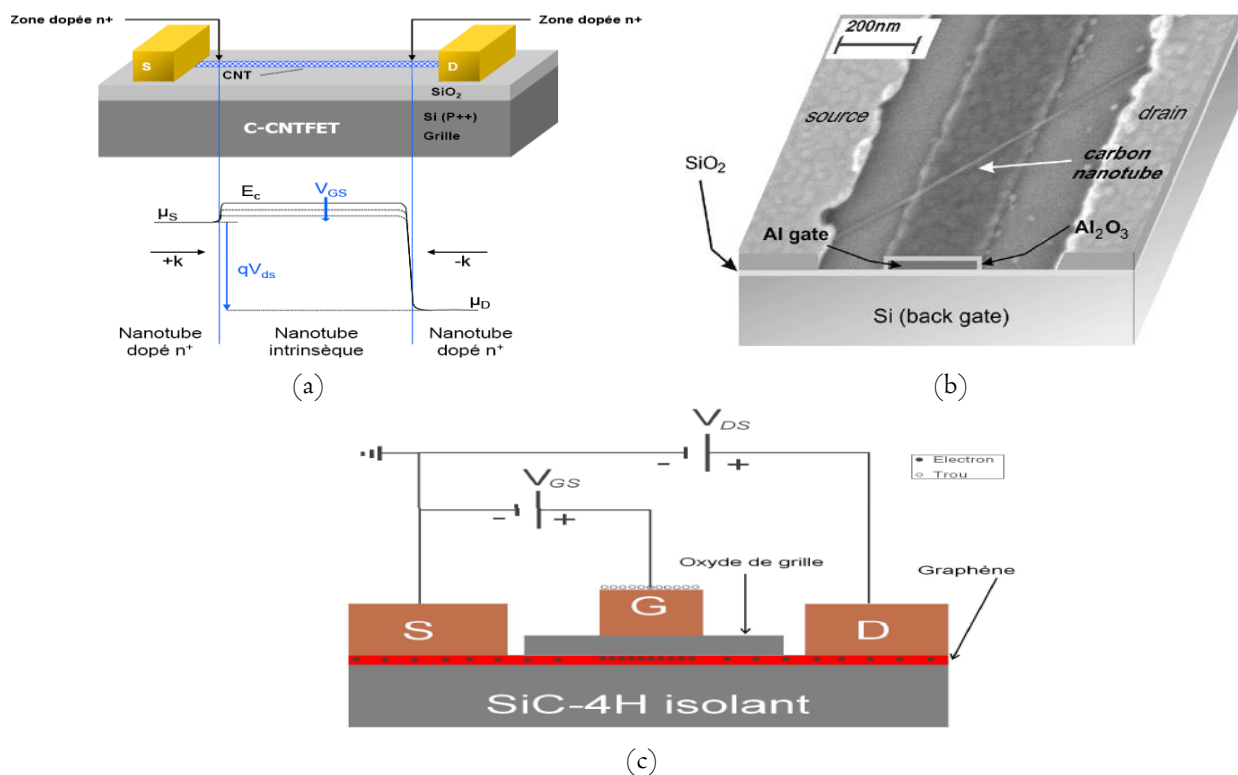


Figure I. 14. (a) CNTFET à modulation de hauteur de barrière [47]. (b) CNTFET à double grille [49]. (c) Transistor à effet du champ à base de nanoruban de graphène (GNRFET) [50].

Nan Meng et al [50] ont proposé un transistor à effet du champ à base de nanoruban de graphène (GNRFET) de type MOSFET, dont le schéma de principe est présenté dans la figure I.14.(c). La grille métallique déposée sur une couche d'oxyde est commandée par la tension V_{GS} . Comme dans le cas d'un MOSFET classique, cette tension a pour but de commander le régime de transport dans le canal formé par le graphène par effet du champ.

I.7. Performances et gain attendus du GNR et CNT pour les applications hyperfréquences

I.7.1. Gain en puissance de flexion

Le premier gain à discuter est celui apporté pour la déflexion des CNTs et des GNRs. En effet, il s'agit des structures très élastiques, ce qui rend la tension nécessaire pour les faire fléchir suffisamment faible (Cette puissance dépend des paramètres géométriques de ces nanostructures).

I.7.2. Gain en puissance RF

Le deuxième gain est lié à la nature de la conduction dans les CNTs et dans les GNRs. En effet, les porteurs se déplacent avec une très haute mobilité et sans chocs au sein de ces nanostructures, ce qui qualifie la conduction de "ballistique". Par conséquent, les CNTs et les GNRs peuvent supporter des courants de haute intensité. Ce qui génère des puissances à la sortie des CNTs et des GNRs très élevées par rapport à la sortie de n'importe quel autre matériel.

I.7.3. Gain en temps de réponse

Grâce à leurs propriétés mécaniques, les CNTs et les GNRs sont caractérisés par une flexion ultrarapide. D. Mircea [51] a estimé le temps de commutation à quelques nanosecondes (3ns), ce qui présente un facteur de gain de l'ordre de 10^3 par rapport à des MEMS [52]. D'autres recherches estimeraient un temps de commutation qui peut atteindre l'ordre de femto seconde [53,54]. Ceci fait des CNTs et des GNRs d'excellents

candidats pour créer de différents systèmes en télécommunications tel que des systèmes de déphasage permettant un accord de phase en temps réel et des systèmes de positionnement plus optimaux.

I.7.4. Gain en durée de vie

Plusieurs travaux de recherche ont montré l'intime relation entre les longues durées de vie des systèmes à base de CNT ou de GNR et leurs propriétés mécaniques uniques . En effet, plusieurs essais ont été faits sur un diélectrique de nitrure de silicium dopé au CNT et utilisé comme contact capacitif dans un système MEMS RF. Ils montrent que l'utilisation de CNT pour doper le nitrure de silicium permet d'augmenter 100 fois la durée de vie du système [55].

I.8. Conclusion

Au cours de ce premier chapitre, une synthèse bibliographique a été dressée sur les différentes propriétés physiques des nanotubes de carbone et de nanorubans du graphène comme nouveaux matériaux pour les télécommunications. Ces propriétés sont déduites à partir de la structure moléculaire de ces nanomatériaux. A partir de la chiralité du maillage structurel des nanotubes de carbone et de nanorubans du graphène, nous avons déterminé le caractère métallique ou semi-conducteur indispensable à la fabrication des dispositifs d'hyperfréquences notamment les nano-antennes.

Chapitre 2

Théorie des lignes de transmission pour la modélisation des nano-antennes à base de nanotubes de carbone

2.1. Introduction

Le rayonnement électromagnétique, a été depuis des décennies, l'objet de recherche extensive où concouraient différentes méthodes numériques de modélisation. Dans le but de caractériser ce phénomène de façon rigoureuse, plusieurs approches ont été proposées. Ces approches se différencient aussi bien dans leur domaine de validité que dans leur nature. En fait, si nous adoptons un critère numérique, nous y distinguons les méthodes rigoureuses, basées sur la résolution directe des équations de Maxwell en adoptant mathématiquement soit une formulation intégrale (méthode des moments), soit sur une formulation différentielle (différences finies, éléments finis). De même, l'évolution considérable des technologies électroniques et des procédés de télécommunications favorise un nouveau regard sur la théorie des lignes de transmission dans la modélisation de certains phénomènes. La méthode des lignes de transmission repose sur l'analogie entre la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu et la propagation des tensions et des courants dans une ligne de transmission.

Après avoir présenté les potentialités des nanotubes de carbone et des nanorubans de graphène comme étant de nouveaux matériaux pour les télécommunications, nous proposons d'étudier dans ce chapitre les propriétés de rayonnement d'une antenne dipôle à base de CNT. Le problème sera formulé en premier lieu en se basant sur la théorie des lignes de transmission.

2.2. Modèle de lignes de transmission pour les Nanotubes de carbone

2.2.1. Modèle de fluide d'électron et paramètres physiques caractéristiques de la ligne

Le modèle de fluide d'électrons est présenté pour décrire la réponse linéaire d'un CNT métallique mono-parois à un champ électromagnétique. Dans le cadre de cette méthode, ce problème est vu comme étant le mouvement d'une particule chargée dans un champ électrique. Nous utilisons la masse effective des électrons en mouvement pour introduire l'effet de réseau cristallin du CNT. Le CNT est modélisé comme un cylindre infiniment mince de section S , de rayon r_c et de longueur l . Ce cylindre est orienté suivant l'axe z comme le montre la Figure 2.1.

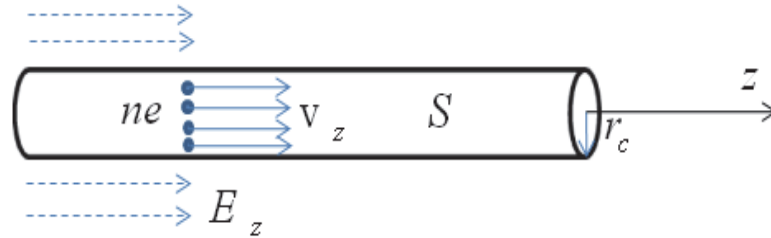


Figure 2. 1. Structure géométrique d'un nanotube de carbone.

En équilibre thermodynamique les électrons π sont distribués d'une manière uniforme. En appliquant un champ électromagnétique, cette distribution est perturbée et les électrons se déplacent le long du CNT. Le mouvement collectif des électrons peut être modélisé comme étant le mouvement d'un fluide chargé. Nous notons $v_z(r_s, t)$ la vitesse du fluide chargé où r_s est le vecteur position d'un point à la surface S .

La densité d'électrons à la surface S s'exprime par:

$$n = n_0 + \delta n(r_s, t) \quad (2.1)$$

où n_0 est la densité surfacique d'électrons à l'équilibre thermodynamique et δn est la variation après la perturbation électromagnétique.

La pression du fluide à un point de la surface S est donnée par la relation (2.2):

$$p = p_0 + \delta p(r_s, t) \quad (2.2)$$

où p_0 est la valeur de la pression à l'équilibre thermodynamique et δp est sa perturbation suite à la perturbation électromagnétique.

La perturbation de la pression δp est reliée à la variation de la densité d'électron δn par la relation [56]:

$$\delta p = m_{\text{eff}} c_s^2 \delta n \quad (2.3)$$

où c_s est la vitesse du son dans le fluide d'électrons et m_{eff} est la masse effective des électrons. Cette vitesse est donnée par la relation [56] :

$$c_s = v_F = \frac{3\pi\gamma_0 b}{h} \approx 8.10^5 \text{ ms}^{-1} \quad (2.4)$$

Le mouvement du flux de fluide d'électrons obéit à la loi de conservation de la quantité de mouvement [35,56]:

$$n_0 m_{\text{eff}} \frac{\partial v_z}{\partial t} + v n_0 m_{\text{eff}} v_z + \frac{\partial \delta p}{\partial z} = n_0 e E_z \quad (2.5)$$

Cette équation de conservation de quantité de mouvement peut être écrite en utilisant le courant longitudinal $I_z = 2\pi r n_0 v_z$ et la densité surfacique de la charge: $q = 2\pi r n_0 e$.

$$\frac{\partial I_z}{\partial t} + v I_z + c_s^2 \frac{\partial q}{\partial z} = \frac{2\pi r n_0 e^2}{m_{\text{eff}}} E_z \quad (2.6)$$

Le terme $\frac{n_0}{m_{\text{eff}}}$ tient en compte l'influence de réseau cristallin et il s'exprime comme suit [56]:

$$\frac{n_0}{m_{\text{eff}}} = \frac{4v_F}{\pi h r} \quad (2.7)$$

En tenant en compte de la relation (2.7), on peut réécrire la relation (2.6) sous la forme:

$$E_z = L_k \frac{\partial I_z}{\partial t} + R I_z + \frac{1}{C_q} \frac{\partial q}{\partial z} \quad (2.8)$$

Cette représentation correspond à un circuit RLC série modélisant le mouvement d'un flux d'électrons le long d'un nanotube métallique (Figure 2.2).

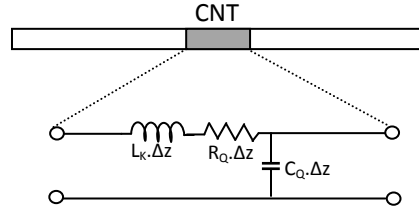


Figure 2. 2. Modèle de circuit pour le mouvement d'électrons le long d'un nanotube de carbone

L_k , C_Q et R_Q représentent respectivement l'inductance cinétique, la capacité quantique et la résistance quantique de ce circuit. Ces paramètres sont exprimés par unité de longueur:

$$C_q = \frac{8e^2}{h v_F} \quad (2.9)$$

$$L_k = \frac{h}{8e^2 v_F} \quad (2.10)$$

$$R_Q = \frac{h v}{8e^2 v_F} \quad (2.11)$$

La capacité quantique provient de la densité d'état fini dans le niveau de Fermi. En effet, pour une particule quantique dans un boîtier, l'espacement entre les niveaux d'énergie autorisés est fini. Ainsi, l'ajout d'un électron supplémentaire au système nécessite une quantité d'énergie supérieure à l'énergie de Fermi. Dans les systèmes 1D, cela peut être assimilé à une énergie par unité de longueur. A partir de cette énergie, la capacité quantique peut être déduite [57].

Pour le graphène et les CNT, La vitesse de Fermi est donnée par $v_F = 8.10^5 \text{ ms}^{-1}$. Nous pouvons donc calculer la valeur numérique de la capacité quantique: $C_Q = 100 \text{ aF}$.

En raison de leurs inerties, la vitesse instantanée des porteurs de charge dans les CNT introduit un retard temporel dans le champ électrique instantané [57]. Ceci se traduit

bien par un retard de phase dans le courant. Ceci s'explique par l'inductance cinétique donnée par l'expression (2.10).

Dans les systèmes ID, l'inductance cinétique est dominante comparée à l'inductance magnétique. En fait, le rapport entre les deux est de l'ordre de 10^{-4} ($\frac{L_M}{L_k} \sim 10^{-4}$).

2.2.2. Modèle de circuit équivalent pour deux CNTs parallèles

Afin de mettre en évidence la performance d'une antenne à base de nanotubes de carbone, nous développons tout d'abord un modèle de circuit RF pour une ligne de transmission composé de deux nanotubes parallèles (Figure 2.3). Dans ce cas, il faut prendre en compte la capacité électrostatique formée entre les deux tubes et qui s'ajoute au circuit électrique équivalent établi précédemment.

Le nanotube de carbones monoparois possède deux canaux de propagation indépendants. La présence de ce genre de canaux est en relation avec la structure de bande particulière des nanotubes [58]. En outre, la dégénérescence de spin exige que l'électron possède deux états: spin up et spin down. Par conséquent, il existe quatre canaux de propagation dans le formalisme de Landauer-Buttiker [58], chacun avec sa propre inductance cinétique et sa propre capacité quantique. En tenant compte de ces propriétés, nous pouvons conclure que l'inductance cinétique est quatre fois plus faible que dans le cas d'un seul canal de propagation, tandis que la capacité quantique est quatre fois plus élevée.

Le modèle de circuit RF pour deux CNTs parallèles est schématisé sur la Figure 2.3. Les nanotubes de diamètre d sont séparés par une distance W . Dans ce schéma C_{ES} représente la capacité électrostatique formée entre les deux nanotubes lorsqu'il y a un excès de charge dans l'un et un défaut de charge dans l'autre. Cette capacité électrostatique est donnée par:

$$C_{ES} = \frac{\pi\epsilon}{\cosh^{-1}\left(\frac{W}{d}\right)} \approx \frac{\pi\epsilon}{\ln(W/d)} \quad (2.12)$$

Chaque CNT possède sa propre inductance cinétique. Cette inductance est prépondérante par rapport à l'inductance magnétique dont la valeur est négligée dans le circuit électrique équivalent.

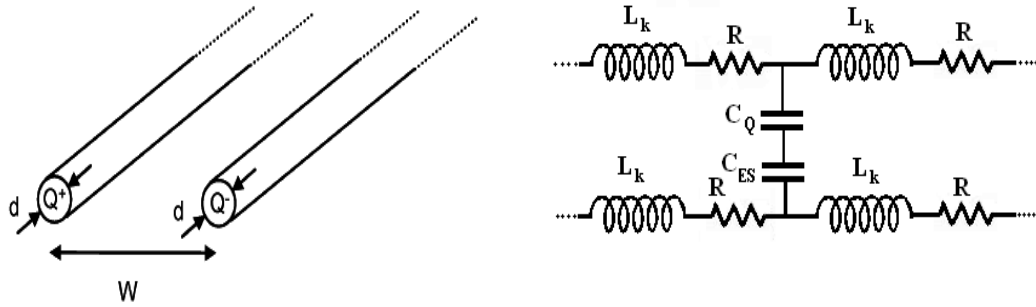


Figure 2. 3. Structure géométrique de deux CNTs parallèles et son schéma électrique équivalent

En régime sinusoïdal, en prenant une portion élémentaire de la ligne entre x et $x+dx$, le circuit équivalent de la figure 2.3 peut être simplifié comme le montre la figure 2.4 .

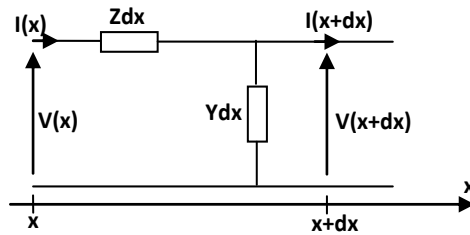


Figure 2. 4. Schéma électrique équivalent pour une portion de la ligne

Avec Z et Y sont exprimés en régime sinusoïdal par:

$$Z = 2(R_Q + j\omega \frac{L_k}{4}) \quad (2.13)$$

$$Y = j\omega C_T \quad (2.14)$$

Nous désignons par C_T la capacité totale qui est donnée par:

$$C_T^{-1} = C_Q^{-1} + C_{ES}^{-1} \quad (2.15)$$

En écrivant la tension et le courant V_1 , I_1 et V_2 , I_2 respectivement dans le premier et le deuxième nanotube nous pouvons définir la tension différentielle et le courant différentiel:

$$V = V_1 - V_2 \quad (2.16)$$

$$I = I_1 - I_2 \quad (2.17)$$

Par une simple application des lois de Kirchhoff sur le circuit de la figure 2.4, nous pouvons déterminer le système d'équation suivant :

$$\begin{cases} V(x + dx) - V(x) = -Z.I(x).dx \\ I(x + dx) - I(x) = -Y.V(x).dx \end{cases} \quad (2.18)$$

Ce qui permet d'écrire:

$$\begin{cases} \frac{\partial V(x)}{\partial x} = -Z.I(x) \\ \frac{\partial I(x)}{\partial x} = -Y.V(x) \end{cases} \quad (2.19)$$

Par dérivation de la première puis de la deuxième expression, nous trouvons:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 V(x)}{\partial x^2} - \gamma_p^2.V(x) = 0 \\ \frac{\partial^2 I(x)}{\partial x^2} - \gamma_p^2.I(x) = 0 \end{cases} \quad (2.20)$$

Avec γ_p^2 est la constante de propagation:

$$\gamma_p^2 = 2(R_Q + jw\frac{L_k}{4})(jC_T w) \quad (2.21)$$

Nous utilisons l'indice "p" pour désigner les plasmons, parce qu'il s'agit de l'oscillation collectif d'une densité d'électrons 1D, autrement dit plasmons.

Les solutions générales de ces équations différentielles sont données par:

$$V(x) = V_0^+ e^{-\gamma_p x} + V_0^- e^{\gamma_p x} \quad (2.22)$$

$$I(x) = \frac{V_0^+}{Z_c} e^{-\gamma_p x} - \frac{V_0^-}{Z_c} e^{\gamma_p x} \quad (2.23)$$

où Z_c est l'impédance caractéristique de la ligne qui s'exprime en fonction de ses paramètres physiques :

$$Z_c = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{R_0 + iw \frac{L_k}{4}}{iw C_T}} \quad (2.24)$$

La vitesse de propagation de l'onde est donnée par:

$$v_p = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{\frac{L_k}{4} C_T}} \quad (2.25)$$

Le rapport de la tension par le courant étant constant pour une direction de propagation donnée, nous pouvons alors définir l'impédance caractéristique:

$$\frac{V_0^+}{I_0^+} = -\frac{V_0^-}{I_0^-} = Z_c \quad (2.26)$$

Dans ce modèle, nous avons négligé l'inductance magnétique. En fait, numériquement, sa valeur est beaucoup plus faible que la valeur de l'inductance cinétique ($\frac{L_M}{L_k} \sim 10^{-4}$). Ainsi, la vitesse de propagation de l'onde dans ce système est environ 100 fois plus petite que celle de la lumière. Ceci est dû à l'excès de l'inductance cinétique. En outre, nous avons présenté des expressions générales pour la constante de propagation et l'impédance caractéristique, qui tiennent compte des pertes. En adoptant l'hypothèse de faible pertes, ces expressions se réduisent à des formes plus simples.

2.2.3. Distribution du courant pour une antenne à base de CNT

La figure 2.5 montre la géométrie standard permettant de calculer la distribution du courant sur une antenne filaire classique [59]. Cependant, dans notre cas, en raison de l'inductance cinétique et la capacité quantique, la vitesse des ondes le long d'un CNT est différente de celle dans une antenne à fil mince classique, où seule l'inductance magnétique est présente.

Dans la Figure 2.5 (a), nous considérons la ligne de transmission pour deux nanotubes excités et dont les extrémités sont ouvertes. Dans ce cas, le courant et la tension qui se propagent le long de la ligne de transmission forment une onde stationnaire. Etant donné que les courants sur les deux nanotubes sont égaux et qu'ils suivent des directions

opposées, les champs magnétiques et électriques lointains générés par chacun de ces nanotubes s'annulent. Par conséquent, la puissance rayonnée est approximativement nulle. Dans la Figure 2.5 (b), nous gardons les mêmes CNTs, mais avec des extrémités écartées. Si l'angle d'écartement est petit, les propriétés de la ligne de transmission sont presque les mêmes. La distribution du courant reste donc inchangée. Cependant, les champs électriques et magnétiques lointains générés par chaque CNT ne sont plus nuls, puisque les tubes ne sont plus proches les uns des autres au niveau des extrémités. Ainsi, le système émet donc de la puissance.

Dans le cas limite, l'angle d'ouverture devient 90° et ce pour former une antenne filaire à base de CNT comme le montre la Figure 2.5(c). Nous nous intéressons dans la suite à la détermination de la distribution du courant et les propriétés de rayonnement de cette antenne.

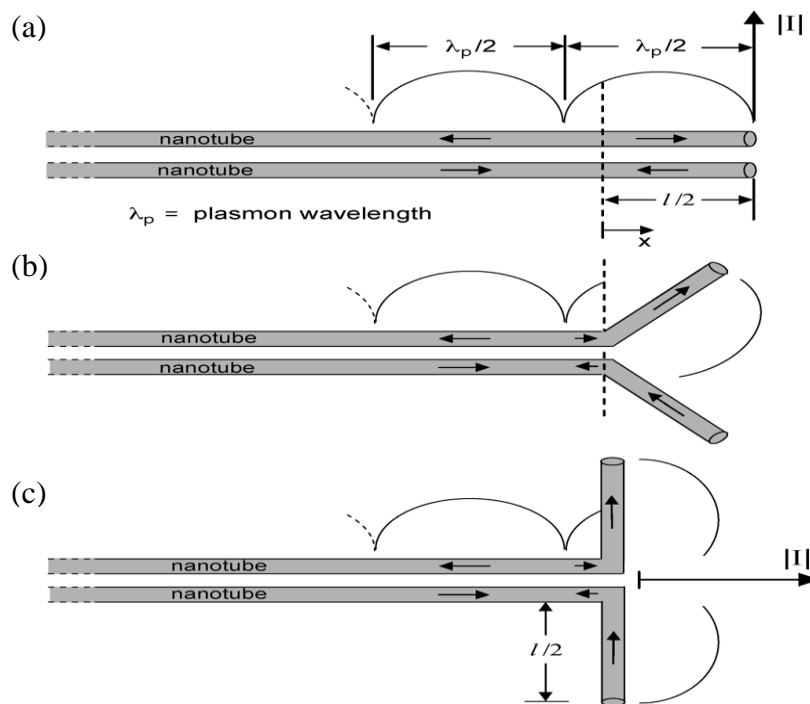


Figure 2. 5. Ecartement des extrémités des CNT parallèles [59].

Dans le cas de deux fils classiques disposés en parallèle, la vitesse de l'onde dans la ligne de transmission correspondante est indépendante de la distance entre les deux fils et égale

à la vitesse de la lumière. Pour cette raison, il est généralement admis que la répartition du courant pour le système à deux nano-fils écartés a la même longueur d'onde que la ligne de transmission de deux fils parallèles non perturbés.

Si le système est formé de deux CNTs parallèles, la vitesse de l'onde dans la ligne de transmission correspondante dépend de la distance séparant les deux tubes. Par conséquent, la vitesse des ondes pour les nanotubes avec extrémités écartées est différente. La raison est simple: l'inductance cinétique ne dépend pas de la distance entre les tubes, alors que la capacité quantique dépend bien de cette dernière. D'où la vitesse de propagation de l'onde $\sim \frac{1}{\sqrt{LC}}$, dépend de la distance entre les tubes. Ceci signifie bien que pour les nanotubes écartés de 90° , la longueur d'onde de la distribution du courant est différente. Cependant, étant donné que la capacité électrostatique est seulement sensible à la distance entre les nanotubes, cet effet sera négligé dans ce cas. Nous supposons alors, en ce qui suit que la répartition du courant dans les CNTs avec des extrémités écartées (Fig. 5 (c)) est la même que celle que dans des nanotubes parallèles (Figure 2.5 (a)).

Les équations de lignes de transmission peuvent être utilisées pour déterminer la distribution du courant sur le CNT, y compris explicitement et quantitativement l'effet de la résistance le long du tube.

Nous considérons une onde d'amplitude V_0^+ qui se propage le long de la ligne dans le sens positif, elle sera réfléchiée par les extrémités de la ligne et ce avec un coefficient de réflexion égale à 1 (circuit ouvert). Par conséquent, il y aura une onde d'amplitude V_0^- qui se propage le long de la ligne mais suivant le sens négatif. La constante de propagation est notée γ_p .

La tension le long de l'antenne peut être exprimée par:

$$V_D(x) = 2V_0^+ \cosh[\gamma_p(x - \frac{l}{2})] \quad (2.27)$$

Nous pouvons utiliser (2.23) pour trouver le courant différentiel sur la ligne. Ce courant est donné par:

$$I_D(x) = \frac{2V_0^+}{Z_C} \sinh[\gamma_p(\frac{l}{2} - x)] \quad (2.28)$$

Après écartement des extrémités d'un angle de 90° , la géométrie détaillée de l'antenne est représentée sur la Figure 2.6.

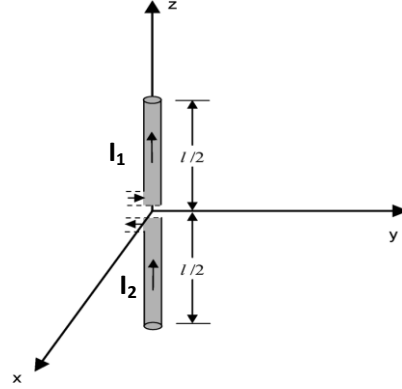


Figure 2. 6. Géométrie de l'antenne.

Il est clair que les deux courants I_1 et I_2 ont le même sens (le sens positif suivant z), et chacun d'eux sera égale à la moitié de I_D . Donc, dans la région active de l'antenne, le courant peut être écrit sous la forme:

$$I(z) = \begin{cases} \frac{V_0^+}{Z_C} \sinh\left[\gamma_p\left(\frac{l}{2}-z\right)\right] & \text{si } 0 < z < \frac{l}{2} \\ \frac{V_0^+}{Z_C} \sinh\left[\gamma_p\left(\frac{l}{2}+z\right)\right] & \text{si } -\frac{l}{2} < z < 0 \end{cases} \quad (2.29)$$

Ces équations décrivent la distribution du courant le long de l'antenne à base de CNT dans le cas des pertes arbitraires, en négligeant la résistance de rayonnement.

En absence de pertes ($R=0$), la distribution du courant est donnée par :

$$I(z) = \begin{cases} I_0 \sin\left[k_p\left(\frac{l}{2}-z\right)\right] & \text{si } 0 < z < \frac{l}{2} \\ I_0 \sin\left[k_p\left(\frac{l}{2}+z\right)\right] & \text{si } -\frac{l}{2} < z < 0 \end{cases} \quad (2.30)$$

où le vecteur d'onde $k_p = \frac{\omega}{v_p}$ est réel, la vitesse de plasmon v_p est donnée par la relation

(2.25) et l'amplitude du courant par $I_0 = i \frac{V_0^+}{Z_C}$. Ceci permet de distinguer une antenne à

base de CNT d'une antenne classique où le vecteur d'onde est le même que celui en espace libre.

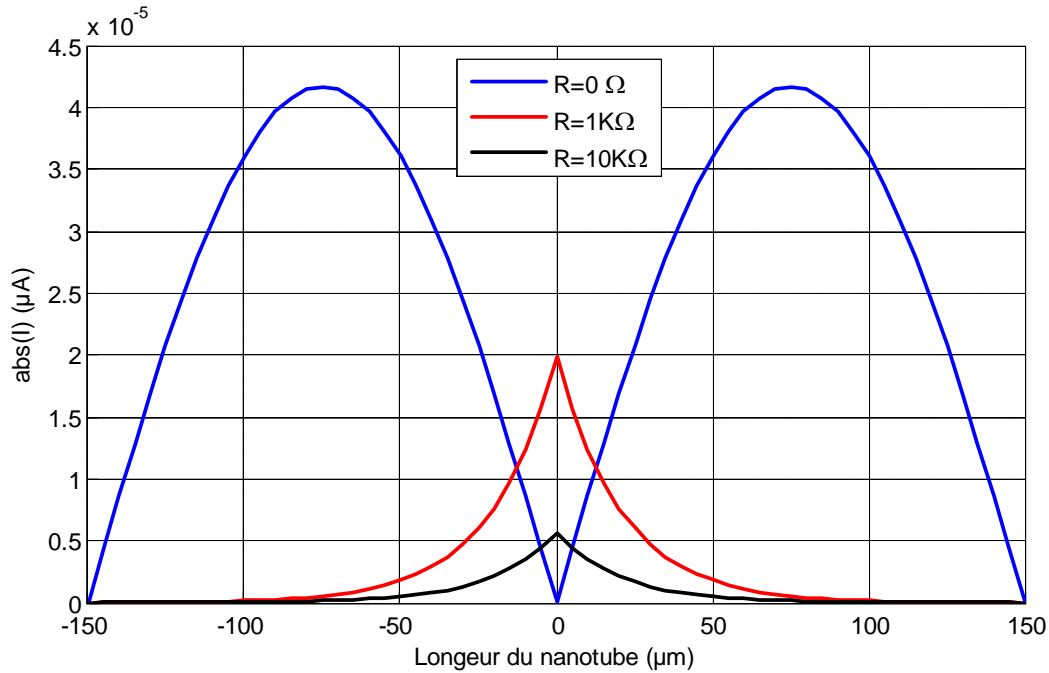


Figure 2. 7. Distribution du courant dans un NTC pour différentes valeurs de la résistance R.

La figure 2.7 présente la distribution du courant le long de l'antenne à base de CNT pour différentes valeurs de la résistance R. La fréquence est fixée à la valeur $f=10$ GHz et la longueur du nanotube est $l=300 \mu\text{m}$. Pour une résistance suffisamment faible, la distribution du courant est approximativement sinusoïdale. Si les pertes augmentent, l'amplitude du courant décroît exponentiellement et tend vers des valeurs nulles aux extrémités de l'antenne.

2.2.4. Propriétés de rayonnement en absence de pertes

Nous allons calculer les champs électriques lointains générés par la distribution du courant donnée en (2.29) et (2.30). Cependant, nous ne pouvons pas les considérer tout à fait juste. En effet, l'expression de la distribution du courant donné par (2.29) et (2.30) néglige l'effet de rayonnement. En réalité, il y aura un changement de la distribution du courant en raison de la radiation. Le champ électrique lointain et la distribution du courant sont liés par un ensemble d'équations integro-différentielles, qui ne peuvent être résolus que numériquement. Mais, en général, pour les antennes à fils minces, la distribution du courant n'est que légèrement modifiée par le rayonnement, ce qui permet de négliger son effet.

2.2.4.I. Champ électrique et intensité de rayonnement

Une fois que la distribution du courant est connue, il est facile de calculer le champ électrique rayonné [59].

$$E_{\theta} = i\eta \frac{ke^{-ikr}}{4\pi r} \sin \theta \left[\int_{-l/2}^{l/2} I(z) e^{ikz \cos \theta} dz \right] \quad (2.31)$$

où η représente l'impédance caractéristique de l'espace libre: $\eta = 120\pi \Omega$.

Le résultat fondamental dégagé de cette étude est : pour une antenne filaire classique la distribution du courant est périodique de vecteur d'onde donnée par $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, où λ est la longueur d'onde dans l'espace libre. Tandis que pour une antenne à base de CNT, la distribution du courant est périodique de vecteur d'onde donnée par $k_p = \frac{2\pi}{\lambda_p}$, où λ_p est la longueur d'onde de plasmon qui est 100 fois plus petite que λ ($\lambda_p \approx \frac{\lambda}{100}$).

En tenant compte de la distribution du courant établie précédemment nous pouvons écrire :

$$E_{\theta} = i\eta \frac{ke^{-ikr}}{4\pi r} \sin \theta \left[\int_{-l/2}^0 I_0 \sin[k_p(\frac{l}{2} + z)] e^{ikz \cos \theta} dz + \int_0^{l/2} I_0 \sin[k_p(\frac{l}{2} - z)] e^{ikz \cos \theta} dz \right] \quad (2.32)$$

Finalement nous trouvons:

$$E_{\theta} = i\eta \frac{k}{k_p} \frac{I_0 e^{-ikr}}{2\pi r} \sin \theta \frac{\cos(\frac{kl}{2} \cos \theta) - \cos(\frac{k_p l}{2})}{1 - (\frac{k}{k_p})^2 \cos^2 \theta} \quad (2.33)$$

Le vecteur de Poynting peut être calculé à partir du vecteur champ électrique :

$$\bar{\Pi} = \frac{1}{2\eta} |E_{\theta}|^2 \vec{r} = \left(\frac{k}{k_p} \right)^2 \frac{I_0^2 \eta}{8\pi^2 r^2} \left[\sin \theta \frac{\cos(\frac{kl}{2} \cos \theta) - \cos(\frac{k_p l}{2})}{1 - (\frac{k}{k_p})^2 \cos^2 \theta} \right]^2 \vec{r} \quad (2.34)$$

L'intensité de rayonnement est donnée par :

$$U = \left(\frac{k}{k_p} \right)^2 \frac{I_0^2 \eta}{8\pi^2} \left[\sin \theta \frac{\cos(\frac{kl}{2} \cos \theta) - \cos(\frac{k_p l}{2})}{1 - (\frac{k}{k_p})^2 \cos^2 \theta} \right]^2 \quad (2.35)$$

Nous avons tracé dans la figure 2.8, le diagramme de rayonnement pour une antenne dipôle à base de CNT de longueur λ_p , ainsi que celui d'une antenne dipôle classique de longueur λ . Il est clair que l'antenne classique est plus directive.

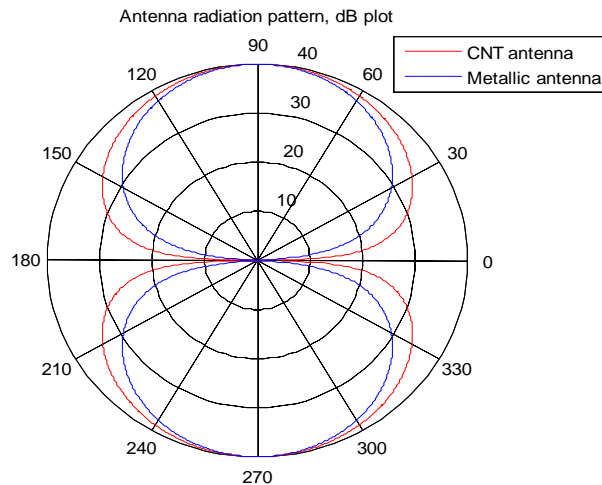


Figure 2. 8. Diagramme de rayonnement pour un dipôle à base de CNT de longueur $l=\lambda_p$ et pour un dipôle classique de longueur $l=\lambda$.

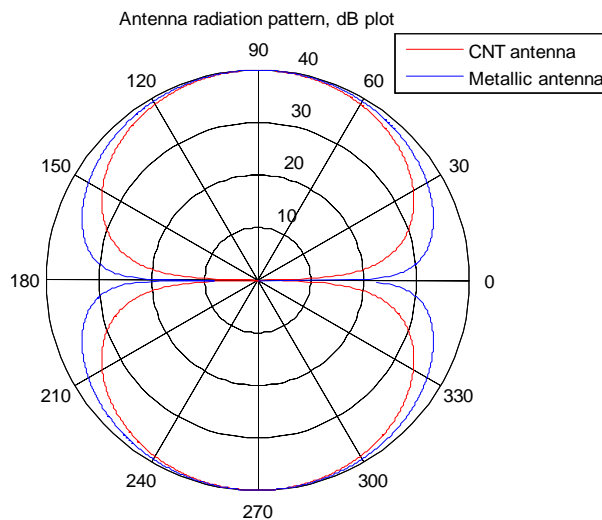


Figure 2. 9. Diagramme de rayonnement pour un dipôle à base de NTC de longueur $l=\lambda_p$ et pour un dipôle classique de longueur $l=0.01\lambda$.

La figure 2.9 montre que pour une antenne à base de CNT de longueur égale à la longueur d'onde de plasmon ($l=\lambda_p$), la puissance rayonnée est similaire à celle rayonnée par un dipôle classique de longueur $l=0.01\lambda$, avec λ est la longueur d'onde dans l'espace libre.

2.2.4.2. Puissance totale rayonnée et impédance d'entrée

La puissance totale rayonnée peut être calculé en intégrant l'intensité de puissance sur une sphère contenant le dipôle :

$$P_{rad} = \oint_S \vec{\Pi} \cdot \vec{ds} = \left(\frac{k}{k_p}\right)^2 \frac{I_0^2 \eta}{4\pi} \int_0^\pi \sin^3 \theta \left[\frac{\cos(\frac{kl}{2} \cos \theta) - \cos(\frac{k_p l}{2})}{1 - (\frac{k}{k_p})^2 \cos^2 \theta} \right]^2 d\theta \quad (2.36)$$

La résistance de rayonnement est donnée par :

$$R_r = \frac{2P_{rad}}{|I_0|^2} = \left(\frac{k}{k_p}\right)^2 \frac{\eta}{2\pi} \int_0^\pi \sin^3 \theta \left[\frac{\cos(\frac{kl}{2} \cos \theta) - \cos(\frac{k_p l}{2})}{1 - (\frac{k}{k_p})^2 \cos^2 \theta} \right]^2 d\theta \quad (2.37)$$

En fait, la résistance de rayonnement relie la puissance rayonnée à l'amplitude du courant le long du CNT. Le courant à l'extrémité du CNT est donné par $I_0 \sin(k_p l/2)$.

La puissance dissipée par rayonnement est liée à la résistance d'entrée R_{in} par: $P_{rad} = I^2 R_{in}$, ce qui permet de déduire la résistance d'entrée:

$$R_{in} = \frac{R_r}{\sin^2(k_p l/2)} \quad (2.38)$$

Il y aura également une réactance d'entrée en raison de l'énergie stockée. Elle est donnée par:

$$X_{in} = -iZ_C \coth\left(\frac{k_p l}{2}\right) \quad (2.39)$$

Dans la figure 2.10, nous avons présenté la résistance de rayonnement, la résistance d'entrée et la réactance d'entrée en fonction de $\frac{l}{\lambda}$.

λ représente la longueur d'onde dans l'espace libre et en prenant $k_p \approx 100k$.

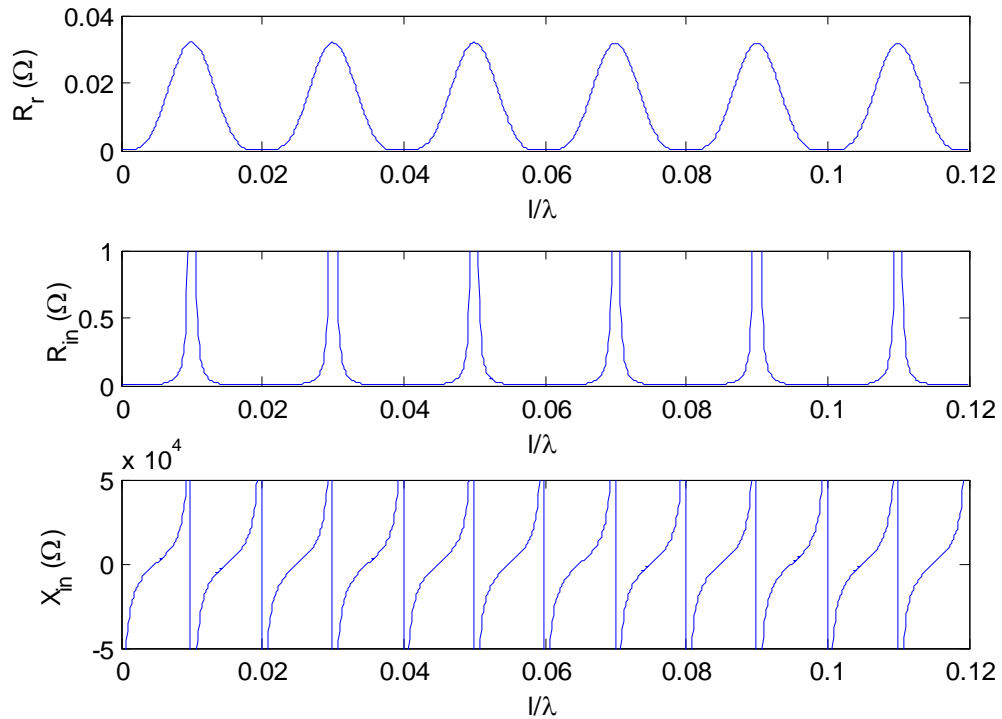


Figure 2. 10. Résistance de rayonnement et résistance d'entrée et réactance d'entrée en fonction de l/λ , où λ est la longueur d'onde dans l'espace libre.

La figure 2.11 illustre la distribution du courant le long d'une antenne à base de CNT, pour différentes longueurs l . Une antenne est formée d'un nombre bien déterminé de sources de courant, chaque élément est déphasé par rapport au voisin le plus proche de 180° .

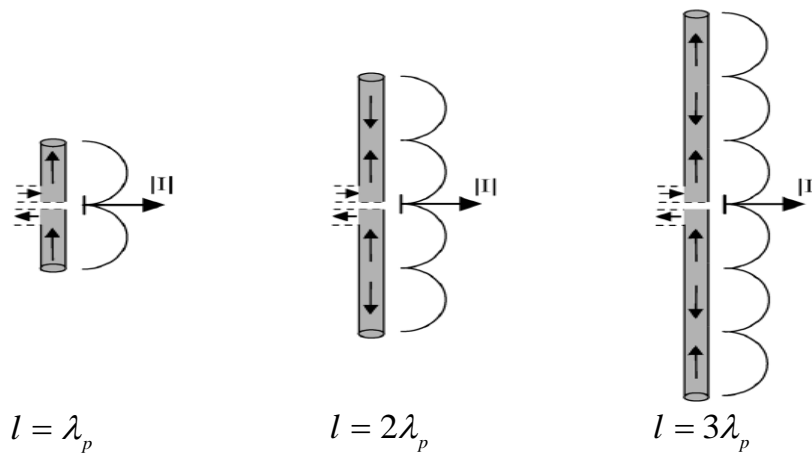


Figure 2. 11. Distribution du courant pour différent longueurs [59].

Le champ électrique lointain est la somme des champs rayonnés par chaque élément. Par conséquent, si le nombre d'éléments est pair, le champ électrique lointain s'annule. Tandis que pour un nombre d'éléments impair, cette analyse suggère que nous le pouvons négliger tous les éléments sauf le dernier élément impair qui rayonne. Ceci montre que les propriétés d'une antenne à base de CNT dont la longueur est un multiple impair de λ_p , sont équivalentes aux propriétés d'une antenne doublet de longueur λ_p .

La résistance de rayonnement d'un dipôle élémentaire classique de longueur finie l et de distribution du courant constante est donnée par :

$$R_{rad} = 80\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \quad (2.40)$$

Si nous remplaçons l par λ_p , nous trouvons : $R_{rad} = 0.08\Omega$. Il est clair que le calcul est approximatif. Il permet d'évaluer approximativement l'ordre de grandeur de la résistance de rayonnement pour une antenne à base de CNT. Il permet de même de comprendre la raison pour laquelle la valeur de R_{rad} est plus faible que celle d'une antenne dipôle classique. La figure 2.10 montre que la résistance de rayonnement pour une antenne à base de CNT est de l'ordre de 0.035Ω , ceci s'explique par le fait que pour une antenne dipôle classique la distribution du courant est considérée comme étant constante, tandis que pour une antenne à base de CNT, la distribution du courant est sinusoïdale. Le courant moyen d'une distribution sinusoïdale est $\frac{1}{\sqrt{2}}$ plus petit que le maximum de courant, ce qui justifie encore la valeur la plus faible de la résistance de rayonnement pour une antenne à base de CNT.

2.2.5. Propriétés de rayonnement dans les conditions de pertes arbitraires

Après avoir obtenu la distribution du courant pour une antenne à base CNT avec pertes arbitraire (section 3), nous pouvons déterminer les propriétés de rayonnement.

En tenant compte de l'expression générale du courant (2.29), l'expression du champ électrique lointain (2.31) devient:

$$E_{\theta} = i\eta \frac{ke^{-ikr}}{4\pi r} \sin \theta \left\{ \int_{-\frac{l}{2}}^0 \frac{V_0^+}{Z_C} \sinh[\gamma_p (\frac{l}{2} + z)] e^{ikz \cos \theta} dz + \int_0^{\frac{l}{2}} \frac{V_0^+}{Z_C} \sinh[\gamma_p (\frac{l}{2} - z)] e^{ikz \cos \theta} dz \right\} \quad (2.41)$$

Nous trouvons finalement:

$$E_{\theta} = -i\eta \frac{V_0^+ k}{Z_C \gamma_p} \frac{e^{-ikr}}{4\pi r} \sin \theta \frac{\cos(\frac{kl}{2} \cos \theta) - \cosh(\frac{\gamma_p l}{2})}{1 + (\frac{k}{\gamma_p})^2 \cos^2 \theta} \quad (2.42)$$

Le vecteur de Poynting peut être calculé à partir de l'expression du champ électrique. Parce que γ_p et Z_C sont des nombres complexes, il est difficile de simplifier cette expression, mais nous pouvons déterminer le résultat numériquement à partir de l'expression (2.33). Ainsi, l'intensité de rayonnement peut être calculée numériquement à partir de (2.34). La puissance totale rayonnée est déterminée par intégration numérique de l'intensité de rayonnement sur une sphère contenant l'antenne. La résistance de rayonnement n'est pas significative quand il y'a de perte intrinsèque répartis le long de l'antenne. Egalement, le diagramme de rayonnement et la directivité peuvent être calculés numériquement.

Si nous négligeons l'énergie rayonnée, l'impédance d'entrée d'une antenne à base de CNT avec des pertes arbitraires est donnée par:

$$Z_{in} = Z_C \coth(\frac{\gamma_p l}{2}) \quad (2.42)$$

2.3. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié les performances d'une antenne à base de CNT en se basant sur un modèle de ligne de transmission. Les paramètres physiques de la ligne sont déterminés grâce au modèle de fluide d'électrons. A cause son excès d'inductance cinétique, qui est 10^4 fois plus élevée que dans le cas d'antenne classique, une antenne à base de CNT ne peut pas être traitée de la même façon qu'une antenne classique.

Les CNTs permettent de concevoir des antennes miniatures qui résonnent pour des longueurs d'onde 100 fois plus petites que la longueur d'onde dans l'espace libre. Ces antennes peuvent servir comme des circuits d'adaptation pour les dispositifs à hautes impédance. Cependant, elles présentent une faible efficacité de rayonnement et des contraintes technologiques lors de la fabrication.

Chapitre 3

Modélisation électromagnétique des antennes à base de nanotubes de carbone: formulation intégrale pour l'étude du couplage

3.I. Introduction

Le calcul de la distribution du courant générée par des sources localisées ou des ondes électromagnétiques sur des structures surfaciques ou filaires se fait grâce à la résolution d'une équation intégrale en champ électrique ou magnétique. La méthode des moments (MoM) est la méthode la plus adoptée pour la résolution des équations intégrales. Elle permet de déterminer directement et de manière précise, la distribution du courant dans les structures étudiées. Ainsi nous pouvons retrouver le champ électromagnétique en tout point de l'espace. Cette méthode est devenue populaire depuis la publication du livre "Field Computation by Moment Method" par R.F. Harrington en 1968. Historiquement, le concept de cette méthode a été utilisé par Galerkin en 1915.

La première partie de ce chapitre est consacrée à l'étude des propriétés d'une seule antenne à base de CNT tout en se basant sur une formulation intégrale. Dans l'objectif de validation, nous comparerons les résultats à ceux obtenus en se basant sur le modèle des lignes de transmission déjà présenté dans le deuxième chapitre.

En ce qui concerne la deuxième partie, elle sera consacrée à la présentation d'une formulation électromagnétique rigoureuse, basée sur un système d'équations intégrales pour l'étude du couplage entre des antennes à base de nanotubes de carbone. Nous présenterons dans la suite un exemple d'application afin de valider la formulation avec les approches existantes dans la littérature.

3.2. Description des méthodes intégrales

Ces méthodes se ramènent généralement à une représentation sous forme intégrale du champ diffracté à l'aide d'une fonction de Green.

Nous considérons un champ électromagnétique incident (E^{inc}, H^{inc}) qui illumine une structure métallique parfaitement conductrice placée dans l'espace libre (Figure 3.1). L'objectif consiste à calculer la densité de courant \vec{J} induite sur la structure métallique décrite ci-dessous.

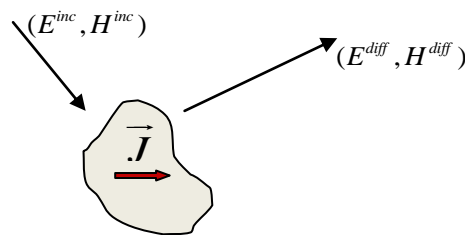


Figure 3. I. Principe de l'interaction d'une onde électromagnétique avec une structure métallique.

3.2.I. Détermination de l'équation intégrale

Nous commençons cette partie par la détermination de l'équation intégrale en champ électrique dans le cas général. Nous présentons ensuite le cas d'une antenne à fil mince et les approximations relatives.

3.2.I.I. Expression du champ électrique dans le cas général

Nous considérons un corps métallique de densité volumique de charge notée ρ_v et de densité volumique de courant notée \vec{J}_v (Figure 3.2).

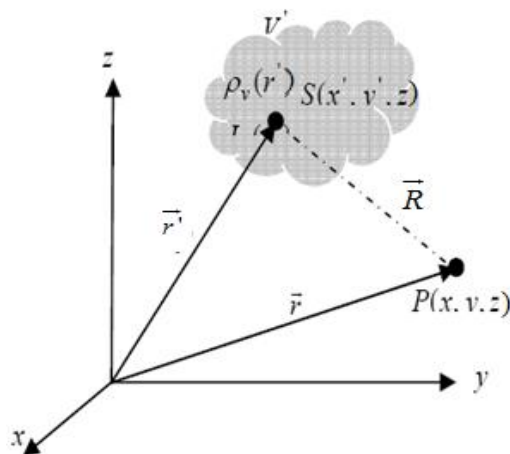


Figure 3. 2. Distribution volumique de charge

Ce corps métallique constitue une source de rayonnement d'un champ électromagnétique dans l'espace environnant.

Le champ électromagnétique rayonné dans l'espace (\vec{E}', \vec{H}') s'exprime en fonction du potentiel scalaire V et du potentiel vecteur \vec{A} comme suit:

$$\vec{E}' = -\frac{\partial}{\partial t}\vec{A} - \overrightarrow{\text{grad}}V = -j\omega\vec{A} - \overrightarrow{\text{grad}}V \quad (3.1)$$

$$\vec{H}' = \frac{1}{\mu}\overrightarrow{\text{rot}}\vec{A} \quad (3.2)$$

avec:

$$\vec{A} = \mu \iiint_v \vec{J}_v(\vec{r}') G(R) dv' \quad (3.3)$$

$$V = \frac{1}{\epsilon} \iiint_v \rho_v(\vec{r}') G(R) dv' \quad (3.4)$$

G désigne la fonction de Green dans l'espace libre:

$$G = \frac{e^{-jk|\vec{r}-\vec{r}'|}}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}'|} \quad (3.5)$$

La distance entre le point source $S(x', y', z')$ et le point d'observation $P(x, y, z)$ est notée $R = |\vec{r} - \vec{r}'|$, où \vec{r} et \vec{r}' sont respectivement leurs positions.

En utilisant la jauge de Lorentz ($\overrightarrow{\text{div}}\vec{A} + j\omega\mu\epsilon V = 0$), nous pouvons réduire le nombre d'inconnues. Le champ électrique rayonné s'exprime ainsi en fonction du potentiel vecteur \vec{A} :

$$\vec{E}' = \frac{1}{j\omega\mu\epsilon} [k^2\vec{A} - \overrightarrow{\text{grad}}(\text{div}\vec{A})] \quad (3.6)$$

Avec: $k = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$; le vecteur d'onde.

Finalement, en remplaçant le potentiel vecteur par son expression (3.3) dans les expressions (3.2) et (3.6), nous obtenons:

$$\vec{E}' = \frac{1}{j\omega\epsilon} [k^2 - \overrightarrow{\text{grad}}\text{div}] \iiint_v \vec{J}_v(\vec{r}') \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} dv' \quad (3.7)$$

$$\vec{H}' = \overrightarrow{\text{rot}} \iiint_v \vec{J}_v(\vec{r}') \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} dv' \quad (3.8)$$

Ces équations représentent respectivement, l'équation intégrale en champ électrique (EFIE: Electric Field Integral Equation), et l'équation intégrale en champ magnétique (MFIE: Magnetic Field Integral Equation).

3.2.1.2. Approximation des antennes minces et équation de Pocklington

Soit une antenne cylindrique de rayon a et de longueur L , placée dans l'espace libre et excitée par un champ électrique incident \vec{E}^i . Nous supposons que l'antenne est formée d'un métal parfait et qu'aucun effet n'est appliqué sur les deux extrémités: $I(0) = I(L) = 0$. Nous supposons encore que le rayon de l'antenne est suffisamment petit devant la longueur d'onde ($a \ll \lambda$).

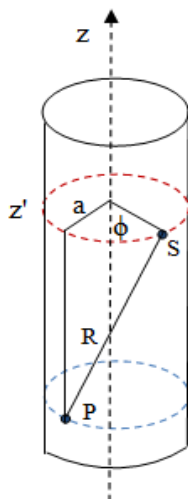


Figure 3. 3. Modèle de fil mince pour l'antenne cylindrique

En se basant sur ces hypothèses, on peut déduire que le courant J est porté par l'axe z et qu'il est localisé à la surface de l'antenne avec une distribution uniforme sur la circonférence.

La distance R séparant un point d'observation à un point source du courant sur la surface de l'antenne est donnée par:

$$R = \sqrt{(z - z')^2 + 4a^2 \sin^2 \frac{\phi}{2}} \quad (3.9)$$

En tenant compte des hypothèses précédentes, le champ électrique rayonné par les différentes sources du courant localisées à la surface de l'antenne, est porté par l'axe z . Le champ rayonné par toute l'antenne en un point z de sa surface est donné par l'expression (3.10):

$$\overline{E}_z^r = \frac{1}{j\omega\epsilon} (k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}) \oint_c \int_0^L \overline{J}(z') \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} dz' dc \quad (3.10)$$

Le champ électrique total est la somme du champ électrique rayonné \overline{E}_z^r et du champ électrique incident \overline{E}_z^{in} . Comme l'antenne est parfaitement conductrice, la composante tangentielle du champ électrique total est nulle sur la surface du métal. Ceci permet d'écrire $E_z^{in} = -E_z^r$ ou encore:

$$\overline{E}_z^{in} = -\frac{1}{j\omega\epsilon} (k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}) \oint_c \int_0^L \overline{J}(z') \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} dz' dc \quad (3.11)$$

Cette expression représente l'équation de Pocklington pour une antenne épaisse. Pour des antennes très minces, on peut simplifier davantage cette équation, en faisant une approximation supplémentaire. En fait, comme le rayon est suffisamment faible ($a \ll \lambda$), l'approximation consiste à prendre la valeur moyenne de la corde, soit le rayon a . Ceci revient à supposer que le courant est centré sur l'axe vertical z et qui a pour expression:

$$I(z') = 2\pi a J(z') \quad (3.12)$$

En remplaçant la densité du courant J par son expression dans l'équation (3.11) nous trouvons:

$$E_z^{in} = -\frac{1}{j\omega\epsilon} (k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}) \int_0^L I(z') G(z-z') dz' \quad (3.13)$$

Avec :

$$G(z-z') = \frac{e^{-jkR(z-z')}}{kR(z-z')} \quad (3.14)$$

$$R(z-z') = \sqrt{(z-z')^2 + a^2} \quad (3.15)$$

Pour éviter le problème de singularité qui apparait lorsque le point source S et le point d'observation P se confondent ($z = z'$), nous prenons alors le point source sur l'axe de l'antenne, tandis que, le point d'observation est localisé à la surface (Figure 3.4).

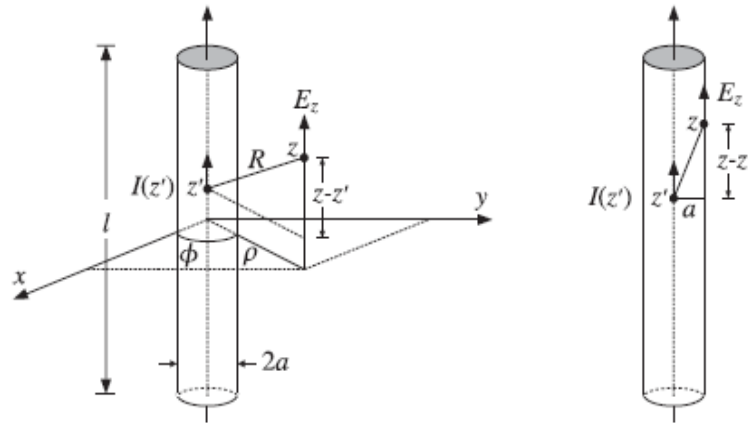


Figure 3. 4. Localisation du point source et du point d'observation pour une antenne mince.

Le courant $I(z')$ peut être généré par deux types de sources:

- Un générateur réel dans le cas d'émission
- Un champ électromagnétique incident E^{in} , qui s'applique sur toute la surface de l'antenne dans le cas de réception.

L'équation (3.11) est appelée équation intégral-différentielle pour une antenne épaisse. Cette appellation est abusive car l'une des hypothèses considérées suppose que le rayon de l'antenne est suffisamment petit devant la longueur d'onde ($a \ll \lambda$). L'équation (3.13) est celle qui nous intéresse par la suite. En effet, elle relie le champ électrique incident au courant induit sur la surface de l'antenne qui représente l'inconnue du problème. La méthode des moments MoM est la méthode numérique la plus appropriée pour la résolution de cette équation intégral-différentielle.

3.2.1.3. Application de la méthode des moments sur une structure d'antenne filaire

Dans cette section, nous nous intéressons à la résolution de l'équation (3.13), démontrée dans la section précédente et qui est de la forme [60]:

$$E_z^{in}(z) = \mathbf{L}(I(z')) \quad (3.16)$$

E_z^{in} désigne la composante tangentielle du champ électrique incident. Ce champ E_z^{in} représente une source d'excitation connue.

\mathbf{L} est un opérateur integro-différentiel linéaire, provenant des équations de Maxwell.

Dans notre cas, l'opérateur \mathbf{L} peut être identifié à partir de l'équation (3.13). Il s'écrit sous la forme:

$$\mathbf{L}(\cdot) = -\frac{1}{j\omega\epsilon} \left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z'^2}\right) \int_0^L (\cdot) G(z-z') dz' \quad (3.17)$$

$I(z')$ est l'inconnue du problème et représente la distribution du courant sur la structure. On décompose le courant $I(z')$ sur une série de fonctions linéairement indépendantes, dites fonctions de base. Ces fonctions sont pondérées par des coefficients inconnus I_n , tels que l'on ait:

$$I(z') = \sum_{i=1}^N I_n f_n(z') \quad (3.18)$$

Nous pouvons alors procéder à un découpage de la structure en N segments de longueur Δ . Notons que dans le cadre de notre étude, la configuration géométrique considérée est découpée en éléments linéiques avec des fonctions de base de type impulsions de Dirac, rectangulaires, triangulaires ou sinusoïdales comme le montre la figure 3.6.

En remplaçant $I(z')$ par son expression dans l'équation (3.16), nous obtenons:

$$E_z^{in}(z) = \sum_{i=1}^N I_n \mathbf{L}(f_n(z')) \quad (3.19)$$

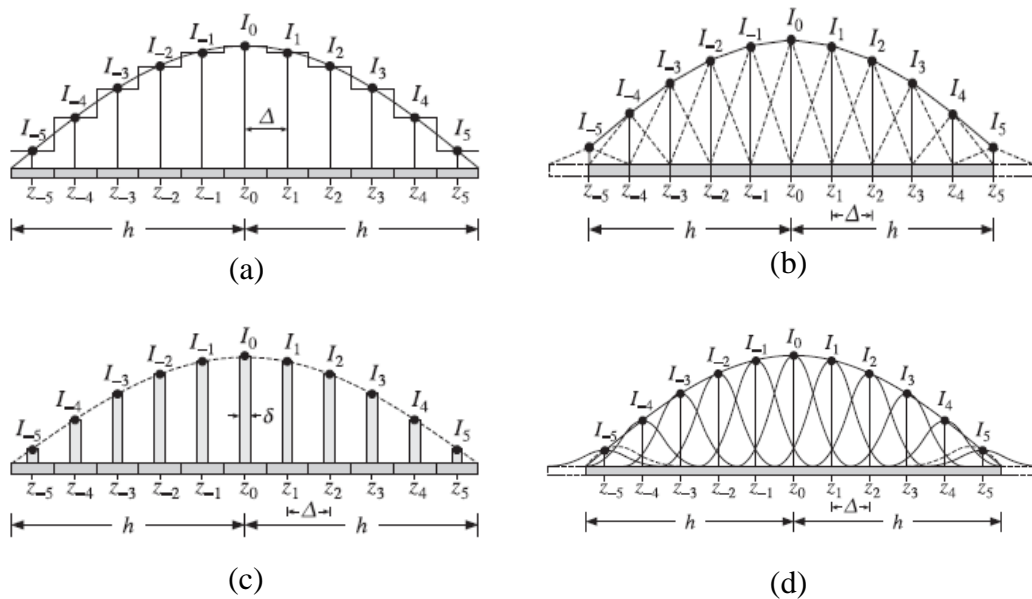


Figure 3. 5. Différents types de fonctions de base adoptées pour le découpage de l'antenne: (a) impulsion rectangulaire, (b) impulsion triangulaire, (c) impulsion de Dirac, (d) impulsion sinusoïdale.

Pour le $n^{\text{ième}}$ segment localisé en z_n , les fonctions de base de type impulsion rectangulaire sont données par:

$$f_n(z') = \begin{cases} 1 & \text{si } |z - z'| \leq \frac{\Delta}{2} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.20)$$

La somme des contributions de tous les segments nous permet d'écrire:

$$E_z^{\text{in}}(z) = -\frac{1}{j\omega\epsilon} (k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}) \sum_{i=1}^N I_n \int_{z_n - \frac{\Delta}{2}}^{z_n + \frac{\Delta}{2}} G(z_n, z') dz' \quad (3.21)$$

L'équation (3.21) est projetée sur des fonctions test aussi appelées poids w_m à travers un produit scalaire noté " \langle, \rangle ". Le choix des fonctions tests comme:

$$\delta(z_m - z') = \begin{cases} 1 & \text{si } z_m = z' \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.22)$$

correspond à la procédure "Point matching" ou des collocations.

La projection de l'équation (21) sur les fonctions test s'écrit:

$$\langle w_m, E_z^{\text{in}}(z) \rangle = -\frac{1}{j\omega\epsilon} \sum_{i=1}^N I_n \left\langle w_m, (k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}) \int_{z_n - \frac{\Delta}{2}}^{z_n + \frac{\Delta}{2}} G(z, z') dz' \right\rangle \quad (3.23)$$

En utilisant la définition d'un produit scalaire défini positif sur le domaine de l'opérateur \mathbf{L} et la propriété de la fonction de Dirac, l'équation (3.23) peut se mettre sous la forme finale suivante:

$$E_z^{\text{in}}(z_m) = -\frac{1}{j\omega\epsilon} \sum_{i=1}^N I_n (k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}) \int_{z_n - \frac{\Delta}{2}}^{z_n + \frac{\Delta}{2}} G(z, z') dz' \Big|_{z=z_m} \quad (3.24)$$

Le système d'équations (26) peut se mettre sous la forme matricielle suivante:

$$\begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} & \cdot & \cdot & \cdot & Z_{1N} \\ Z_{21} & Z_{22} & \cdot & \cdot & \cdot & Z_{2N} \\ \cdot & \cdot & & & & \cdot \\ \cdot & \cdot & & & & \cdot \\ \cdot & \cdot & & & & \cdot \\ Z_{N1} & Z_{N2} & \cdot & \cdot & \cdot & Z_{NN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ I_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ V_N \end{bmatrix} \quad (3.25)$$

ou plus simplement:

$$[\mathbf{Z}_{mn}][\mathbf{I}_n] = [\mathbf{V}_m] \quad (3.26)$$

$[\mathbf{V}_m]$ est le vecteur des tensions généralisées dont le terme général est connu, tel que:

$$V_m = E_z^{\text{in}}(z_m) \cdot \Delta \quad (3.27)$$

V_m est la tension appliquée entre les extrémités d'un segment de longueur Δ et localisé en z_m .

$[I_n]$ est le vecteur courant généralisé, de pondérations inconnues I_n .

$[Z_{mm}]$ est la matrice des impédances généralisées. Elle traduit le couplage existant entre les différents segments constituant la structure. Le terme général Z_{mm} de cette matrice s'écrit:

$$Z_{mm} = -\frac{\Delta}{j\omega\epsilon} \left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \int_{z_m - \frac{\Delta}{2}}^{z_m + \frac{\Delta}{2}} G(z, z') dz' \quad (3.28)$$

Comme la représentation matricielle de l'opérateur integro-différentiel dépend du choix des fonctions de base, la matrice impédance généralisée n'est pas unique. Nécessairement, la qualité de la solution dépend de ce choix. En effet, le calcul numérique dépend fortement des fonctions de base et de test choisies, surtout en termes de rapidité de convergence et de précision des résultats.

Si le problème de singularité ne se pose pas, la matrice $[Z_{mm}]$ est alors inversible et le vecteur courant est donné par:

$$[I_n] = [Z_{mm}]^{-1} [V_m] \quad (3.29)$$

Ceci permet de déduire la distribution du courant tout au long de l'antenne:

$$I(z') = \sum_{n=1}^N ([Z_{mm}]^{-1} [V_m])_n \cdot f_n(z') \quad (3.30)$$

Le vecteur d'excitation est une donnée du problème. Il s'exprime différemment suivant le régime d'excitation adopté que ce soit un régime d'émission ou de réception.

3.3. Distribution du courant le long d'une antenne dipôle à base de CNT

Dans cette section, nous nous intéressons à l'étude et à la discussion des propriétés d'une antenne dipôle à base de CNT tout en se basant sur une formulation intégrale. Dans ce but, l'antenne dipôle est modélisée par un cylindre fini excité en son centre par une source de tension. La figure 3.6 illustre la structure de l'antenne de rayon a et de longueur L . Les effets quantiques dans le CNT sont introduits dans la formulation mathématique à travers sa conductivité dynamique qui dépend de la fréquence ($\sigma_{cn}(\omega)$).

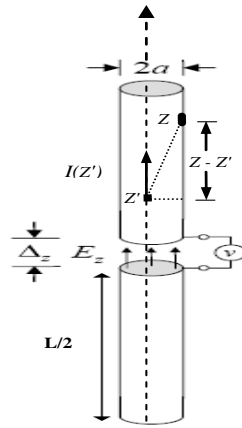


Figure 3. 6. Structure d'une antenne à base de CNT.

3.3.I. Conductivité dynamique d'un CNT

La conductivité dynamique est une quantité macroscopique relative à la perturbation de flux d'électrons le long du nanotube, suite à une variation temporelle du champ électrique appliqué sur la structure [61]. Cette conductivité dynamique peut être déterminée en résolvant l'équation de transport de Boltzmann. Pour des nanotubes de carbone de rayons faibles, la conductivité dynamique est donnée par l'expression suivante [20,62]:

$$\sigma_{cn}(w) = \sigma_{zz}(w) \simeq -j \frac{2e^2 v_F}{\pi^2 \hbar a (w - j\nu)} \quad (3.31)$$

où e est la charge d'un électron, ν est la fréquence de relaxation d'un CNT ($\nu = 3.10^{-12} s^{-1}$), a est le rayon du nanotube, \hbar est la constante réduite de Planck et v_F est la vitesse de Fermi relative au CNT ($v_F = 9.71.10^5 ms^{-1}$).

La figure 3.7 montre la variation de la conductivité dynamique du CNT en fonction de la fréquence et ce pour différentes valeurs de rayon a . Il est à noter que la conductivité dynamique est inversement proportionnelle au rayon, ce qui explique la haute conductivité dans les CNTs caractérisés par des rayons de l'ordre de quelques nanomètres.

Cette conductivité est caractérisée par une valeur complexe dont la partie imaginaire est négative. Un effet inductif est ainsi constaté dans les CNTs. Il engendre la décélération de la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques le long des tubes, ce qui

conduit à la réduction de la longueur d'onde. Cette propriété est assez importante pour les systèmes RF passifs et pour les antennes.

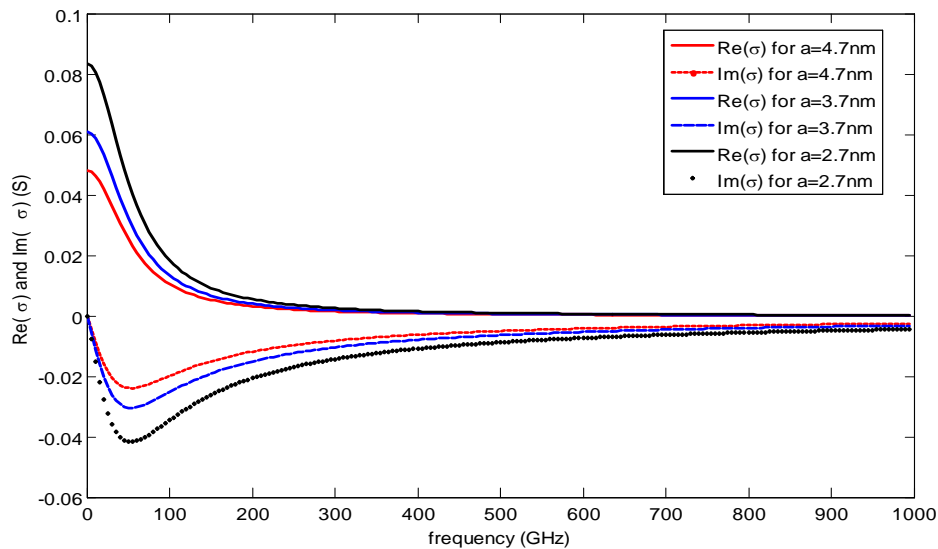


Figure 3. 7. La variation de la conductivité dynamique d'un nanotube de carbone en fonction de la fréquence, pour différentes valeurs de rayon a .

En se basant sur l'expression de la conductivité dynamique d'un nanotube de carbone, Nous pouvons déterminer son impédance de surface par unité de longueur [20].

$$Z_s = \frac{1}{2\pi a \sigma_{cn}(w)} = \frac{\pi \hbar v}{4e^2 v_F} + j \frac{\pi \hbar}{4e^2 v_F} w = R_Q + jL_K w \quad (3.32)$$

Nous utiliserons cette expression par la suite pour déterminer l'équation intégrale d'une antenne à base de nanotube de carbone.

3.3.2. Détermination et résolution de l'équation intégrale

Dans le cas d'une antenne dipôle à base de CNT orientée suivant l'axe z comme le montre la figure 3.6, nous pouvons écrire le champ électrique à la surface comme suit:

$$E^{in} + E^d - Z_s J = 0 \quad (3.33)$$

Pour un rayon suffisamment faible ($a \ll \lambda$), nous pouvons écrire: $I(z') = 2\pi a J(z')$.

Le champ électrique diffracté E^d est alors exprimé par:

$$E_z^d = \frac{1}{j4\pi w \epsilon} \left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z'^2} \right) \int_{-L/2}^{L/2} \frac{e^{-jk\sqrt{(z-z')^2+a^2}}}{\sqrt{(z-z')^2+a^2}} I(z') dz' \quad (3.34)$$

Les paramètres L et a sont respectivement la longueur et le rayon de l'antenne. Le rayon a de l'antenne est de l'ordre de quelques nanomètres.

En substituant l'expression du champ électrique rayonné dans l'équation (3.33), nous trouvons l'équation intégrale de Pocklington pour une antenne à base de CNT:

$$\left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) \int_{-L/2}^{L/2} \frac{e^{-jk\sqrt{(z-z')^2+a^2}}}{\sqrt{(z-z')^2+a^2}} I(z') dz' = j4\pi w \varepsilon (Z_s I(z) - E_z^{in}(z)) \quad (3.35)$$

Finalement, cette équation intégrale peut être transformée en équation intégrale de type Hallen en écrivant [20]:

$$\left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) \int_{-L/2}^{L/2} F(z-z') I(z') dz' = -j4\pi w \varepsilon E_z^{in}(z) \quad (3.36)$$

La fonction F s'exprime par:

$$F(z-z') = \frac{e^{-jk\sqrt{(z-z')^2+a^2}}}{\sqrt{(z-z')^2+a^2}} + \frac{w\varepsilon}{a\sigma} \frac{e^{-jk|z-z'|}}{k} \quad (3.37)$$

La résolution de cette équation se fait numériquement en utilisant la méthode des moments. L'antenne est découpée en $N = 2M + 1$ segments de longueur $\Delta = \frac{L}{N}$ et l'équation (3.36) est résolue en adoptant une fonction de base de type impulsion rectangulaire pour des segments élémentaires de longueur très faible.

On peut alors écrire:

$$\left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) V(z_n) = 2k E_z^{in}(z_n) \quad (3.38)$$

Avec:

$$V(z_n) = \frac{j\eta}{2\pi} \int_{-L/2}^{L/2} F(z_n - z') I(z') dz' \quad (3.39)$$

η représente l'impédance caractéristique de l'espace libre: $\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$.

Nous approximations par la suite la dérivée seconde par rapport à z par une différence finie, ce qui permet de réécrire l'équation (3.38) de la manière suivante:

$$k^2 V_n + \frac{V_{n+1} - 2V_n + V_{n-1}}{\Delta^2} = 2k E_n^{in} \quad (3.40)$$

Dans ce qui suit, nous notons que, $V(z_n) = V_n$ et $E_z^{in}(z_n) = E_n^{in}$.

Alors, nous pouvons écrire:

$$V_{n+1} - 2\alpha V_n + V_{n-1} = \gamma E_n \quad (3.41)$$

où les coefficients α et γ sont respectivement donnés par: $\alpha = 1 - \frac{k^2 \Delta^2}{2}$ et $\gamma = 2k\Delta^2$.

L'entier relatif n est tel que: $-(M-1) \leq n \leq M-1$.

La relation (3.41) peut être écrite sous la forme matricielle correspondante qui est donnée ici pour $M=3$.

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & -2\alpha & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & -2\alpha & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & -2\alpha & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & -2\alpha & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & -2\alpha & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_{-3} \\ V_{-2} \\ V_{-1} \\ V_0 \\ V_1 \\ V_2 \\ V_3 \end{bmatrix} = \gamma \cdot \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{-3} \\ E_{-2} \\ E_{-1} \\ E_0 \\ E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix} \quad (3.42)$$

ou tout simplement:

$$[A][V] = \gamma[\delta][E] \quad (3.43)$$

$[\delta]$ est la matrice de projection. Nous notons $[P]$ la matrice complémentaire de $[\delta]$ tel que: $[P] = [I_d] - [\gamma]$, où $[I_d]$ est la matrice identité.

La matrice $[P]$ est utilisée afin d'assurer les conditions aux limites ($I_{\pm M} = 0$):

$$[P][I] = ([I_d] - [\delta])[I] = 0 \quad (3.44)$$

La distribution du courant tout au long de l'antenne est exprimée en tant qu'une série des fonctions de base $B(z)$ pondérées par les coefficients inconnus I_m :

$$I(z) = \sum_{m=-M}^M I_m B(z - z_m) \quad (3.45)$$

Ceci permet de réécrire la relation (3.39) comme suit:

$$V(z_n) = \sum_{m=-M}^M I_m \frac{j\eta}{2\pi} \int_{-L/2}^{L/2} F(z_n - z') B(z') dz' = \sum_{m=-M}^M Z_{nm} I_m \quad (3.46)$$

Donc le terme général de la matrice impédance s'écrit:

$$Z_{nm} = \frac{j\eta}{2\pi} \int_{-L/2}^{L/2} F(z_n - z') B(z' - z_m) dz' \quad (3.47)$$

Par conséquent, par inversion de la matrice impédance, nous déduisons le vecteur courant:

$$[I] = \gamma[A]^{-1}[Z]^{-1}[\delta][E] \quad (3.48)$$

En utilisant le vecteur courant (3.48) déterminé par la méthode des moments, nous pouvons calculer l'impédance d'entrée de l'antenne:

$$Z_{in} = \frac{U_0}{I_0} \quad (3.49)$$

La distribution du courant dans l'antenne à base de CNT peut être considérée selon une seule direction (la composante I_z). Sa variation dans le temps génère ainsi un champ électrique lointain rayonné dans l'espace libre suivant la direction θ [51]:

$$E_\theta = i\eta \frac{ke^{-ikr}}{4\pi r} \sin \theta \left[\int_{-L/2}^{L/2} I(z) e^{ikz \cos \theta} dz \right] \quad (3.50)$$

3.3.3. Résultats numérique dans le cas d'une antenne à base de CNT

Nous discutons dans cette section les résultats numériques obtenus après la résolution de l'équation intégrale (3.36) en appliquant la méthode des moments. L'objectif est de calculer la distribution du courant le long d'une antenne dipôle à base de CNT excitée au centre par une source de tension d'amplitude IV . Cette distribution du courant est indispensable à la détermination des propriétés de rayonnement et à la discussion des performances de l'antenne. Nous nous intéressons en premier lieu à l'étude de la convergence de la méthode. Pour cela, nous avons tracé sur la figure 3.8 la variation du module de l'admittance d'entrée en fonction du nombre de segments (nombre de fonctions de base), pour différents types de fonctions de base. La longueur et le rayon de l'antenne sont respectivement $L=20\mu m$ et $a=2.71nm$ pour une fréquence $f=150GHz$.

Il est remarquable que les fonctions de types triangulaires et sinusoïdales convergent rapidement et nécessitent seulement 60 fonctions pour se stabiliser, tandis que la fonction de type impulsion rectangulaire nécessite approximativement 80 segments pour converger. Quant à la fonction de type pulse de Dirac (delta basis function) nécessite un très grand nombre pour atteindre la convergence.

Dans la figure 3.9, nous avons présenté la distribution du courant le long de l'antenne pour différents nombres de fonctions de base. Notons que la fonction de base utilisée pour le calcul des pondérations du courant est de type pulse rectangulaire. La

convergence est obtenue pour un nombre de fonctions de base $N=100$, ce qui est en accord avec le résultat de la figure 3.8.

Dans ce qui suit, nous utilisons des fonctions de base triangulaires et nous fixons le nombre de segments à $N=100$ et ce pour garantir la convergence.

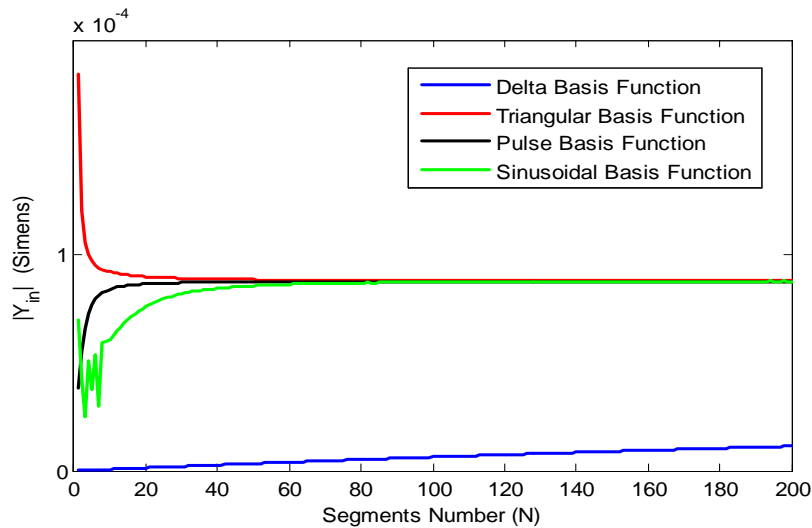


Figure 3. 8. Variation de l'admittance d'entrée en fonction du nombre de segments pour différents types de fonctions de base. La longueur et le rayon de l'antenne sont respectivement $L=20\mu\text{m}$ et $a=2.71\text{nm}$ pour une fréquence $f=150\text{GHz}$.

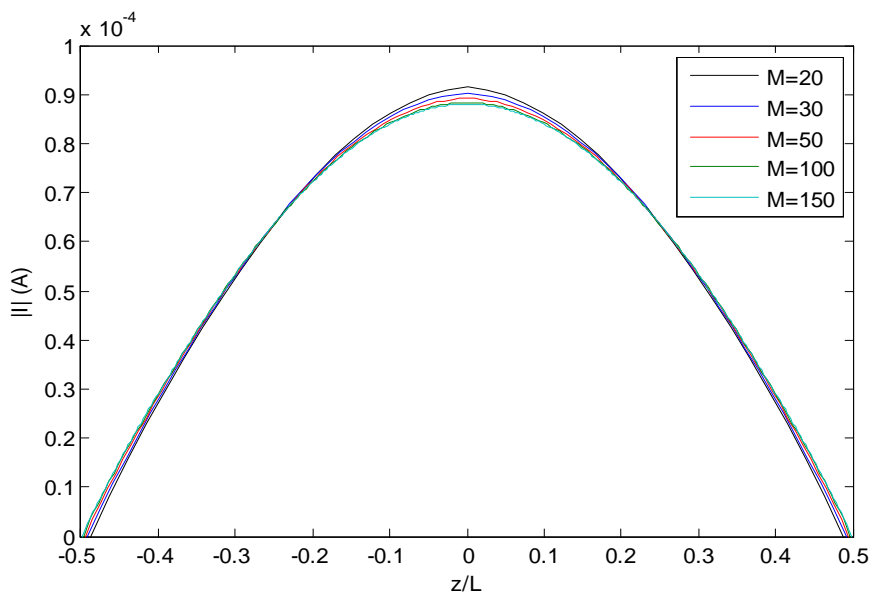


Figure 3. 9. Distribution du courant pour différents nombres de fonctions de bases dans le cas d'une fonction pulse rectangulaire. La longueur et le rayon de l'antenne sont respectivement $L=20\mu\text{m}$ et $a=2.71\text{nm}$ pour une fréquence $f=150\text{GHz}$.

La figure 3.10 présente la variation de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence pour une antenne dipôle à base de CNT et une antenne classique de même géométrie et de même taille. La longueur de l'antenne est $L=20\mu\text{m}$ et son rayon est de l'ordre de 2.71nm . Nous notons que l'antenne à base de CNT résonne pour la première fois à la fréquence $f = 150\text{GHz}$, ce qui correspond à une vitesse de propagation $v_p = 0.01c$, où c est la célérité de la lumière dans le vide. Cependant, l'antenne classique parfaitement conductrice ne résonne pas dans cette bande de fréquence. La première résonance apparaît presque à 7500GHz , ce qui correspond à une vitesse de propagation $v = 0.5c$. Par conséquent, ces fréquences de résonance correspondent à un facteur de réduction de vitesse de l'ordre de 0.02 . Cette réduction s'explique par l'excès de l'inductance cinétique dans les CNTs qui est 10^4 fois plus importante que celle dans les antennes classiques. L'excès de l'inductance cinétique a pour effet de décélérer la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques le long des CNTs. Ceci conduit à la réduction de la longueur d'onde.

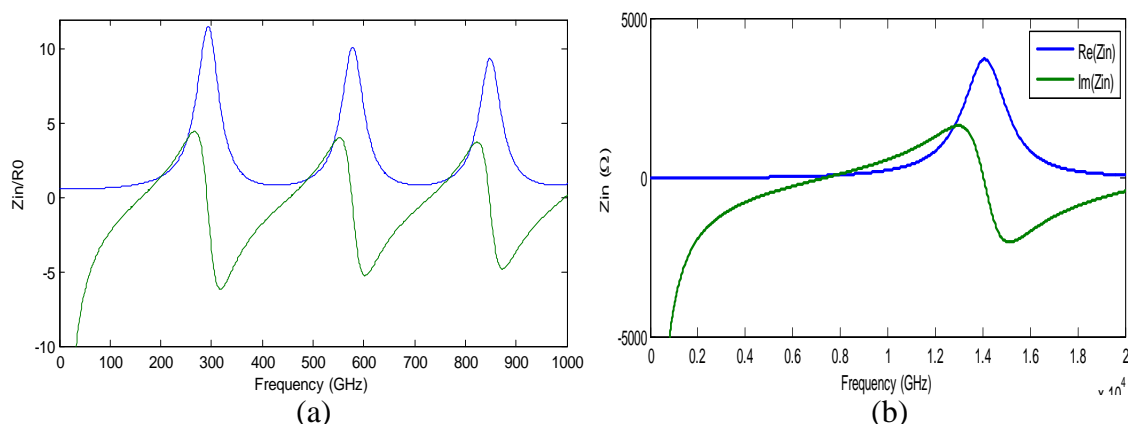


Figure 3. 10. Variation de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence: (a) cas d'une antenne à base de CNT, (b) cas d'une antenne classique parfaitement conductrice de même taille. La longueur et le rayon de l'antenne sont respectivement $L=20\mu\text{m}$ et $a=2.71\text{nm}$, $R_0=12.9\text{K}\Omega$.

Dans la figure 3.11, nous avons présenté la distribution du courant obtenue par deux méthodes: la méthode intégrale et la méthode des lignes de transmission. Nous remarquons que ces deux méthodes donnent presque la même distribution du courant avec un petit décalage au niveau des amplitudes. Ceci s'explique par le fait que la

méthode des lignes de transmission permet de déterminer approximativement la distribution du courant. En effet, les expressions des distributions du courant données par (2.28) et (2.29) négligent l'effet de rayonnement.

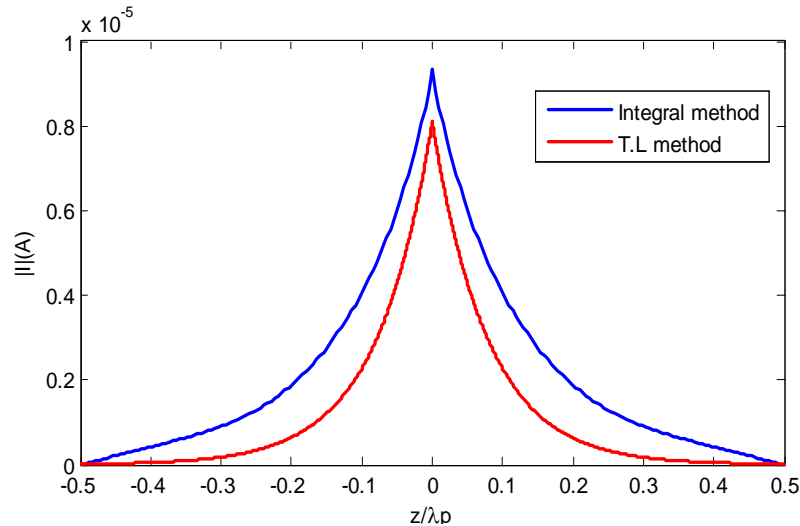


Figure 3. 11. Distribution du courant obtenue par la méthode intégrale et la méthode des lignes de transmission. La longueur et le rayon de l'antenne sont respectivement $L=300 \mu\text{m}$ et $a=2.71 \text{ nm}$, pour une fréquence $f=10 \text{ GHz}$.

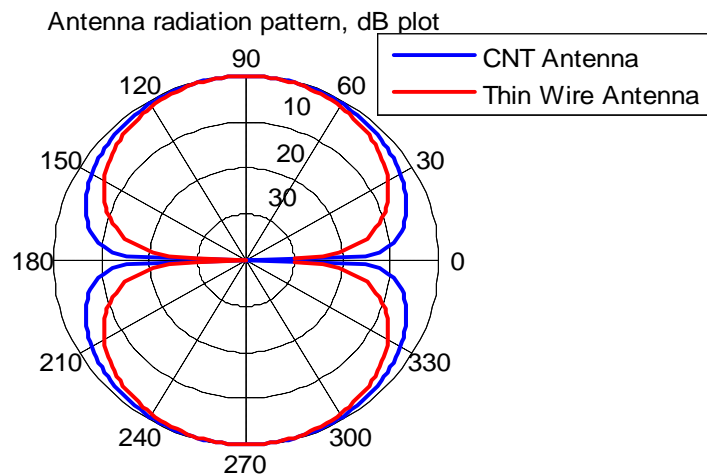


Figure 3. 12. Diagramme de rayonnement d'une antenne à base de CNT de longueur $L=20 \mu\text{m}$ et d'une antenne parfaitement conductrice de longueur $L=2 \text{ mm}$ pour une fréquence $f=150 \text{ GHz}$. Les deux antennes ont le même rayon $a=2.71 \text{ nm}$.

La figure 3.12 est une comparaison entre le diagramme de rayonnement d'une antenne à base de CNT ayant une longueur $L = \frac{\lambda_p}{2} = 20 \mu\text{m}$ et le diagramme de rayonnement d'une

antenne classique de longueur $L = \frac{\lambda}{2} = 2mm$, et ce pour une fréquence $f = 150GHz$. Il est remarquable que la directivité de l'antenne classique soit légèrement supérieure à celle de l'antenne à base de CNT. Si la longueur de l'antenne classique diminue pour atteindre la valeur 0.01λ , les deux antennes auront le même diagramme de rayonnement. Par conséquent, une antenne à base de CNT qui est 100 fois plus miniature qu'une antenne classique aboutit aux mêmes performances que ce dernier. En plus, avec une antenne à base de CNT nous pouvons travailler en hautes fréquences.

Comme le montre la figure 3.13 (a), en prenant une fréquence insuffisante pour atteindre la première résonance, la distribution de courant est approximativement triangulaire. Ainsi, elle ressemble à la distribution de courant du doublet. Pour une fréquence proche de la fréquence de résonance ($f = 150GHz$), la distribution du courant prend la forme d'une moitié de sinusoïde ce qui correspond à une antenne $\lambda_p/2$. La longueur d'onde dans un CNT est 100 fois plus petite que celle dans l'espace libre ($\lambda_p = 0.01\lambda$) ce qui donne un facteur miniaturisation de l'ordre de 0.01. Ceci favorise les CNTs pour devenir les meilleures candidates pour les applications de télécommunications en hautes fréquences.

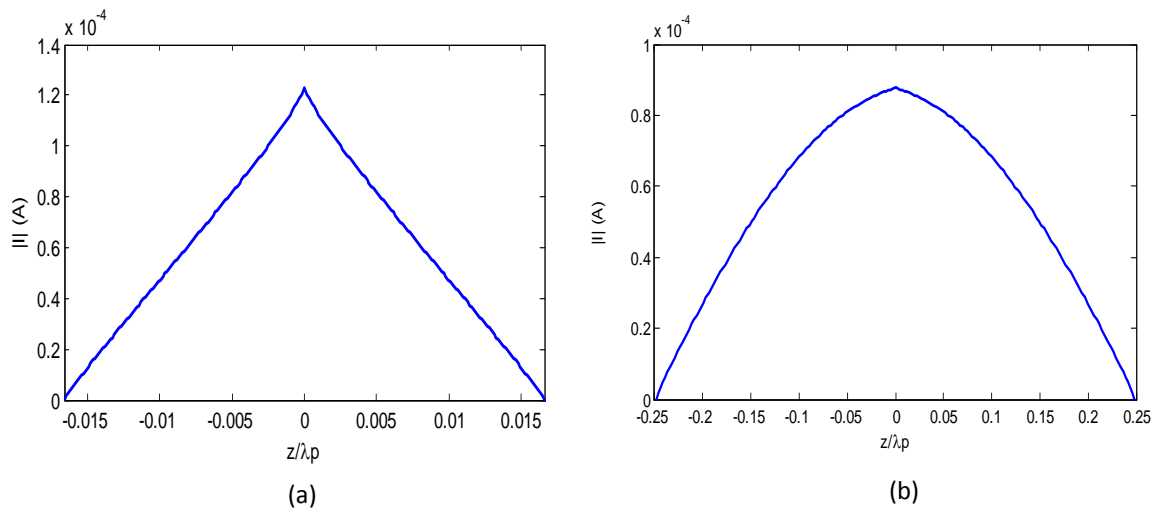


Figure 3. 13. Distributions du courant le long d'une antenne à base de CNT de longueur $L=20 \mu m$ et de rayon $a=2.71 \text{ nm}$ pour différentes fréquences:(a) $f = 10GHz$, (b) $f = 150GHz$.

Nous avons tracé sur la figure 3.14 (a) la variation de l'amplitude du courant au centre de l'antenne en fonction de son rayon et ce afin de pouvoir étudier l'influence des

dimensions géométriques du CNT sur les performances de l'antenne. Le résultat de cette figure prouve que la variation du rayon de l'antenne affecte l'amplitude de la distribution du courant. En effet, l'amplitude de la distribution du courant est maximale pour un rayon de l'ordre de 4.36 nm. A partir de la figure 3.14 (b), nous pouvons conclure que la variation du rayon de l'antenne à base de CNT affecte uniquement l'amplitude du courant, tandis que sa distribution garde la même forme d'une demi-sinusoïde. Si le rayon de CNT diminue davantage, un pic apparaîtra au centre, ceci traduit bien l'effet de la source pour des dimensions très faibles.

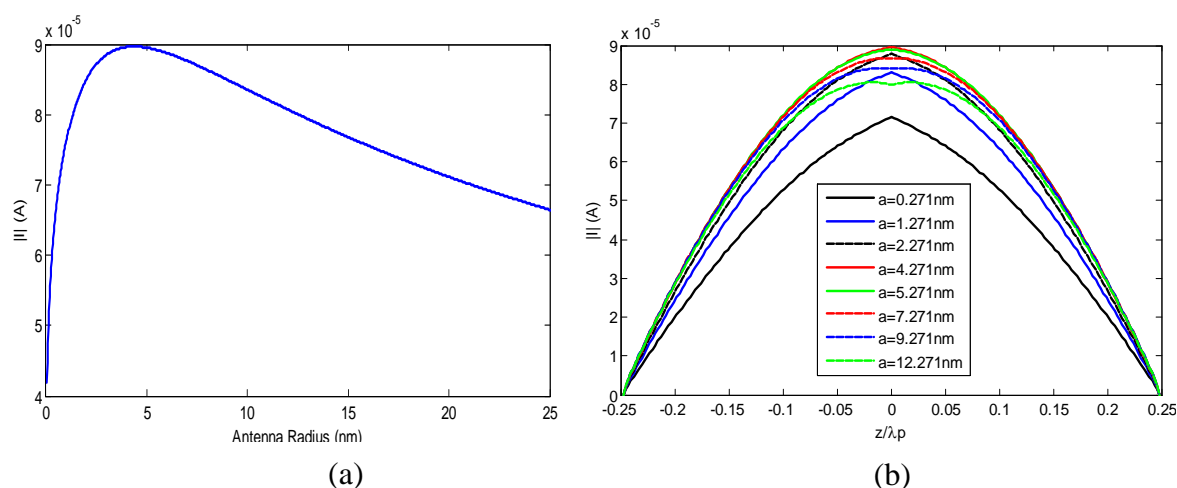


Figure 3. 14. (a) Variation de l'amplitude de la distributions du courant au centre de l'antenne en fonction de son rayon a , (b) Distribution du courant pour différentes valeurs de rayon. La longueur de l'antenne est fixé à $L=20 \mu\text{m}$ et pour une fréquence $f = 150\text{GHz}$.

3.4. Etude de couplage des antennes à base de CNT

Une antenne à base de CNT présente une impédance d'entrée très élevée ce qui pose un problème d'adaptation. Pour remédier à ceci, nous proposons d'étudier un réseau d'antennes grâce à une formulation basée sur un système d'équations intégrales.

Le phénomène de couplage mutuel entre les antennes ne peut pas être négligé dans le cas où les antennes sont proches les unes des autres. L'impédance mutuelle est une mesure des effets de l'interaction entre les antennes proches [63].

3.4.I. Système d'équations intégrales pour N dipôles couplés

On considère N antennes identiques, à base de CNT disposées en parallèle. Chaque dipôle est excité à son centre par un générateur de tension délivrant une tension V_i , avec ($i=1,2,\dots,N$). Ces antennes sont équidistantes. La distance qui sépare les éléments p et q est notée d_{pq} . $I_i(z)$ sont les courants induits le long de ces antennes par les tensions V_i et les interactions mutuelles. Toutes les antennes ont la même longueur et le même rayon tout en considérant que $L \gg a$. Par conséquent, la densité totale du courant est portée par l'axe z et elle s'écrit [64, 65]:

$$J_z(x', y', z') = \sum_{p=1}^N I_p(z') \delta(x' - x_p) \delta(y' - y_p) \quad (3.51)$$

En tenant compte de la densité totale du courant, la composante z du champ électrique diffracté et généré par les courants I_p est donnée par l'expression suivante:

$$E_z^d(z) = \frac{1}{j4\pi w \epsilon \mu} \sum_{p=1}^N \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \frac{e^{-jkR_p}}{R_p} I_p(z') dz' \quad (3.52)$$

avec R_p la distance séparant le point d'observation de coordonnées (x,y,z) du point source dans l'antenne p .

Ainsi, les champs totaux sur les surfaces des antennes sont exprimés par:

$$\begin{cases} E_{11}^d + E_{21}^d + E_{31}^d + \dots + E_{N1}^d - Z_s I_1 = -E_1^{in} \\ E_{12}^d + E_{22}^d + E_{32}^d + \dots + E_{N2}^d - Z_s I_2 = -E_2^{in} \\ \cdot \\ \cdot \\ E_{1N}^d + E_{2N}^d + E_{3N}^d + \dots + E_{NN}^d - Z_s I_N = -E_N^{in} \end{cases} \quad (3.53)$$

E_{pq}^d est la composante z du champ électrique diffracté par l'antenne p et induit par le courant dans l'antenne q .

$$E_{pq}^d(z) = \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \frac{e^{-jkR_{pq}}}{R_{pq}} I_q(z') dz' = \widehat{G}_{pq} I_q \quad (3.54)$$

où l'opérateur \widehat{G}_{pq} et la distance R_{pq} sont respectivement donnés par:

$$\widehat{G}_{pq} = \frac{1}{j4\pi w\epsilon} (k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}) \int_{-h}^h (\cdot) \frac{e^{-jkR_{pq}}}{R_{pq}} dz' \quad (3.55)$$

$$R_{pq} = \sqrt{(z - z')^2 + d_{pq}^2} \quad (3.56)$$

Comme le montre la figure 3.15, la distance d_{pq} peut être calculée comme suit:

$$\begin{cases} d_{pq} = \sqrt{(x_p - x_q)^2 + (y_p - y_q)^2} & \text{si } p \neq q \\ d_{pq} = a_p & \text{si } p = q \end{cases} \quad (3.57)$$

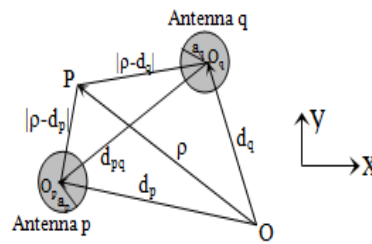


Figure 3. 15. Réseau d'antennes à base de CNT.

Alors, nous obtenons le système de N équations intégrales:

$$\begin{cases} \widehat{G}_{11}I_1 + \widehat{G}_{21}I_1 + \widehat{G}_{31}I_1 + \dots + \widehat{G}_{N1}I_1 - Z_s I_1 = -E_1^{in} \\ \widehat{G}_{12}I_2 + \widehat{G}_{22}I_2 + \widehat{G}_{32}I_2 + \dots + \widehat{G}_{N2}I_2 - Z_s I_2 = -E_2^{in} \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \widehat{G}_{1N}I_N + \widehat{G}_{2N}I_N + \widehat{G}_{3N}I_N + \dots + \widehat{G}_{NN}I_N - Z_s I_N = -E_N^{in} \end{cases} \quad (3.58)$$

Pour chaque antenne d'indice p , nous projetons l'équation intégrale sur une fonction test $g_n(z)$ centrée en z_n , ce qui permet de réécrire (3.58) sous la forme:

$$\begin{cases} \langle g_{1n}, (\widehat{G}_{11} - Z_s)I_1 \rangle + \langle g_{1n}, \widehat{G}_{21}I_2 \rangle + \langle g_{1n}, \widehat{G}_{31}I_3 \rangle + \dots + \langle g_{1n}, \widehat{G}_{N1}I_N \rangle = -\langle g_{1n}, E_1^{in} \rangle \\ \langle g_{2n}, \widehat{G}_{21}I_1 \rangle + \langle g_{2n}, (\widehat{G}_{22} - Z_s)I_2 \rangle + \langle g_{2n}, \widehat{G}_{32}I_3 \rangle + \dots + \langle g_{2n}, \widehat{G}_{N2}I_N \rangle = -\langle g_{2n}, E_2^{in} \rangle \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \langle g_{Nn}, \widehat{G}_{N1}I_1 \rangle + \langle g_{Nn}, \widehat{G}_{N2}I_2 \rangle + \langle g_{Nn}, \widehat{G}_{N3}I_3 \rangle + \dots + \langle g_{Nn}, (\widehat{G}_{NN} - Z_s)I_N \rangle = -\langle g_{Nn}, E_N^{in} \rangle \end{cases} \quad (3.59)$$

Le long de l'antenne q , le courant est exprimé comme étant une série de fonctions de base $f(z)$ pondérées par les coefficients I_{qm} .

$$I_q(z) = \sum_{m=-N}^N I_{qm} f(z - z_m) \quad (3.60)$$

Par conséquent, nous pouvons convertir le système d'équations (3.59) sous la forme matricielle suivante:

$$\begin{bmatrix} [\langle g_{1n}, (\hat{G}_{11} - Z_s) f_{1m} \rangle] & \dots & [\langle g_{1n}, \hat{G}_{N1} f_{1m} \rangle] \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ [\langle g_{Nn}, \hat{G}_{1N} f_{Nm} \rangle] & \dots & [\langle g_{Nn}, (\hat{G}_{NN} - Z_s) f_{Nm} \rangle] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ \vdots \\ I_N \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} [\langle g_{1n}, E_1^{in} \rangle] \\ \vdots \\ [\langle g_{Nn}, E_N^{in} \rangle] \end{bmatrix} \quad (3.61)$$

L'inconnu du problème est déterminé par inversion de la matrice Z : $[I] = [Z]^{-1} [E]$

3.4.2. Cas d'antennes à base de CNT fortement couplées: Equation intégrale basée sur une conductivité dynamique effective.

Dans le cas où les antennes sont séparées par une distance très faible par rapport à la longueur d'onde λ_p , les éléments de réseau sont fortement couplés. Ainsi, le milieu est considéré comme étant une seule antenne de conductivité dynamique effective σ_{eff} [36,66,67].

Comme le montre la figure 3.16, la structure en question est formée d'un réseau dense de nanotubes de carbone fortement couplés. Le faisceau est constitué de N nanotubes de carbone métalliques disposés en parallèle pour former une seule antenne cylindrique de rayon R et de longueur L . Cette antenne est excitée au centre par une source de tension.

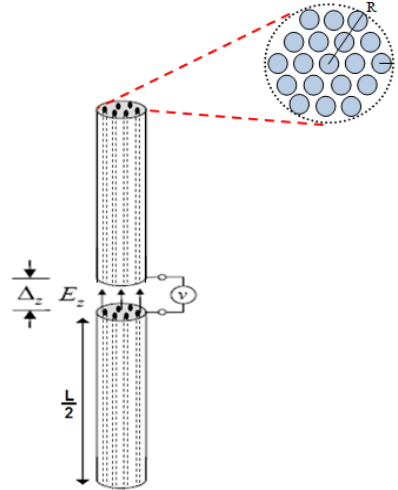


Figure 3. I6. Antenne à base de nanotubes de carbone métalliques fortement couplés.

La conductivité effective du milieu est définie par [35]:

$$\sigma \approx \frac{N\sigma_{cn}(w)a}{R} \quad (3.62)$$

L'idée de base est d'utiliser l'équation intégrale d'une seule antenne à base de CNT avec une légère modification pour introduire la conductivité effective du milieu.

$$\left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) \int_{-h}^h \left(\frac{e^{-jk\sqrt{(z-z')^2+a^2}}}{\sqrt{(z-z')^2+a^2}} + \frac{w\varepsilon}{a\sigma} \frac{e^{-jk|z-z'|}}{k} \right) I(z') dz' = -j4\pi w\varepsilon E_z^{in}(z) \quad (3.63)$$

La résolution de cette équation integro-différentielle se fait en appliquant la méthode des moments tout en suivant la même démarche décrite précédemment. La distribution du courant ainsi obtenue permet de déduire l'impédance d'entrée et les propriétés de rayonnement de l'antenne.

3.4.3. Cas d'antennes à base de CNT découplées: Facteur de réseau (AF).

Dans le cas d'un réseau uniforme dont les éléments sont découplés et ont la même orientation, le diagramme de rayonnement de la structure globale est le digramme de rayonnement d'une seule antenne multiplié par le facteur de réseau.

Le facteur de réseau (AF) est une fonction sensiblement affectée par les paramètres géométriques de la structure. Il dépend du nombre d'éléments, de distance de séparation, de la phase et de l'amplitude du signal appliqué sur chaque antenne.

Dans la zone du champ lointain, la forme générale du facteur de réseau pour un réseau linéaire uniforme s'écrit [39,68]:

$$A.F = \sum_{n=1}^N e^{j(n-1)\psi} \quad (3.64)$$

avec:

$$\psi = kd \cos(\theta) + \delta \quad (3.65)$$

où $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, N est le nombre d'élément dans le réseau, δ est la différence de marche, θ est l'angle d'élévation et d est la distance inter-éléments (Figure 3.17).

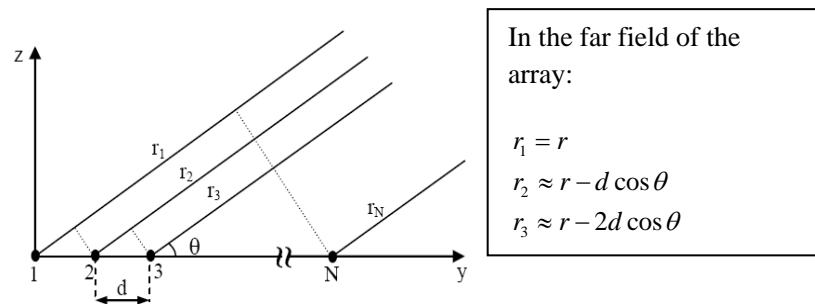


Figure 3. 17. Réseau linéaire et uniforme de N éléments.

Finalement, si nous multiplions le facteur de réseau par $e^{j\psi}$, nous trouvons:

$$A.F = \frac{\sin(N\frac{\psi}{2})}{\sin(\frac{\psi}{2})} e^{j(N-1)\frac{\psi}{2}} \quad (3.66)$$

avec $\theta \geq 0$ et $0 \leq \delta \leq 2\pi$.

En pratique, l'amplitude des champs rayonnés est souvent plus importante que la phase. Donc, nous prenons simplement le module du facteur de réseau.

$$|A.F| = \frac{1}{N} \left| \frac{\sin(N\frac{\psi}{2})}{\sin(\frac{\psi}{2})} \right| \quad (3.67)$$

3.4.4. Résultats numériques

Dans cette section, nous discutons les résultats obtenus pour des antennes identiques et régulièrement espacées. Nous étudions l'effet de plusieurs paramètres sur le couplage tel que: la distance de couplage et le nombre d'antennes. Dépendant de la distance de couplage, l'approche intégrale proposée est comparée à la méthode de la conductivité effective ou bien en utilisant le facteur de réseau.

3.4.4.1. Effet de la distance de couplage

Nous nous intéressons à la détermination de la distribution du courant induit le long de chaque dipôle. Toutes les antennes sont excitées à leur centre par des sources de tension d'amplitude 1V. Nous considérons deux dipôles identiques à base de CNT. Leur longueur est de $L=20 \mu\text{m}$ et leur rayon est de l'ordre de 2.71 nm (Figure 3.18).

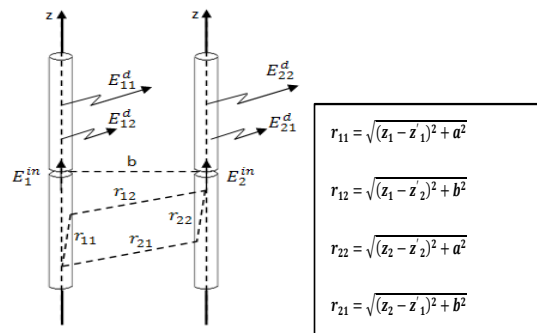


Figure 3. 18. Réseau de deux antennes identiques.

Nous nous intéressons premièrement à l'évaluation des effets de couplage en variant la distance de séparation. La figure 3.19 présente la variation de l'intensité de couplage en fonction de la distance de séparation. Ainsi, pour des distances de séparation supérieures à $0.5\lambda_p$, la norme de la matrice de couplage mutuel s'annule rapidement comme la variation de la fonction $1/d$.

En effet, il y a trois zones de couplage:

- Zone d'antennes fortement couplées: la distance de couplage est inférieure à $0.1\lambda_p$
- Zone d'antennes faiblement couplées: la distance de couplage est telle que $0.1\lambda_p \leq d \leq 0.5\lambda_p$
- Zone d'antennes découplées: la distance de couplage dépasse $0.5\lambda_p$.

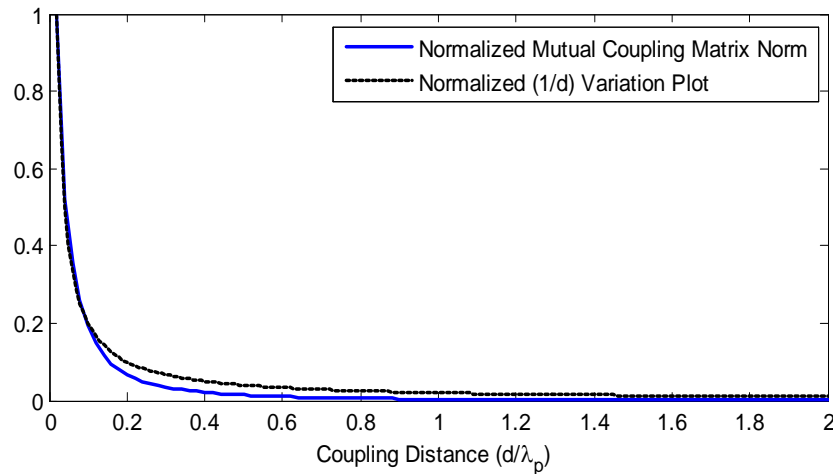
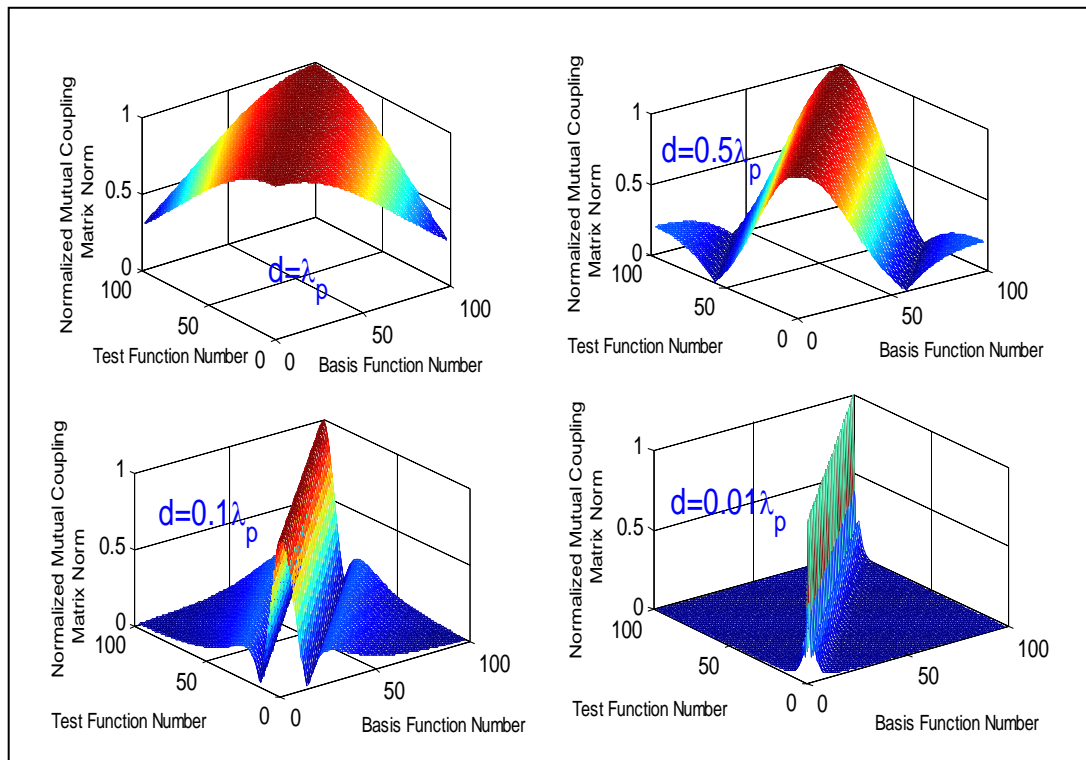


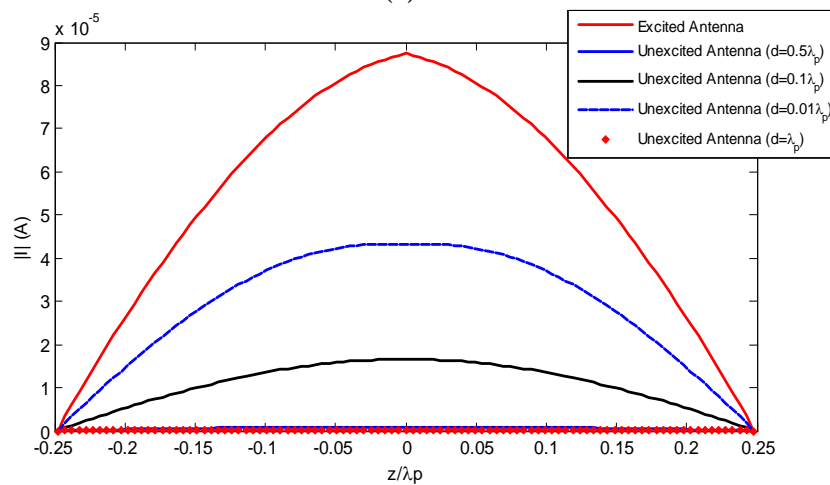
Figure 3.19. Norme de la matrice de couplage en fonction de la distance de séparation pour une fréquence $f=150$ GHz .

Nous avons représenté sur la figure 3.20 (a), la matrice de couplage entre deux dipôles à base de CNT pour différentes valeurs de la distance de séparation ($d=0.5\lambda_p$, $d=0.1\lambda_p$ et $d=0.01\lambda_p$). Notons ici qu'une seule antenne est excitée. Pour une distance de couplage $d=\lambda_p$, la matrice de couplage prend une forme non diagonale et la distribution du courant correspondante (figure 3.20 (b)) est nulle pour l'antenne non excitée. Ceci s'explique par le fait que les antennes sont isolées. En effet, le courant induit dans l'antenne non excitée est généré par le champ électrique incident rayonné par l'antenne excitée. Or, l'amplitude du champ électrique est inversement proportionnelle à la distance séparant les deux antennes. Ceci explique bien la disparition de l'effet de couplage. Si la distance de couplage diminue, la matrice de couplage devient diagonale. Il y a alors apparition d'un courant sur l'antenne non excitée.

Ainsi, pour une fréquence $f=150$ GHz et une longueur $L=20 \mu\text{m}$, la distribution du courant dans l'antenne non excitée garde toujours la forme d'une demi-sinusoïde ce qui correspond à une antenne $\lambda_p/2$. Si les antennes sont fortement couplées ($d=0.01 \lambda_p$), le courant induit dans l'antenne non excitée est de même ordre de grandeur que celui dans l'antenne excitée.



(a)



(b)

Figure 3. 20. (a) Matrice de couplage mutuel normée pour différentes distances de couplage, (b) Distribution du courant pour différentes distances de couplage. Les longueurs et les rayons des antennes sont respectivement $L=20\mu\text{m}$ et $a=2.71\text{ nm}$, les fréquence est fixée à $f=150\text{ GHz}$.

3.4.4.2. Effet du nombre d'antennes

La variation de la partie réelle de l'impédance d'entrée en fonction du nombre de CNT dans le réseau est illustrée sur la figure 3.21(a). La longueur et le rayon de chaque

antenne sont respectivement $L=20 \mu\text{m}$ et $a=2.71 \text{ nm}$. La fréquence de fonctionnement est fixée à $f=150 \text{ GHz}$. Il est clair que l'impédance d'entrée est strictement décroissante dans le cas où le nombre de CNT augmente. En effet, l'adaptation à 50Ω est obtenue pour un nombre de CNT proche de $N=75$.

Dans la figure 3.2I (b), nous avons tracé la variation de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence pour différents nombre d'antennes. Pour $N=8$, la première fréquence de résonance est obtenue pour $f=430 \text{ GHz}$ avec une impédance d'entrée de l'ordre de 1645Ω . Si nous comparons cette fréquence de résonance au cas d'une antenne classique, nous trouvons un facteur de miniaturisation de l'ordre de 0.057.

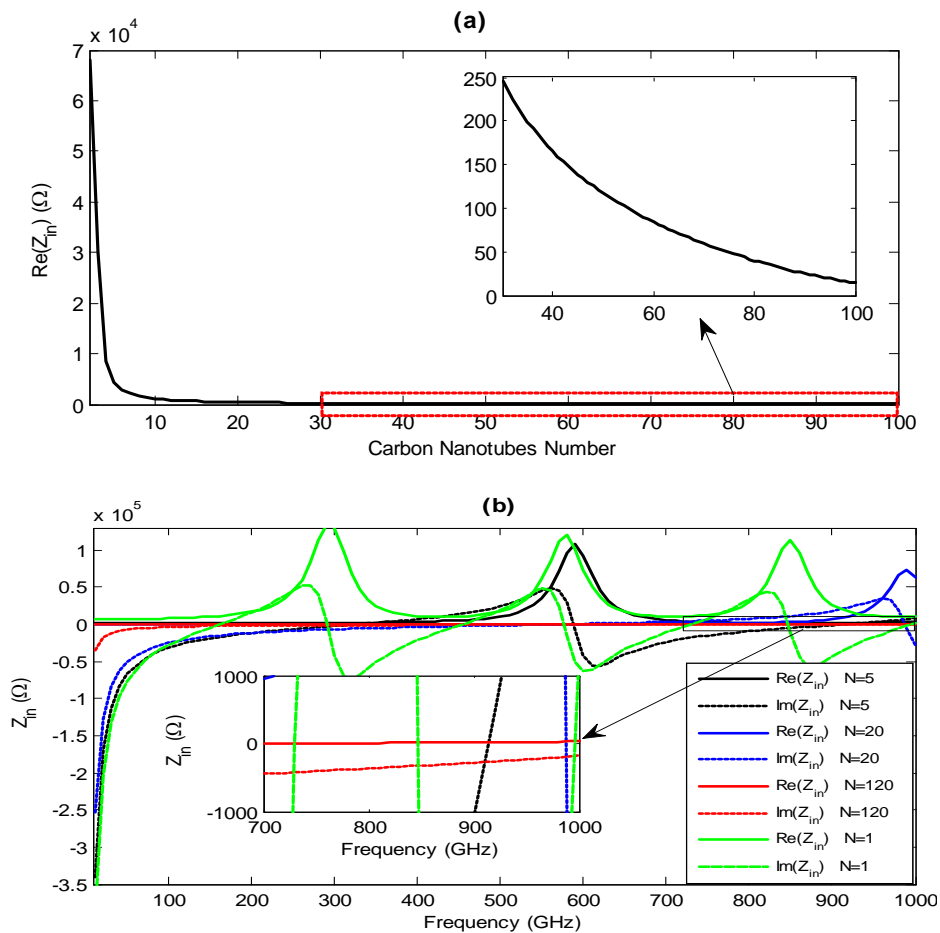


Figure 3. 2I. (a) Variation de la partie réelle de l'impédance d'entrée en fonction du nombre de CNT, (b) Variation de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence pour différents nombres d'antennes.

Dans le cas où $N=20$, la fréquence de résonance atteint 600GHz avec une impédance de résonance de l'ordre de 687Ω ce qui se traduit par un rapport de miniaturisation de 0.08. Nous notons que pour $N=120$ nanotubes, le réseau ne résonne pas dans cette bande de fréquence. Les fréquences de résonance se déplacent vers les hautes valeurs si le nombre d'éléments dans le réseau augmente.

3.4.4.3. Diagramme de rayonnement et validité de la méthode

Comme nous avons mentionné dans la figure 3.19 notre domaine d'étude est divisé en trois régions suivant l'intensité du couplage. Pour une distance de couplage très faible ($d=0.01\lambda_p$), nous avons représenté dans la figure 3.22, la densité totale du courant obtenue en utilisant la méthode intégrale ainsi que celle obtenue par la méthode de la conductivité effective. Nous remarquons que les deux méthodes donnent pratiquement le même résultat. Pour des distances de couplage plus élevées, les résultats ne sont plus en accord. Ceci s'explique par le fait que la conductivité effective est une moyenne des conductivités des milieux formant le réseau. Si la distance de couplage augmente, le pourcentage de l'air dans la structure globale augmente. Ceci influence la conductivité moyenne du milieu. C'est pour cette raison que la méthode de la conductivité effective diverge pour des grandes distances de couplage.

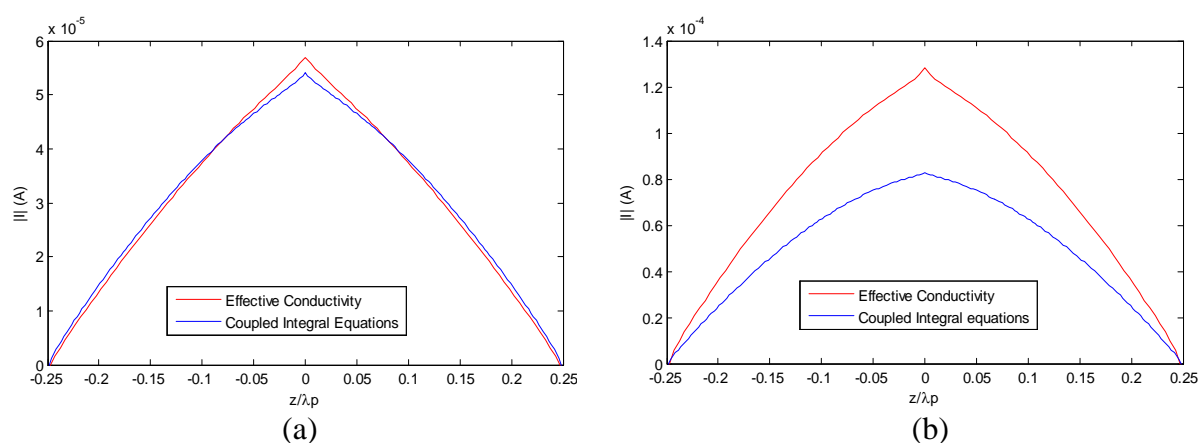


Figure 3. 22. Densité totale du courant obtenue par la méthode intégrale et par l'approche de la conductivité effective: (a) $d= 0.01\lambda_p$, (b) $d= 0.2\lambda_p$.

Pour valider l'approche intégrale proposée, nous avons calculé le diagramme de rayonnement par trois méthodes: la formulation intégrale proposée, le modèle de la

conductivité effective et la méthode de facteur de réseau. Le réseau est formé de deux dipôles identiques à base de CNT de longueur $L=20 \mu\text{m}$ et de rayon $a=2.71 \text{ nm}$. La fréquence de fonctionnement est de l'ordre de 150 GHz. Les résultats obtenus sont illustrés dans la figure 3.23.

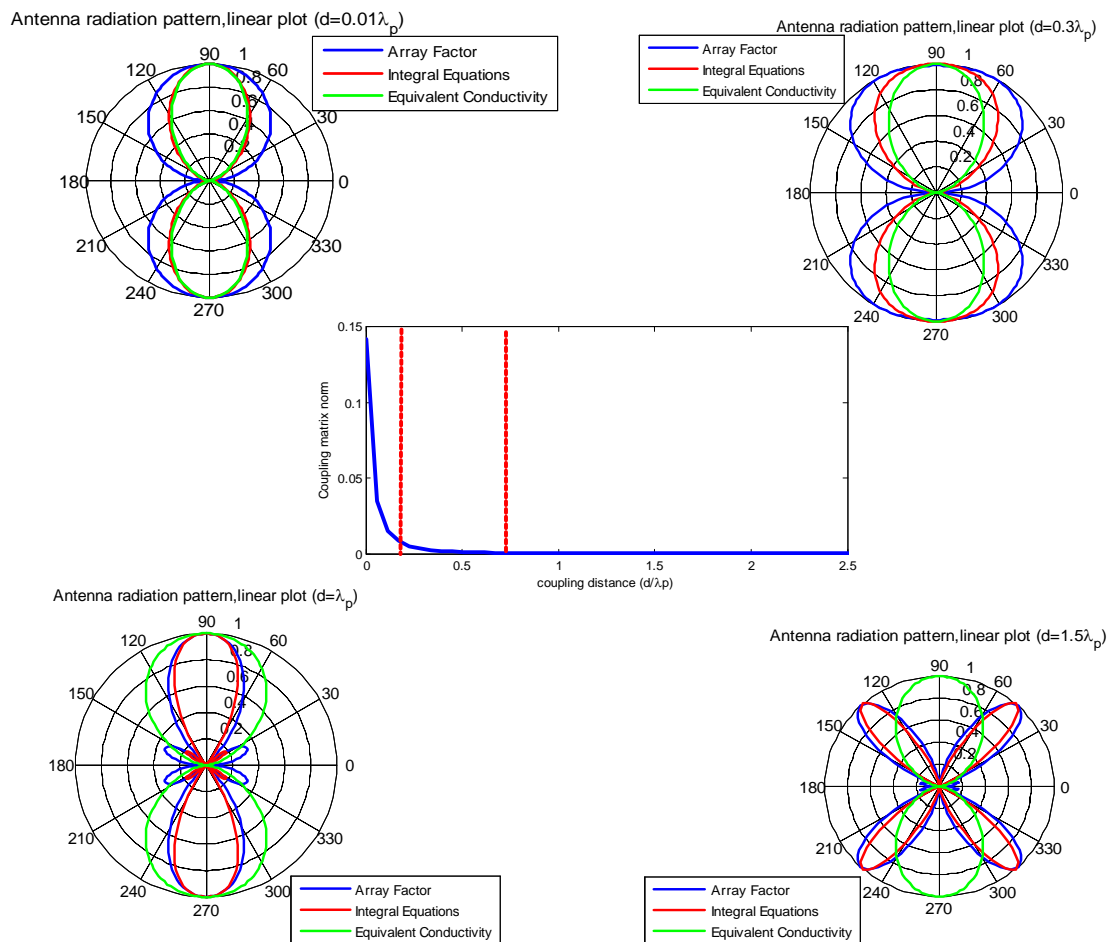


Figure 3. 23. Diagrammes de rayonnement obtenus par trois méthodes: la méthode d'équations intégrales couplées, la méthode de la conductivité effective et la méthode de facteur de réseau.

Notons que pour des antennes fortement couplées ($d=0.01\lambda_p$), notre formulation intégrale proposée et la méthode de la conductivité effective donnent les mêmes résultats, tandis que la méthode de facteur de réseau se comporte différemment. Ceci est prévu. En effet, la méthode de facteur de réseau n'est applicable que pour des antennes isolées. Si la distance de couplage augmente davantage ($0.2\lambda_p < d < 0.5\lambda_p$), les antennes sont

faiblement couplées et nous ne pouvons pas calculer la conductivité moyenne. Par conséquent, nous ne sommes ni dans le domaine d'application de méthode de la conductivité effective, ni dans celui de la méthode de facteur de réseau. Notre méthode est la seule méthode valable. En effet, nous obtenons trois digrammes de rayonnement différents. Pour des distances de couplage qui dépassent $0.5\lambda_p$, les antennes sont découplées et nous pouvons appliquer la méthode de facteur de réseau. Par conséquent, notre formulation intégrale et la méthode de facteur de réseau donnent les mêmes résultats. Ces résultats montrent que la méthode basée sur un système d'équations intégrales couplées, permet de décrire rigoureusement le problème de couplage pour n'importe quelle distance de séparation.

3.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié les propriétés d'une antenne à base de nanotubes de carbone en se basant sur une formulation intégrale. Les effets quantiques du nanotube de carbone sont introduits par sa conductivité dynamique. Nous avons comparé la distribution du courant obtenue à celle trouvée par la méthode des lignes de transmission. Une bonne accordance est mise en évidence. Egalement, pour pouvoir discuter les performances de l'antenne à base de CNT, nous avons comparé les résultats obtenus à ceux d'une antenne classique de mêmes dimensions. Grâce à son excès d'inductance cinétique, une antenne à base de CNT génère les mêmes performances qu'une antenne classique 100 fois plus grande avec la possibilité de travailler en hautes fréquences. Ceci confirme les résultats du deuxième chapitre où la modélisation est faite en se basant sur la théorie des lignes de transmission.

D'autre part, une antenne à base de CNT présente une impédance d'entrée très élevée, ce qui pose un problème d'adaptation. Pour remédier à ce problème, nous avons étudié un réseau d'antennes en se basant sur un système d'équations intégrales couplées. Nous avons montré qu'on a besoin de 75 nanotubes fortement couplés pour atteindre l'adaptation à 50Ω . Suivant la distance de couplage, la formulation intégrale ainsi proposée est comparée à la méthode de facteur de réseau ou à celle de la conductivité

effective. La méthode intégrale était la seule à pouvoir décrire rigoureusement le phénomène de couplage quelle que soit la distance inter-éléments.

Chapitre 4

Application de la méthode MoM-GEC pour l'étude des antennes à base de nanorubans de graphène

4.I. Introduction

Malgré tous ses avantages, les nanotubes de carbone présentent des contraintes technologiques majeures gênant leur exploitation. En effet, la fabrication des nanotubes de carbones et leur insertion en grand nombre sur une puce électronique s'avèrent très complexe. C'est pour cette raison que les chercheurs se sont tournés vers une autre forme cristallographique plate du carbone plus simple à exploiter: les nanorubans de graphène (GNR).

Dans la première partie de ce chapitre, nous présenterons brièvement le formalisme de la méthode des moments combinée à la méthode des circuits équivalents généralisés (MoM-GEC). Dans la deuxième partie, nous proposerons une formulation générale basée sur la méthode MoM-GEC et ce dans le but d'étudier le couplage entre des antennes à base de nanorubans de graphène. Pour pouvoir valider les résultats et discuter les performances d'une antenne à base de nanoruban de graphène, nous commencerons notre étude par le cas d'une seule antenne. Les effets quantiques dans les nanorubans de graphène sont pris en compte et ce par l'intermédiaire d'une conductivité de surface ayant une valeur ajustable par variation de la température ou du potentiel chimique.

4.2. Formalisme de la méthode circuit équivalent généralisé (GEC)

La méthode des circuits équivalents généralisés [69-74] est une méthode intégrale se basant sur la représentation électrique équivalente du problème en termes d'opérateurs intégraux d'admittance ou d'impédance. La méthode "GEC" consiste à alléger la résolution des équations de Maxwell en ramenant le calcul à la surface de discontinuité. Ceci permet de réduire les dimensions et le nombre d'inconnus du problème [69, 74, 75].

Pour une meilleure compréhension, nous considérons le problème de diffraction d'une onde électromagnétique sur un conducteur parfait placé dans un guide d'onde rectangulaire (Figure 4.I). Dans le cas général, deux milieux de propagation seront considérés. Ils seront abrégés par milieu(1) et milieu(2).

Le problème de diffraction d'une onde plane peut être ramené à la résolution d'un système d'équations décrivant un circuit électrique équivalent. La densité de courant \vec{J}_0 correspond au champ magnétique incident \vec{H}_0 de l'onde plane. Le champ \vec{E}_0 de l'onde plane incidente peut être considéré comme le champ du mode fondamental du guide du milieu (1).

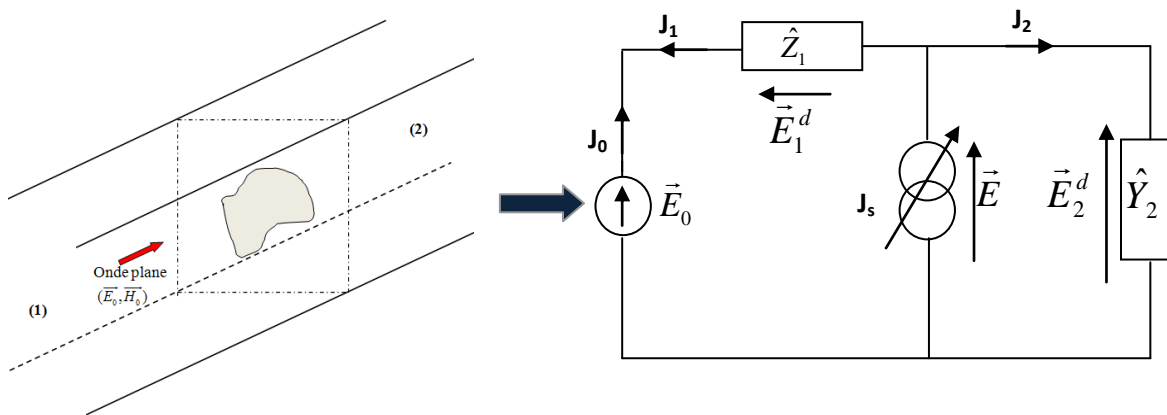


Figure 4 . I. Schéma électrique équivalent d'un problème de diffraction.

En appliquant les lois de Kirchhoff généralisées nous obtenons:

$$\vec{E}_0 + \vec{E}_1^d = \vec{E}_2^d \quad (4.1)$$

Les conditions aux limites qui imposent la continuité de la composante tangentielle du champ électrique total de part et d'autre de l'interface diélectrique peuvent justifier cette relation.

Le champ \vec{E}_0 s'écrit ainsi sous la forme

$$\vec{E}_0 = V_0 \vec{f}_0 \quad (4.2)$$

La densité du courant \vec{J}_0 peut alors s'exprimer comme suit :

$$\vec{J}_0 = I_0 \vec{f}_0 \quad (4.3)$$

où \vec{f}_0 est la fonction du mode fondamental.

Le champ diffracté dans le milieu I est exprimé, d'après le schéma équivalent, par :

$$\vec{E}_1^d = -\hat{Z}_1 \vec{J}_1 \quad (4.4)$$

où \hat{Z}_1 représente l'opérateur impédance qui modélise les impédances des modes évanescents du milieu (I).

D'après le schéma équivalent, le champ diffracté dans le milieu (2) est exprimé par :

$$\vec{E}_2^d = \hat{Y}_2^{-1} \vec{J}_2 \quad (4.5)$$

où \hat{Y}_2^{-1} est l'opérateur admittance modélisant les admittances de tous les modes du milieu (I).

La loi des nœuds permet l'écriture suivante au niveau de l'interface :

$$\vec{J}_s = \vec{J}_2 + \vec{J}_1 \quad (4.6)$$

Cette relation traduit la discontinuité du champ magnétique entre les deux milieux, le courant induit \vec{J}_s présente cette discontinuité au niveau de l'interface entre les deux milieux. Comme $\vec{J}_0 = -\vec{J}_1$, nous pouvons écrire:

$$\vec{J}_0 = \vec{J}_2 - \vec{J}_s \quad (4.7)$$

ou encore, d'après (4.1) et (4.7) nous trouvons:

$$\vec{J}_0 = -\vec{J}_s + \hat{Y}_2(\vec{E}_0 - \hat{Z}_1 \vec{J}_0) \quad (4.8)$$

D'autre part, d'après les lois de Kirchhoff appliquées sur le circuit de la figure 4.1, nous avons :

$$\vec{E} = \vec{E}_2^d = \vec{E}_0 - \hat{Z}_1 \vec{J}_0 \quad (4.9)$$

ou encore, en utilisant (4.8), nous obtenons:

$$\vec{E} = (\hat{I} - \hat{Z}_1 (\hat{I} + \hat{Y}_2 \hat{Z}_1)^{-1} \hat{Y}_2) \vec{E}_0 - \hat{Z}_1 (\hat{I} + \hat{Y}_2 \hat{Z}_1) \vec{J}_s \quad (4.10)$$

où \hat{I} représente l'opérateur unité.

L'écriture matricielle du système d'équations (4.8) et (4.10) donne :

$$\begin{pmatrix} \vec{J}_0 \\ \vec{E} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (\hat{I} + \hat{Y}_2 \hat{Z}_1)^{-1} \hat{Y}_2 & -(\hat{I} + \hat{Y}_2 \hat{Z}_1) \\ (\hat{I} - \hat{Z}_1 (\hat{I} + \hat{Y}_2 \hat{Z}_1)^{-1} \hat{Y}_2) & -\hat{Z}_1 (\hat{I} + \hat{Y}_2 \hat{Z}_1) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{E}_0 \\ \vec{J}_s \end{pmatrix} \quad (4.11)$$

La résolution de ce système d'équations s'effectue par application de la méthode des moments.

4.3. Conductivité dynamique du graphène

Comme dans le cas d'un nanotube de carbone , un ruban de graphène peut être modélisé par une surface infiniment mince avec une conductivité surfacique complexe et ce grâce à son épaisseur suffisamment petite. Etant donné que Han et al [76], ont prouvé expérimentalement que la conductivité du graphène est significativement affectée par les effets de bords lorsque la dimension latérale de la feuille de graphène est considérablement inférieures à 100 nm. Dans ce qui suit, nous supposons que la dimension latérale de la feuille de graphène est largement supérieure à 100 nm. Les effets de bords sont ainsi négligés. Par conséquent, nous appliquons le modèle de la conductivité électrique d'une feuille de graphène infinie [77]. La dépendance en fréquence de cette conductivité de surface peut être calculée à l'aide du formalisme de "Kubo". La conductivité totale de graphène s'exprime comme la somme de deux conductivités: conductivité intrabande et conductivité interbandes [77]:

$$\sigma = \sigma_{intra} + \sigma_{inter} \quad (4.12)$$

La contribution intra-bande est donnée par:

$$\sigma_{intra}(w) = \frac{2e^2}{\pi\hbar} \ln(2 \cosh(\frac{\mu_c}{2K_B T})) \frac{i}{w + i\tau^{-1}} \quad (4.13)$$

La contribution inter-bande est exprimée par:

$$\sigma_{inter} = -j \frac{e^2}{4\pi\hbar} \ln\left(\frac{2|\mu_c| - (\omega - j2\tau^{-1})\hbar}{2|\mu_c| - (\omega - j2\tau^{-1})\hbar}\right) \quad (4.14)$$

T désigne la température, μ_c est le potentiel chimique et τ représente la fréquence de relaxation dans le graphène ($\tau = 10^{-3} s$).

Notons qu'aux hautes fréquences, la conductivité inter-bande est négligeable devant celle intra-bande.

La figure 4.2 montre la variation de la partie réelle ainsi que celle imaginaire de la conductivité électrique du graphène. Cette dernière est caractérisée par une partie imaginaire négative traduisant l'effet inductif dans le graphène. Cette caractéristique permet de ralentir la propagation de l'onde électromagnétique dans les nanorubans de graphène et donc de réduire la longueur d'onde.

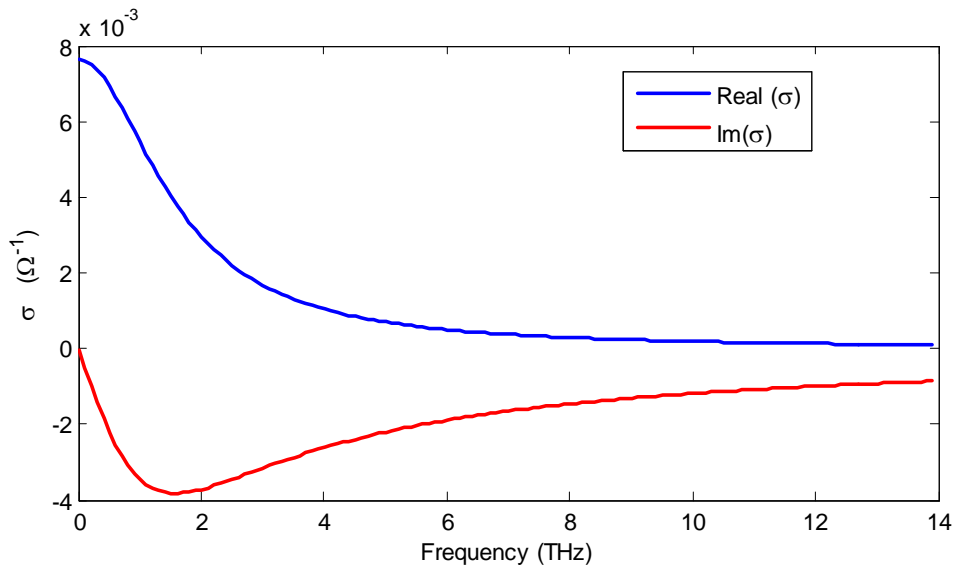


Figure 4. 2. Dépendance de la conductivité du graphène à la fréquence, la température et le potentiel chimique sont respectivement $T=300 K$ et $0.19 eV$.

4.4. Application de la méthode des moments pour l'étude d'un réseau d'antenne à base de nanorubans de graphène

4.4.1. Structure étudiée

Comme le montre la figure 4.3 (a), La structure globale est formée de N antennes à base de GNR disposées en parallèle. Chaque antenne est localement excitée dans le centre par un échelon de tension d'amplitude IV . La structure globale est plongée dans un guide

d'onde rectangulaire formé par des parois métalliques parfaitement conductrices. La partie inférieure de ce guide est court-circuitée, tandis que la partie supérieure est supposée infinie. Le modèle du circuit équivalent de cette structure est présenté dans la figure 4.3 (b). E_{oi} présente la source d'excitation réelle localisée dans le centre de l'antenne i .

\hat{Y}_1 et \hat{Y}_2 sont respectivement les opérateurs admittance du circuit ouvert (la partie supérieure du guide) et du court-circuit (partie inférieure du guide). Quant à Z_s , il représente l'impédance de surface de graphène et il est défini par:

$$Z_s = \frac{1}{\sigma(w)} = R_s + jX_s \quad (4.15)$$

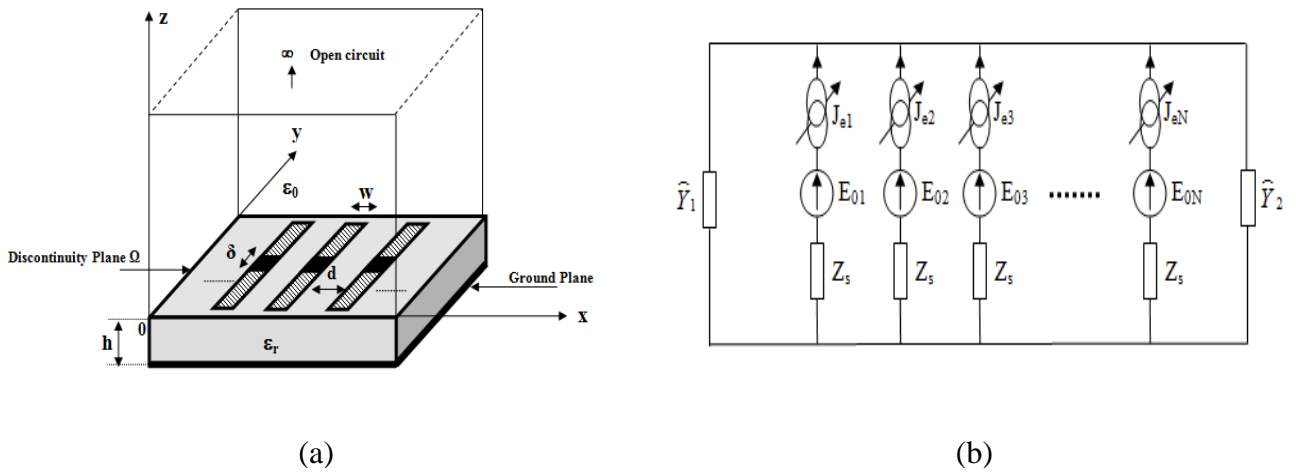


Figure 4. 3. (a) Structure globale d'un réseau d'antenne à base de GNR placée dans un guide d'onde rectangulaire à parois métalliques, (b) Circuit équivalent généralisé correspondant.

4.4.2. Formulation du problème

La structure considérée (figure 4.3 (a)) est modélisée en se basant sur la méthode des moments combinée à la méthode des circuits équivalents généralisés (MoM-GEC). En effet, le modèle du circuit équivalent est illustré dans la figure 4.3 (b).

Les fonctions $f_{nm}^{TE, TM}$ forment la base modale d'un guide d'onde de parois métalliques (Annexe I), avec m et n sont des entiers ($m, n=1, 2, \dots, M$).

L'environnement de la discontinuité est représenté par l'opérateur admittance $\widehat{Y} = \widehat{Y}_1 + \widehat{Y}_2$. Les opérateurs \widehat{Y}_1 et \widehat{Y}_2 représentent respectivement les opérateurs admittance du circuit ouvert et du court-circuit et s'expriment par :

$$\widehat{Y}_1 = \sum / f_{mn} > y_{mn,upper}^{TE, TM} < f_{mn} / \quad (4.16)$$

$$\widehat{Y}_2 = \sum / f_{mn} > y_{mn,Down}^{TE, TM} < f_{mn} / \quad (4.17)$$

$y_{mn,upper}^{TE, TM}$ et $y_{mn,Down}^{TE, TM}$ sont respectivement l'admittance des modes dans le circuit ouvert et dans le court-circuit ([Annexe II](#)).

La source réelle est représentée par un champ électrique uniforme :

$$E_0 = f_0 V = \frac{1}{\delta} V \quad (4.18)$$

Cette source est localisée au centre du nanoruban. Elle devrait être suffisamment inférieure à la longueur d'onde (inférieure à $\lambda_g / 10$) pour ne pas introduire un déphasage.

J_e^i représente une source de courant virtuelle définie dans le domaine de $i^{ème}$ nanoruban, avec i est un entier positif ($i=1,2,\dots,N$). J_e^i est l'inconnu du problème. Il est approximé par une série de fonctions de test g_p pondérées par les coefficients x_p , où p est un entier ($p=1,2,\dots,N_e$).

$$J_e^i = \sum_p x_p^i g_p^i \quad (4.19)$$

En appliquant les lois de Kirchhoff sur le circuit de la figure 4.3, nous trouvons le système d'équations (4.20):

$$\begin{cases} J^i = J_e^i \\ E_e^i = \widehat{Y}^{-1} J + \widehat{Z}_s J_e^i - E_0^i = \widehat{Y}^{-1} \sum_{i=1}^N J_e^i + \widehat{Z}_s J_e^i - E_0^i \end{cases} \quad (4.20)$$

Avec \widehat{Z}_s est l'impédance de surface du nanoruban de graphène et elle est donnée par la relation (4.4).

Le système d'équations (4.20) peut être écrit sous forme matricielle reliant les sources réelles et virtuelles à ces grandeurs duales:

$$\begin{pmatrix} J_1 \\ \vdots \\ J_N \\ E_e^1 \\ \vdots \\ E_e^N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \dots & 0 & 1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & \dots & \cdot & 0 & 1 & \dots & \cdot \\ \cdot & \cdot & \dots & \cdot & \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ \cdot & \cdot & \dots & \cdot & \cdot & \cdot & \dots & 0 \\ 0 & \cdot & \dots & 0 & 0 & \cdot & \dots & 0 & 1 \\ \hline -1 & 0 & \dots & 0 & \widehat{Y}^{-1} + \widehat{Z}_s & \widehat{Y}^{-1} & \dots & \widehat{Y}^{-1} \\ 0 & -1 & \dots & \cdot & \widehat{Y}^{-1} & \widehat{Y}^{-1} + \widehat{Z}_s & \dots & \cdot \\ \cdot & \cdot & \dots & \cdot & \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ \cdot & \cdot & \dots & 0 & \cdot & \cdot & \dots & \widehat{Y}^{-1} \\ 0 & \cdot & \dots & 0 & -1 & \cdot & \dots & \widehat{Y}^{-1} + \widehat{Z}_s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_0^1 \\ E_0^2 \\ \vdots \\ E_0^N \\ J_e^1 \\ J_e^2 \\ \vdots \\ J_e^N \end{pmatrix} \quad (4.21)$$

Le courant J_i est défini comme étant une série de fonctions de modes f_m pondérées par les coefficients I_m , avec $m=1,2,\dots,M$.

$$J_i = \sum_m I_m f_m \quad (4.22)$$

L'application de la méthode de Galerkin permet d'écrire (4.21) sous la forme matricielle simplifiée suivante:

$$\begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_N \\ [0] \\ [0] \\ \vdots \\ [0] \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \dots & 0 & A_1^T & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & \dots & \cdot & 0 & A_2^T & \dots & \cdot \\ \cdot & \cdot & \dots & \cdot & \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ \cdot & \cdot & \dots & \cdot & \cdot & \cdot & \dots & 0 \\ 0 & \cdot & \dots & 0 & 0 & \cdot & \dots & 0 & A_N^T \\ \hline -A_1 & 0 & \dots & 0 & B_{11} & B_{12} & \dots & B_{1N} \\ 0 & -A_2 & \dots & \cdot & B_{21} & \cdot & \dots & B_{2N} \\ \cdot & \cdot & \dots & \cdot & \cdot & \cdot & B_{ij} & \cdot \\ \cdot & \cdot & \dots & 0 & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & \cdot & \dots & 0 & -A_N & B_{N1} & B_{N2} & \dots & B_{NN} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_0^1 \\ V_0^2 \\ \vdots \\ V_0^N \\ [X_1] \\ [X_2] \\ \vdots \\ [X_N] \end{pmatrix} \quad (4.23)$$

où $[A_i]$ est le vecteur excitation de la $i^{\text{ème}}$ antenne, exprimé par:

$$[A_i] = \langle g_p^i / f_0 \rangle \quad (4.24)$$

$[B_{ij}]$ est la matrice impédance traduisant le couplage entre les deux antennes i et j :

$$\begin{cases} [B_{ij}] = \sum_{mn} \langle g_p^i / f_{mn} \rangle z_{mn}^{\text{upper,Down}} \langle f_{mn} / g_q^j \rangle & \text{if } i \neq j \\ [B_{ij}] = \sum_{mn} \langle g_p^i / f_{mn} \rangle z_{mn}^{\text{upper,Down}} \langle f_{mn} / g_q^j \rangle + Z_s I(P,P) & \text{if } i = j \end{cases} \quad (4.25)$$

$[A_i]$ et $[B_{ij}]$ sont respectivement un vecteur colonne et une matrice pleine :

$$[A_i] = \begin{pmatrix} \langle g_1^i / f_0 \rangle \\ \langle g_2^i / f_0 \rangle \\ \vdots \\ \langle g_p^i / f_0 \rangle \end{pmatrix} \quad (4.26)$$

$$[B_{ij}] = \begin{pmatrix} \sum_{mn} \langle g_1^i / f_{mn} \rangle z_{mn}^{upper,Down} \langle f_{mn} / g_1^j \rangle & \dots & \sum_{mn} \langle g_1^i / f_{mn} \rangle z_{mn}^{upper,Down} \langle f_{mn} / g_p^j \rangle \\ \sum_{mn} \langle g_2^i / f_{mn} \rangle z_{mn}^{upper,Down} \langle f_{mn} / g_1^j \rangle & \dots & \sum_{mn} \langle g_2^i / f_{mn} \rangle z_{mn}^{upper,Down} \langle f_{mn} / g_p^j \rangle \\ \vdots & \dots & \vdots \\ \sum_{mn} \langle g_p^i / f_{mn} \rangle z_{mn}^{upper,Down} \langle f_{mn} / g_1^j \rangle & \dots & \sum_{mn} \langle g_p^i / f_{mn} \rangle z_{mn}^{upper,Down} \langle f_{mn} / g_p^j \rangle \end{pmatrix} \quad (4.27)$$

En utilisant la matrice excitation généralisée $[A]$ et la matrice impédance généralisée $[B]$, nous pouvons réécrire la relation (4.23) tout en simplifiant la notation:

$$\begin{pmatrix} [I] \\ [0] \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} [0] & [A]^T \\ -[A] & [B] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} [V_0] \\ [X] \end{pmatrix} \quad (4.28)$$

$[A]$ et $[B]$ sont définies comme suit:

$$[A] = \begin{bmatrix} A_1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & A_2 & \dots & \dots & \dots \\ 0 & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & \dots & \dots & \dots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & A_N \end{bmatrix}; \quad [B] = \begin{bmatrix} B_{11} & B_{12} & \dots & B_{1N} \\ B_{21} & B_{22} & \dots & B_{2N} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ B_{N1} & B_{N2} & \dots & B_{NN} \end{bmatrix} \quad (4.29)$$

La relation (4.17) permet d'écrire le système d'équations (4.30)

$$\begin{cases} [I] = [A]^T [X] \\ [0] = -[A][V_0] + [B][X] \end{cases} \quad (4.30)$$

La résolution de ce système d'équations permet de déduire la matrice impédance d'entrée:

$$[Z_{i,j}] = \begin{bmatrix} V_0^i \\ I_j \end{bmatrix} = ([A]^T [B]^{-1} [A])^{-1} \quad (4.31)$$

Le système d'équations (4.30) peut également conduire à calculer les coefficients de pondération x_p , la densité du courant J et le champ électrique diffracté E_e .

4.4.3. Résultats Numériques

Dans cette section, nous discuterons en premier lieu les performances d'une seule antenne à base de GNR par rapport à celles d'une antenne classique de même dimensions. En deuxième lieu, nous étudierons un réseau d'antennes à base de GNR pour mettre en évidence les paramètres influençant le couplage. Cette dernière étude se fait dans le but d'améliorer les performances d'une telle configuration et de réduire la résistance d'entrée d'une seule antenne.

4.4.3.I. Validation de la formulation proposée.

Pour un objet de validation, nous commençons notre étude par l'application de la formulation proposée pour prédire la réponse d'un seul dipôle à base de GNR. Comme le montre la figure 4.4, nous considérons un dipôle à base de GNR excité localement à son centre par un échelon de tension d'amplitude $1V$. L'antenne est placée dans un guide d'onde rectangulaire telle qu'elle occupe le centre de la section.

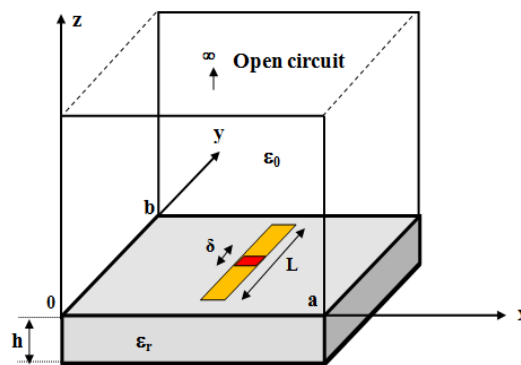


Figure 4. 4. Structure d'un dipôle à base de GNR

4.4.3.I.I. Etude de la convergence

Pour fixer les paramètres dont dépend notre problème, nous commençons par l'étude de la convergence. Nous considérons ainsi un dipôle à base de GNR de longueur $L=13.5\mu m$ et de largeur $W=2\mu m$. Ce qui est localement excité à son centre par une source de tension délivrant un échelon de tension d'amplitude $1V$. La largeur de la source δ est fixée à la valeur $0.5\mu m$ et la section du guide d'onde a pour dimensions

$a=b=54\mu\text{m}$.

La figure 4.5 montre la variation de l'impédance d'entrée en fonction du nombre de modes et ce pour différents nombres de fonctions d'essai. Nous constatons que l'impédance d'entrée atteint la convergence pour un nombre $N=17$ fonctions d'essai et $M=200 \times 200$ modes. Pour un nombre de fonctions d'essai qui dépasse 17, l'impédance d'entrée se stabilise à la valeur $|Z_m| = 231\Omega$. Notons que, la température est fixée à $T=300\text{K}$, le potentiel chimique est de l'ordre de 0.1eV et la fréquence de fonctionnement est $f=1.12\text{ THz}$. Dans ce qui suit, les nombres de fonctions d'essai et de base sont fixés respectivement à $N=18$ et $M=200 \times 200$ et ce pour garantir la convergence.

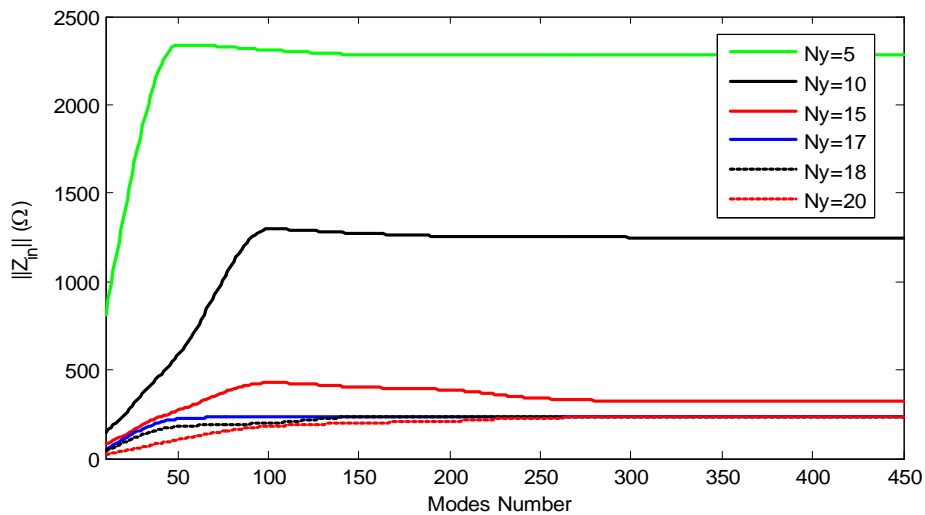


Figure 4. 5. Impédance d'entrée en fonction du nombre de modes et pour différents nombres de fonctions test.

4.4.3.I.2. Effets des dimensions du guide d'onde et de la source

Une étude paramétrique s'avère bénéfique pour l'optimisation de certains paramètres tels que les dimensions de la source, la distance séparant l'antenne et les parois du guide d'onde.

Afin d'étudier l'effet de la largeur δ de la source, nous avons tracé dans la figure 4.6, la distribution du courant le long de l'antenne (dans le plan $x=a/2$) pour différentes valeurs de δ . Notons qu'à partir d'une largeur $\delta=1\mu\text{m}$, la distribution du courant n'est plus

variable. Son amplitude converge vers une valeur de $2.10^{-4} \text{ Am}^{-1}$. Pour garantir la convergence, dans la suite de cette étude, nous fixons δ à la valeur $0.5\mu\text{m}$.

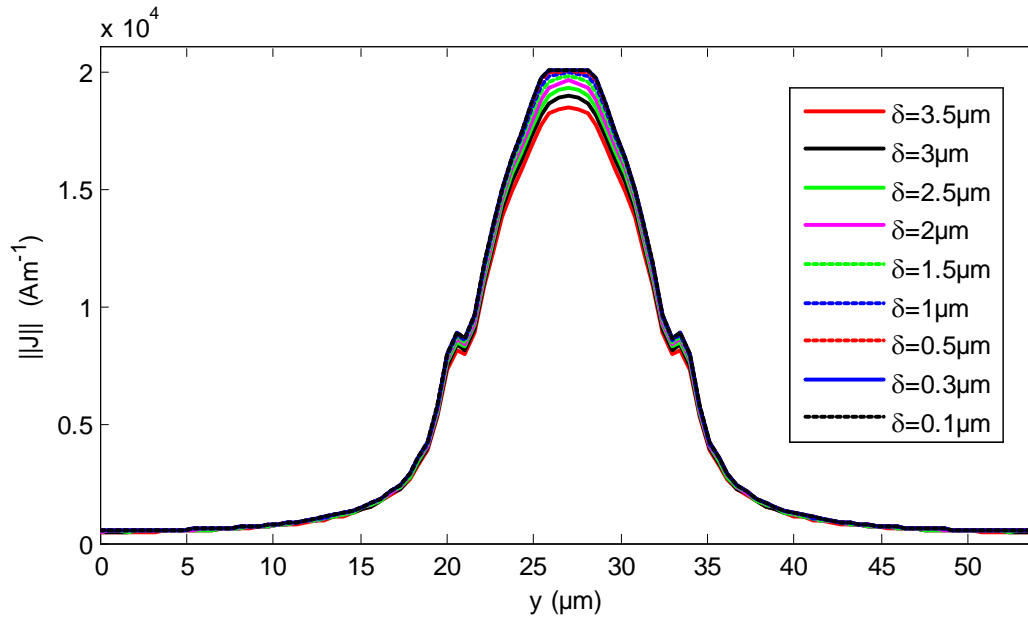


Figure 4. 6. Densité du courant le long de l'antenne (plan $x=a/2$) pour différentes tailles de la source.

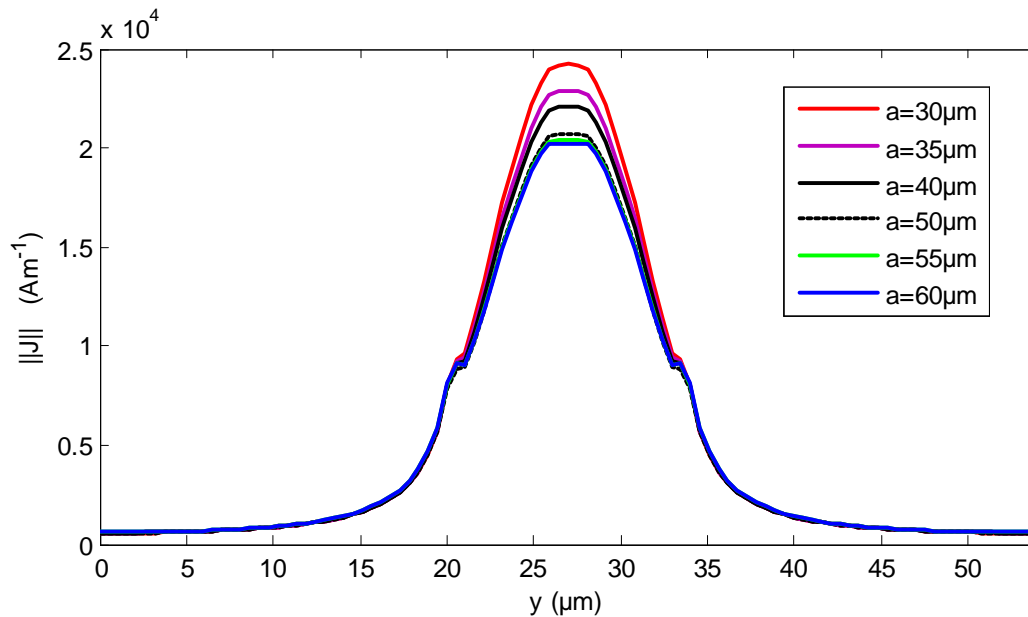


Figure 4. 7. Densité du courant le long de l'antenne (plan $x=a/2$) pour différentes largeurs du guide d'onde.

Un autre paramètre très important dont dépend la réponse de l'antenne est la position des parois du guide d'onde. Nous avons présenté dans la figure 4.7 la distribution du courant le long de l'antenne (plan $x = a/2$) pour différentes positions des parois du guide d'onde. Nous remarquons que la distribution du courant est sensiblement affectée par la

position des parois du guide. Cependant, en prenant des largeurs du guide qui dépassent $50\mu\text{m}$, les parois n'influencent pas la distribution du courant. Dans ce qui suit, la largeur du guide est fixée à la valeur $a = 54\mu\text{m}$.

4.4.3.I.3. Validation: Comparaison avec un exemple de la littérature

Après avoir fait l'étude paramétrique permettant d'assurer la convergence et la stabilité de notre formulation, nous procédons à la validation tout en se référant à un exemple de la littérature. Pour cela, nous prenons la même structure que dans [78]. La structure étudiée est représentée dans la figure 4.4 avec les dimensions suivantes: la longueur de l'antenne est $L=22\mu\text{m}$ et sa largeur est $W=7\mu\text{m}$ avec une largeur de la source $\delta=2\mu\text{m}$. Dans ce cas, nous nous plaçons dans les mêmes conditions de potentiel chimique et de température tels que: $\mu_c = 1\text{eV}$ et $T = 300\text{K}$.

L'impédance d'entrée obtenue par notre formulation et celle trouvée dans [78] sont présentées dans la figure 4.8. Notons qu'en [78], l'impédance d'entrée est déterminée en utilisant le simulateur Ansys HFSS dont le calcul est basé sur la méthode des éléments finis, ce qui nécessite un maillage 3D.

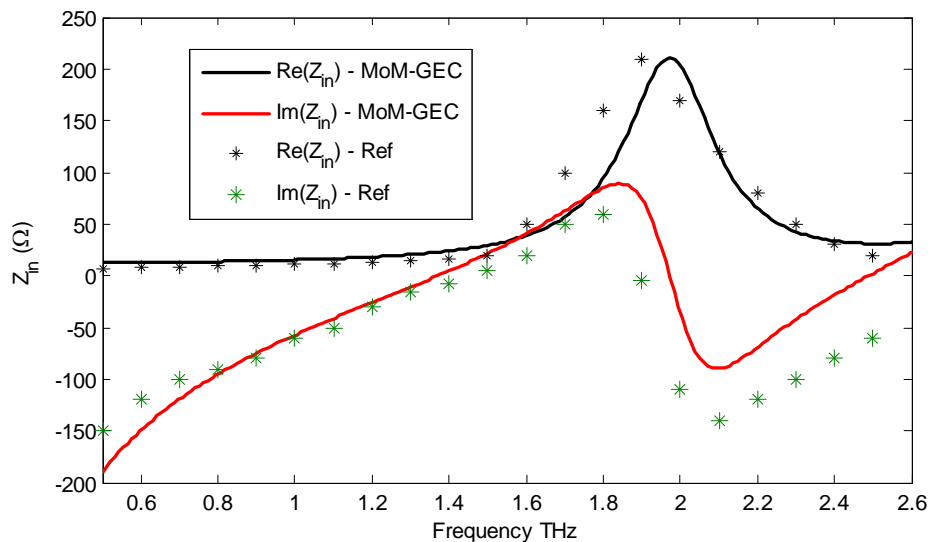


Figure 4. 8. Variation de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence pour un dipôle à base de GNR. Résultats obtenus par deux méthodes: MoM-GEC et Ansys HFSS [78].

Nous constatons que la méthode MoM-GEC donne presque le même résultat que celui obtenu dans [78]. Pour le simulateur Ansys HFSS, la convergence nécessite un maillage

très fin et un temps de calcul considérable. Quant à la méthode MoM-GEC, elle transforme le problème 3D en un problème 2D. Nous n'avons donc besoin que de mailler la partie métallique. Le calcul est ainsi simplifié énormément. L'obtention de la convergence devient donc plus simple dans notre formulation que dans celle utilisée par le simulateur Ansys HFSS.

4.4.3.2. Etude d'une seule antenne à base de GNR

Nous nous préoccupons maintenant de l'étude de la réponse d'une antenne à base de GNR suite à une excitation par une source de tension localisée en son centre. Pour cela, nous considérons la structure de la figure 4.4. Nous respectons dans la fixation de ses dimensions les résultats de la convergence. La longueur et la largeur du dipôle sont respectivement $L=13.5\mu m$ et $W=2\mu m$.

Pour pouvoir comparer, nous présentons dans la figure 4.9 la variation de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence pour une antenne à base de GNR ainsi que celle pour une antenne classique de mêmes dimensions. Nous avons présenté l'impédance d'entrée paramétrée par le potentiel chimique pour une antenne à base de GNR. La température est fixée à $T=300K$. Nous remarquons qu'une augmentation de la valeur du potentiel chimique le déplacement de la résonance vers les hautes fréquences. Ceci permet donc de commander la résonance de l'antenne. D'autre part, pour $\mu_c=0.1eV$, la première résonance a lieu pour $f=1.12THz$ ce qui donne une vitesse de propagation $v_p=0.1c$, où c est la vitesse de la lumière dans le vide. Par contre, l'antenne à base de nanoruban parfaitement conducteur ne résonne pas dans cette bande de fréquences. La première résonance apparaît pour une fréquence de l'ordre de $12THz$. La vitesse de propagation correspondante est $v=0.8c$. Par conséquent, ces fréquences de résonance correspondent à un facteur de réduction de vitesse de l'ordre de $0,126$. Le ralentissement de la propagation des ondes électromagnétiques le long d'un nanorubans de graphène est dû à l'excès de son inductance cinétique. Ceci permet de réduire énormément la longueur d'onde. Autrement dit, nous pouvons miniaturiser l'antenne.

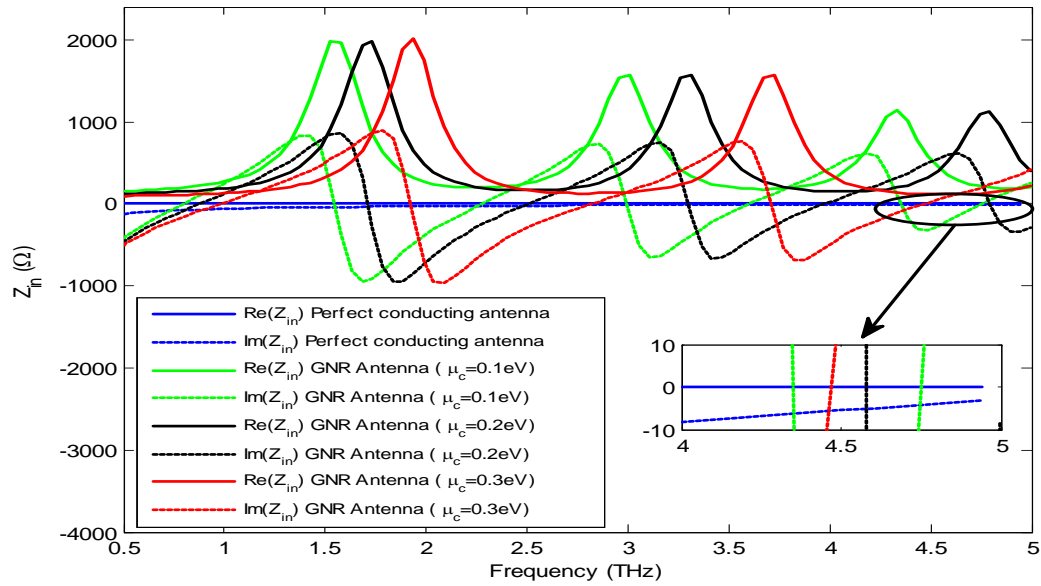


Figure 4. 9. Impédance d'entrée en fonction de la fréquence pour une antenne à base de GNR et pour une antenne classique de mêmes dimensions. Résultats obtenus pour différentes valeurs du potentiel chimique ($\mu_c = 0.1\text{eV}$, $\mu_c = 0.2\text{eV}$ et $\mu_c = 0.3\text{eV}$) et ce à une température $T=300\text{K}$.

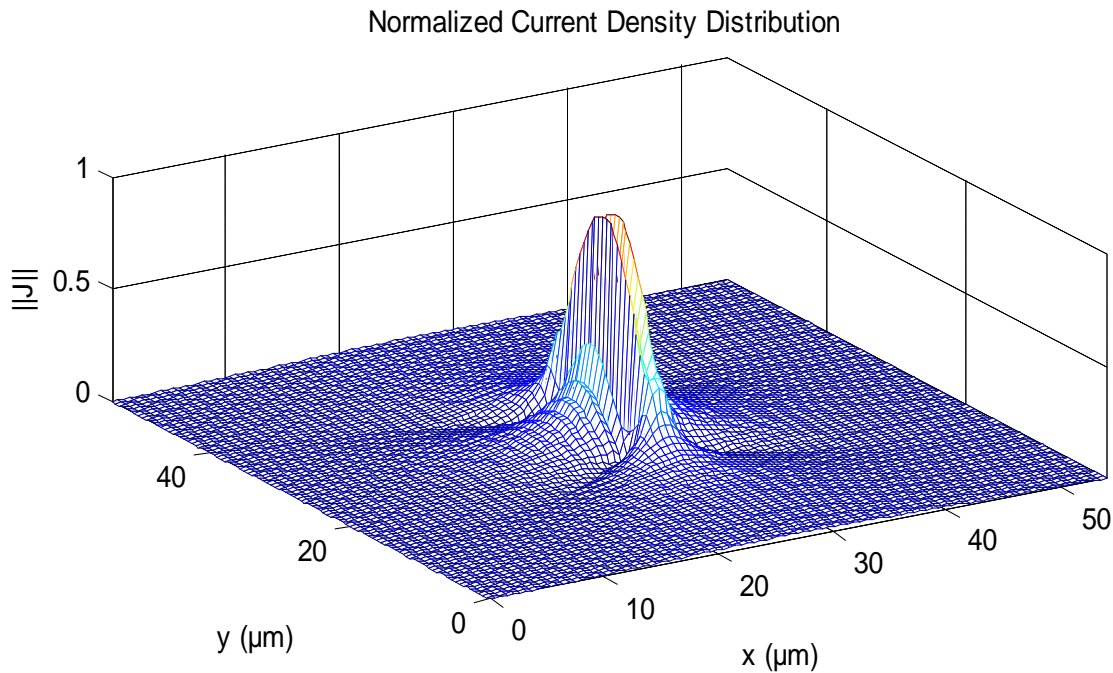


Figure 4. 10. Densité du courant normalisée pour une antenne à base de GNR de longueur $L=13.5\mu\text{m}$ et de large $W=2\mu\text{m}$ pour une fréquence de fonctionnement $f=1.12\text{THz}$.

La figure 4.10 présente la distribution du courant dans le plan de discontinuité pour une fréquence $f=1.12\text{THz}$. Dans ce cas, cette distribution est approximativement une demi-sinusoïde ce qui correspond à une antenne $\lambda/2$. Egalement, nous constatons que les

conditions aux limites sont bien vérifiées. En effet, le courant est défini uniquement sur la partie métallique et il s'annule ailleurs.

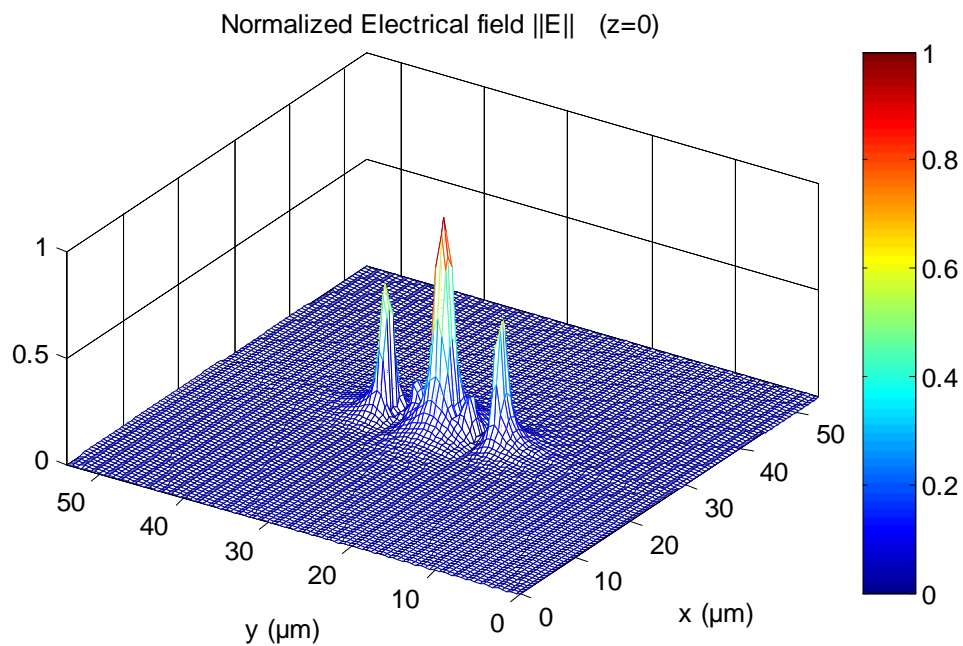


Figure 4. II. Distribution du champ électrique normalisée pour une antenne à base de GNR de longueur $L = 13.5\mu\text{m}$ et de largeur $W = 2\mu\text{m}$ pour une fréquence de fonctionnement $f = 1.12\text{THz}$

De plus, nous avons présenté dans la figure 4.II, la distribution du champ électrique normalisé dans le plan de discontinuité. Le champ électrique est maximum sur les bords de l'antenne et dans le domaine de la source (centre de l'antenne). Cela montre que le champ électrique vérifie les conditions aux limites.

4.4.3.3. Etude d'un réseau d'antenne à base de nanorubans de graphène

Les antennes à base de nanorubans de graphène présentent une haute impédance d'entrée et une faible efficacité de rayonnement ce qui pose un problème d'adaptation. Pour remédier à ce problème, nous proposons d'appliquer la formulation développée pour l'étude d'un réseau d'antennes, tout en mettant en évidence les paramètres influençant le phénomène de couplage.

4.4.3.3.I. Effet du nombre de nanorubans

La figure 4.I2 présente la variation de la partie réelle de l'impédance d'entrée en fonction du nombre du nanorubans. Les antennes sont uniformément réparties avec une distance

de séparation $d = 0.5\lambda_p$. La longueur et la largeur de chaque antenne sont respectivement $L = 13.5\mu m$ et $a = 2\mu m$. Nous nous plaçons dans les conditions où la fréquence est $f = 1.732THz$, la température est de l'ordre de 300K et le potentiel chimique est $\mu_c = 0.2eV$. Si le nombre de nanorubans N augmente, la partie réelle de l'impédance d'entrée décroît rapidement comme la variation de la fonction $1/N$. En outre, l'adaptation à 50Ω est obtenue pour $N=5$ nanorubans seulement.

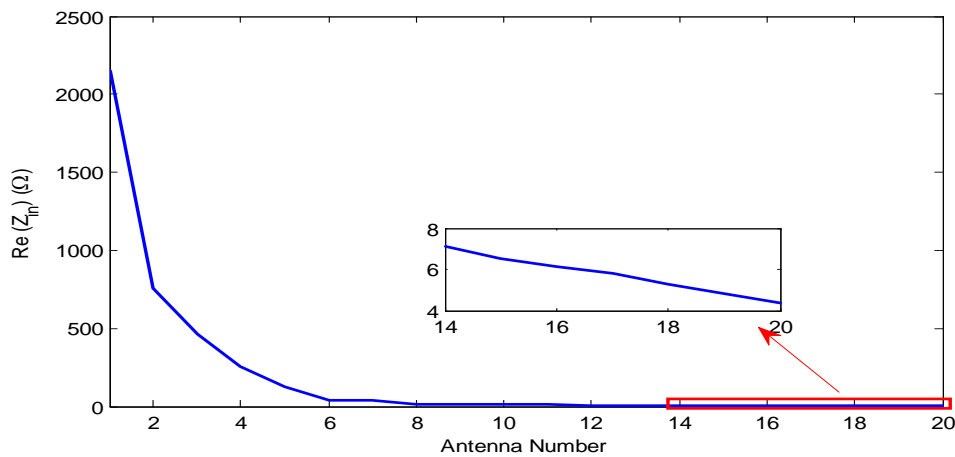


Figure 4. 12. Variation de la partie réelle de l'impédance d'entrée en fonction du nombre du nanorubans.

Nous présentons dans la figure 4.13, la variation de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence pour différents nombres d'antennes. Dans le cas de deux antennes, la première résonance se produit à peu près à la fréquence $f = 1.3THz$, avec une partie réelle de l'impédance d'entrée de l'ordre de 1087Ω . Ceci prouve que, le réseau de deux antennes à base de GNR conduit à un facteur de réduction de taille de l'ordre 0.162 par rapport à une antenne formée de métal parfait. Si le nombre d'éléments dans le réseau est de $N=4$, la fréquence de résonance se déplace vers les hautes fréquences pour atteindre une valeur de 1.53THz avec une impédance de résonance de l'ordre de 1069Ω . Ainsi, le facteur de miniaturisation atteint la valeur 0.19.

Ces résultats montrent que, l'impédance d'entrée est inversement proportionnelle au nombre d'éléments dans le réseau. Alors que la fréquence de résonance tend vers les hautes valeurs si le nombre d'éléments augmente.

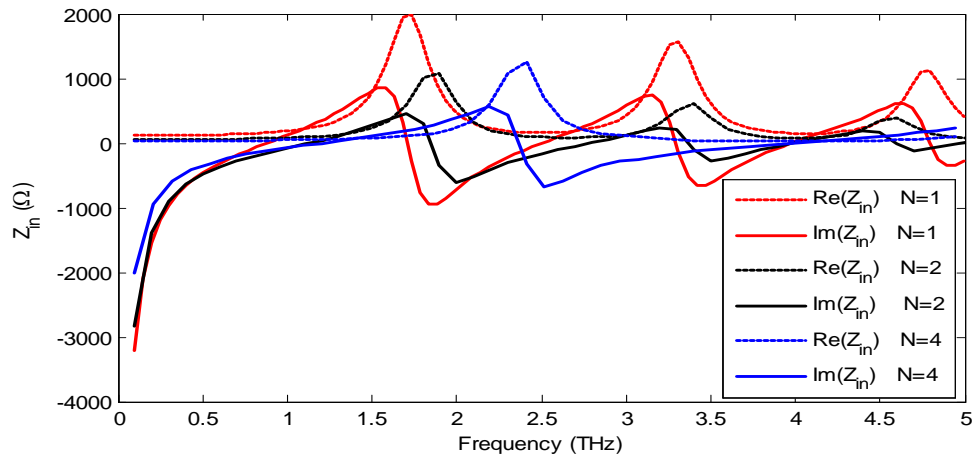


Figure 4. 13. Variation de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence pour différents nombre du nanorubans

4.4.3.3.2. Effet de la distance de séparation

Afin d'étudier l'effet de la distance de couplage d , nous considérons un réseau d'antennes uniforme formé par trois antennes à basse de GNR et nous prenons cinq valeurs différentes de d . Notons que, seule l'antenne centrale est non excitée. Les impédances d'entrées obtenues relativement aux distances de couplage sont illustrées dans le tableau 4.I. Pour chaque distance, nous avons tracé dans la figure 4.I4, la distribution du courant dans le plan de discontinuité. Pour les différents cas, la densité du courant le long de l'antenne non excitée (plan $x = a/2$) est superposée à celle de l'antenne excitée dans la figure 4.I5. Cette figure permet la comparaison et la mise en évidence du phénomène de couplage.

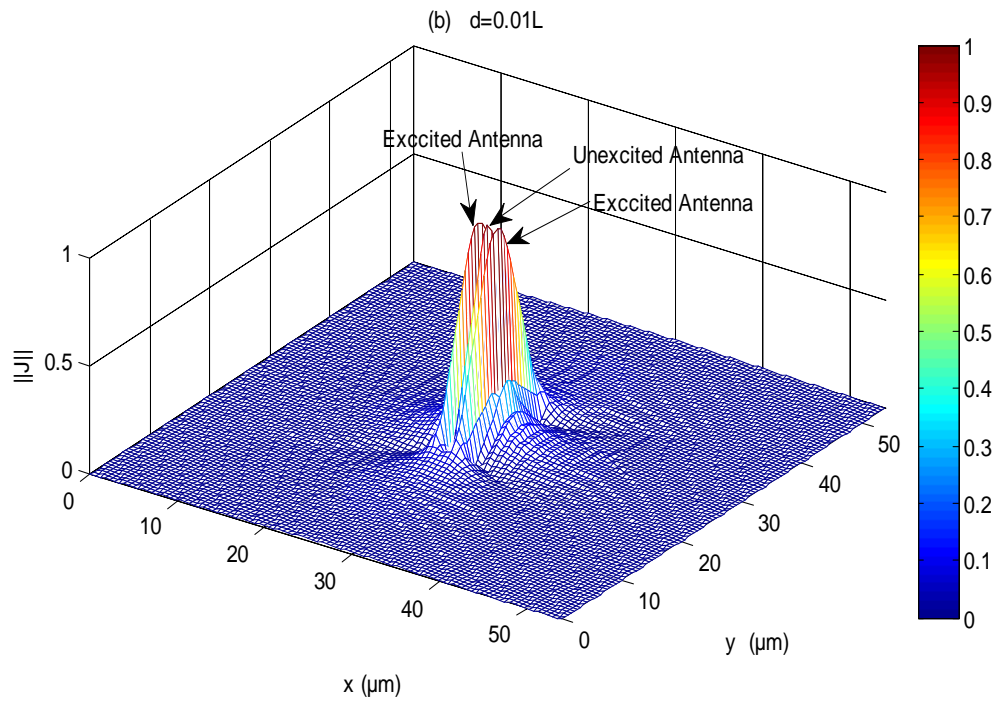
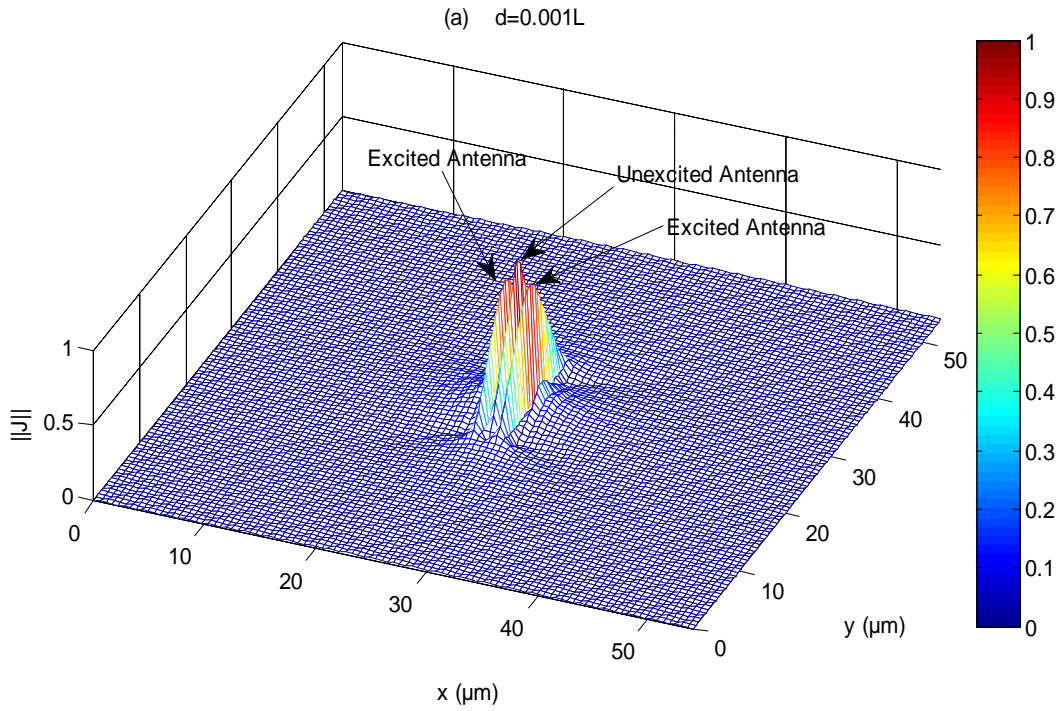
Pour une distance de couplage $d=0.001L$, l'impédance d'entrée atteint une valeur de l'ordre de $311,02\Omega$. L'augmentation de la distance de couplage entraîne l'augmentation progressive de l'impédance d'entrée. En effet, $Z_{in} = 331.59\Omega$ et $Z_{in} = 425.94\Omega$ sont obtenues respectivement pour des distances de couplage $d = 0.01L$ et $d = 0.1L$. Si la distance de couplage dépasse $1L$, l'impédance d'entrée se stabilisera vers une valeur de 464.9Ω . Les antennes sont ainsi pratiquement découplées.

Tableau 4. I. Impédance d'entrée en fonction de la distance de séparation pour un nombre d'antenne $N=3$.

Coupling distances (μm)	Z_{in} (Ω)
0.001L	311.02
0.01L	331.59
0.1L	425.94
0.5L	463.80
L	464.90

Les figures 4.14 (a) et (b) montrent que pour une distance de couplage inférieure à $0,01L$, la distribution du courant dans l'antenne non excitée est presque la même que celle dans l'antenne excitée. Puisque le courant induit dans l'antenne non excitée est généré par les champs électriques rayonnés par les deux antennes excitées, nous pouvons déduire donc que les antennes sont fortement couplées. Si la distance de couplage diminue pour atteindre la valeur $0,1L$, l'effet du couplage s'affaiblit et la distribution du courant induit garde la même forme avec une réduction considérable dans l'amplitude, mais tout en restant non négligeable par rapport à celle dans l'antenne excitée (figure 4.14 (c)). Dans le cas où la distance de couplage dépasse $0,5L$ (figure 4.14 (d)), l'effet du couplage disparaît et il n'y a plus de courant dans l'antenne non excitée. Les conditions aux limites et les lois de la physique sont ainsi vérifiées. Nous arrivons alors à montrer que notre formulation permet de décrire rigoureusement le phénomène de couplage pour n'importe quelle distance de séparation.

Pour appuyer ces résultats nous avons superposé dans la figure 4.15 la distribution du courant le long de l'antenne non excitée ($x=a/2$) avec celle dans l'antenne excitée pour les différentes distances de couplage considérées. Nous apercevons que le courant induit est pratiquement nul pour une distance de couplage $d=1L=0,5\lambda$, ce qui est en accord avec les résultats précédents.



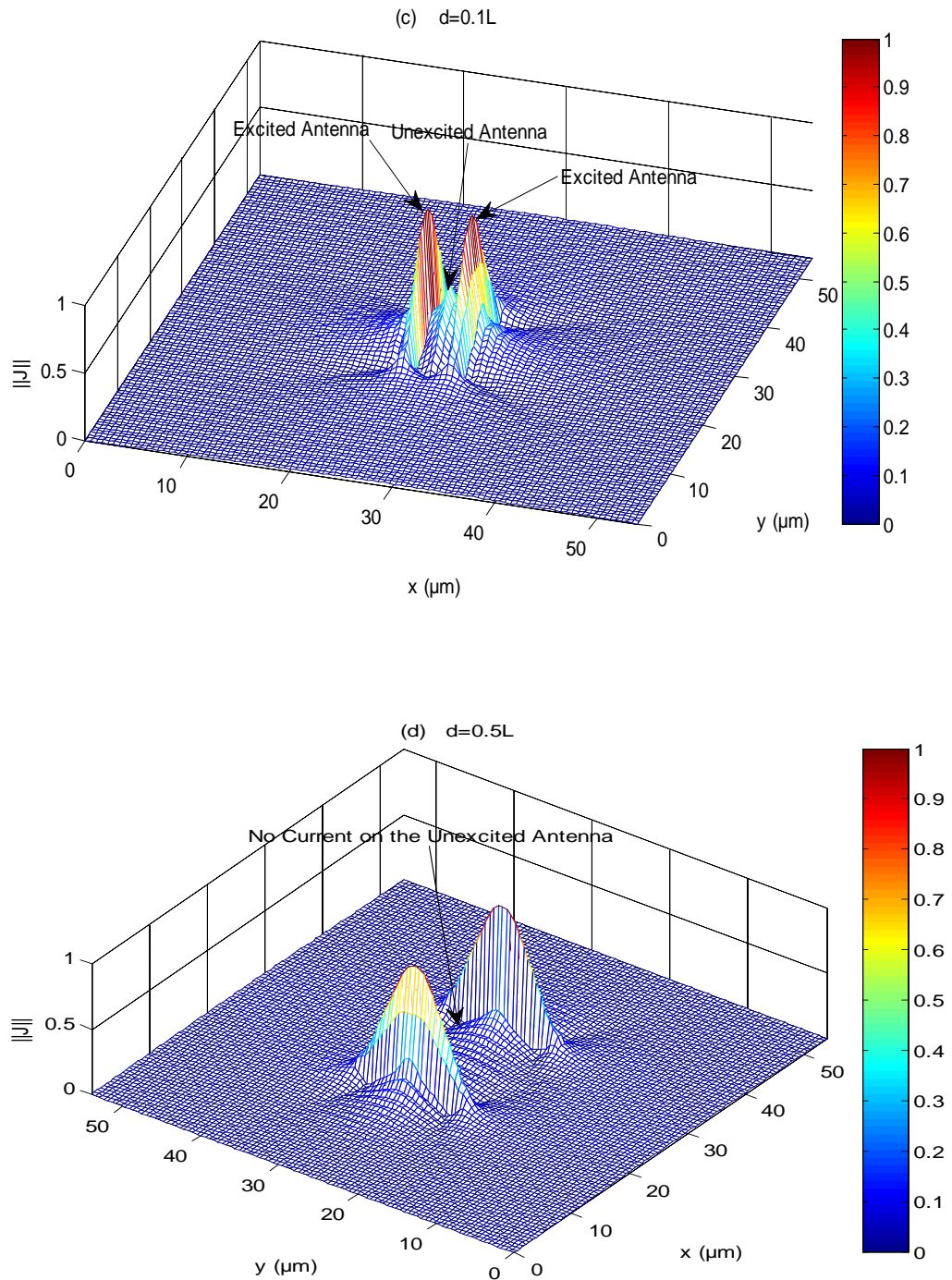


Figure 4. I4. Distribution de la densité du courant normalisée dans le plan de discontinuité pour différentes valeurs de la distance de couplage: (a) $d=0.001L$, (b) $d=0.01L$, (c) $d=0.1L$, (d) $d=0.5L$. Seule l'antenne centrale est non excitée.

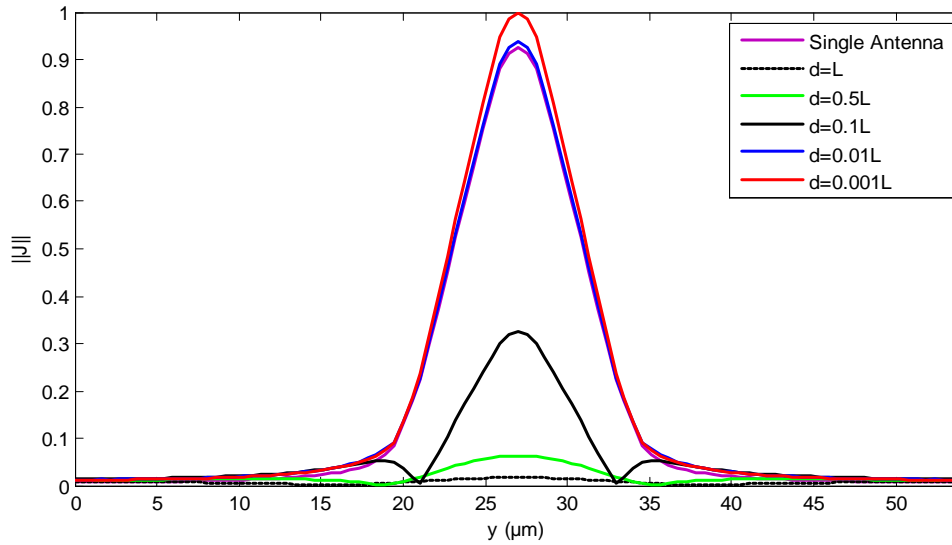


Figure 4. 15. Densité du courant normalisée le long de l'antenne à base de GNR (dans le plan $x=a/2$) pour différentes valeurs de la distance de couplage: (a) $d=0.001L$, (b) $d=0.01L$, (c) $d=0.1L$, (d) $d=0.5L$. Seule l'antenne centrale est non excitée.

4.4.3.3.3. Performance de rayonnement d'un réseau d'antennes à base de GNR

La figure 4.16 schématise le champ électrique rayonné par les différentes antennes dans différents plans z du guide d'onde. Nous tenons compte de trois cas, une antenne à base de conducteur parfait, une antenne à base de GNR et un réseau de 4 antennes à base de GNR. Il est à noter que toutes les antennes ont la même longueur $L=13.5\mu\text{m}$ et la même largeur $W=2\mu\text{m}$. Dans le plan de discontinuité ($z=0$) et ce pour les trois cas, le champ électrique est maximum sur les bords et sur le centre de chaque antenne, ce qui vérifie les conditions aux limites. Pour des faibles distances z , le champ électrique est perturbé par les modes évanescents au voisinage du plan de discontinuité. Ce sont bien ces modes qui donnent des informations sur la structure de l'antenne. Si nous nous éloignons du plan de discontinuité, les modes évanescents s'annulent et il ne reste que les modes propagatifs qui donnent le champ électrique lointain. Notons que, pour l'antenne à base du conducteur parfait, le champ électrique lointain est obtenu pour une distance $z=5\lambda=1.88\lambda_g$, où λ est la longueur d'onde dans l'espace libre et λ_g est la longueur guidée. Cependant, pour une antenne à base de GNR, le champ électrique lointain est obtenu pour une distance $z=0.377\lambda_g$ et pour une distance $z=0.755\lambda_g$ pour le réseau d'antennes à 4 éléments.

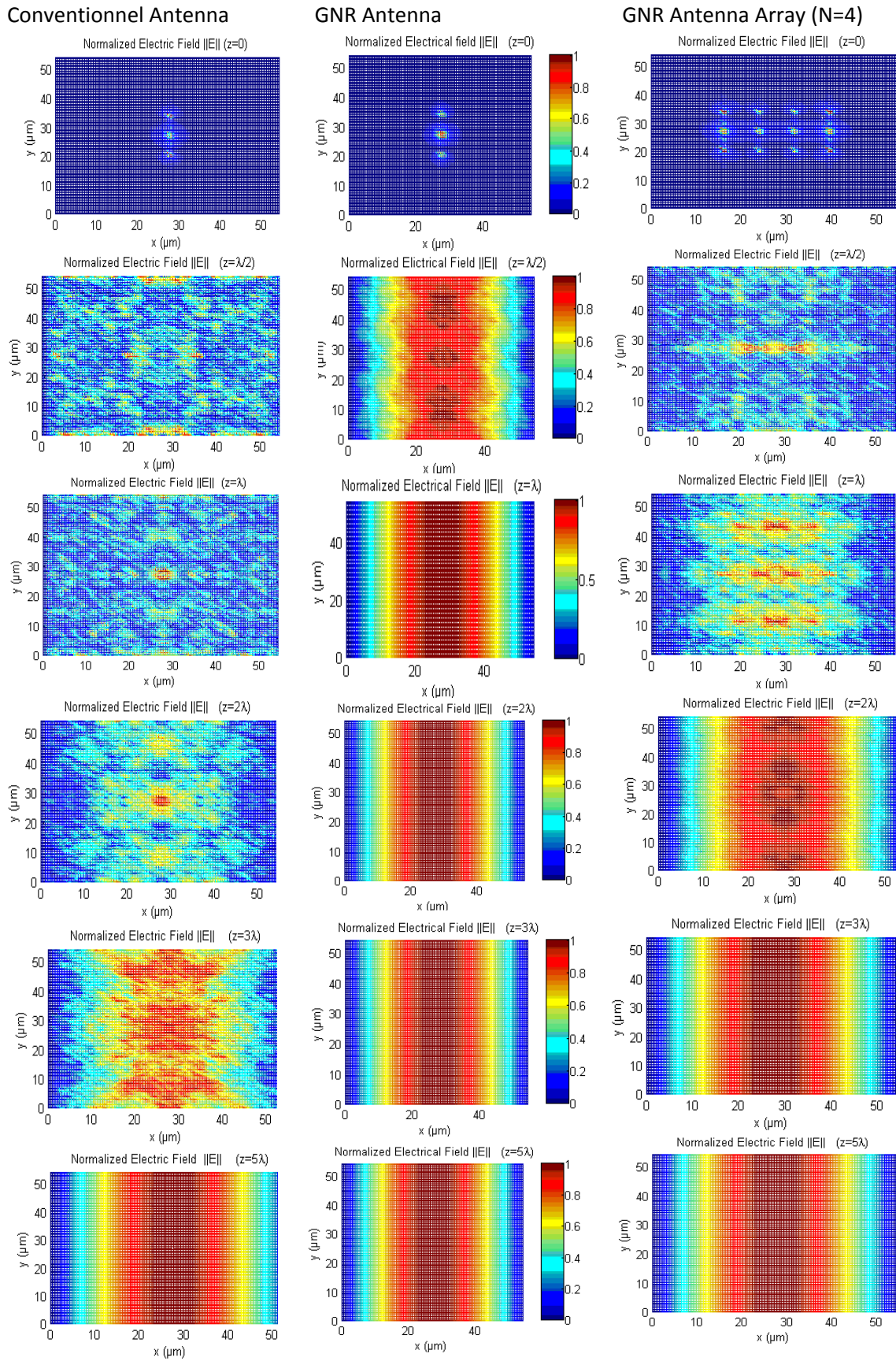


Figure 4. 16. Champ électrique normalisé dans différents plans z , pour une antenne classique, une antenne à base de GNR et pour un réseau de 4 antennes à base de GNR.

Par conséquent, le réseau d'antennes à base de GNR permet d'améliorer la communication en champ lointain pour des distances assez faibles par rapport au cas d'une antenne classique. En effet, le réseau d'antennes à base de GNR permet de filtrer les modes évanescents pour des faibles distances de propagation. Ainsi une optimisation des paramètres du réseau d'antennes est nécessaire pour d'une part éviter le problème d'adaptation et d'autre part obtenir le champ électrique lointain à des distances faibles. Ceci permet de favoriser les communications courtes distances.

4.5. Etude des surface à hautes impédances à base de graphène

Le graphène agit naturellement comme une surface à haute impédance (HIS) sur une large bande passante, et ce grâce à sa haute résistance. Contrairement au cas des HIS à base de métal parfait, les HIS à base de graphène ne nécessitent pas des textures périodiques (Figure 4.17). Dans cette section, nous proposons une formulation basée sur la MoM-GEC pour l'étude d'une HIS à base de graphène. Cette étude se fait dans le but de concevoir des antennes miniatures et reconfigurables à travers l'ajustement des paramètres dont dépend l'impédance de surface du graphène.

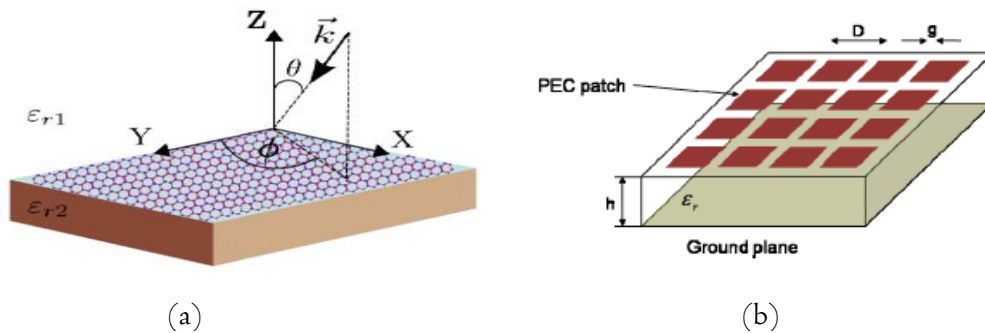


Figure 4. 17. (a) surface à haute impédance à base de graphène, (b) surface à haute impédance à base de métal parfait

4.5.1. Structure étudiée et formulation

Selon la figure 4.18, la structure étudiée est formée d'une feuille de graphène déposée sur un substrat de permittivité relative $\epsilon_r = 3.9$. Nous considérons une antenne de longueur l placée à une certaine hauteur notée d . Notons ici que l'antenne est formée d'un métal

parfait. La structure totale est placée dans un guide d'ondes à parois métalliques. Le guide est considéré infini de part et d'autre de la surface de discontinuité.

La figure 4.19 représente le modèle du circuit équivalent relatif à cette structure. La source d'excitation localisée est représentée par E_0 . Les opérateurs \widehat{Y}_{oc} , \widehat{Y}_s , \widehat{Y}_{d1} et \widehat{Y}_{d2} représentent respectivement l'admittance du circuit ouvert, l'admittance de surface du graphène, l'admittance du substrat diélectrique et enfin l'admittance de la partie séparant le dipôle et le substrat.

La base modale du guide d'ondes utilisé est représentée par les fonctions $f_{mn}^{TE, TM}$, où m et n sont des entiers (Annexe I).

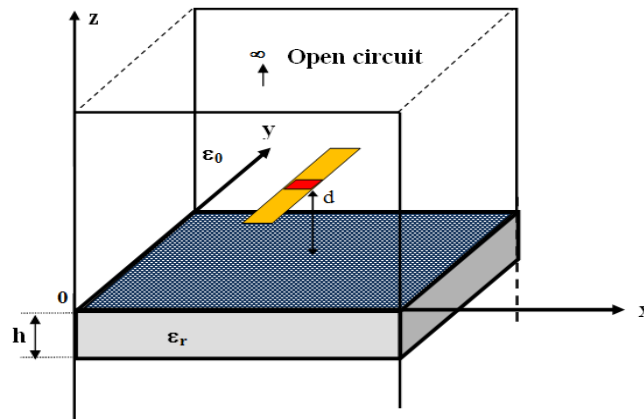


Figure 4.18. Structure globale de l'antenne.

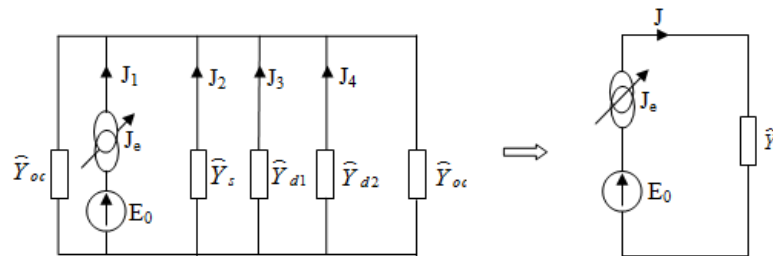


Figure 4.19. Schéma électrique équivalent correspondant à la structure globale de l'antenne.

L'environnement de la discontinuité est représenté par l'opérateur admittance totale \widehat{Y} tel que:

$$\widehat{Y} = 2\widehat{Y}_{oc} + \widehat{Y}_s + \widehat{Y}_{d1} + \widehat{Y}_{d2} \quad (4.32)$$

Le dipôle est excité à son centre par une source de tension localisée avec une amplitude égale à $1V$.

J_e présente une source virtuelle de courant définie uniquement sur le domaine métallique du dipôle. Cette densité du courant peut être exprimée comme étant une série de

fonctions test g_p pondérées par des coefficients inconnus x_p ($p=1,2,\dots,N$), où N est le nombre de fonctions test utilisées.

$$J_e = \sum x_p g_p \quad (4.33)$$

En appliquant la loi d'Ohm et les lois de Kirchhoff sur le circuit de la figure 4.19, nous pouvons écrire le système d'équations suivant:

$$\begin{cases} J = J_e \\ E_e = \widehat{Y}^{-1} J_e + \widehat{Z}_s J_e - E_0 \end{cases} \quad (4.34)$$

Le courant J est défini en utilisant les fonctions de modes pondérées par les coefficients inconnus I_m :

$$J_m = \sum I_m f_m \quad (4.35)$$

Par application de la méthode de Galerkin et en suivant la même démarche que dans la section précédente, le système d'équations (4.34) peut être simplifié sous la forme matricielle suivante:

$$\begin{pmatrix} I \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & A^T \\ -A & B \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_0 \\ X \end{pmatrix} \quad (4.36)$$

avec A et B sont respectivement le vecteur d'excitation et la matrice impédance dont ses termes généraux s'écrivent:

$$A = \langle g_p, f_0 \rangle \quad (4.37)$$

$$B = \langle g_q, \widehat{Y}^{-1} g_p \rangle + Z_s \langle g_q, g_p \rangle \quad (4.38)$$

La résolution du système d'équations ainsi obtenu permet de déterminer l'impédance d'entrée de l'antenne.

$$Z_{in} = \frac{1}{A^T B^{-1} A} \quad (4.39)$$

Ceci permet de déduire par la suite les pondérations du courant x_p , la densité du courant J , les paramètres S de l'antenne et la distribution du champ électrique rayonné.

4.5.2. Résultats numériques

Nous présentons dans cette section quelques résultats obtenus pour une antenne de longueur $l=13.5\text{mm}$ et une HIS à base de graphène carré de côté $L=23.5\mu\text{m}$. Le substrat utilisé a une permittivité relative $\epsilon_r = 3.9$.

Pour un objet de validation, nous avons représenté dans la figure 4.20 la variation du coefficient de réflexion $|S_{11}|$ en fonction de la fréquence. Nous avons superposé notre résultat obtenu par application de la MoM-GEC à celui publié dans [79] en utilisant le simulateur CST. Notons que ce résultat est obtenu pour une partie réelle de l'impédance de surface $R_s = 550\Omega$. Le résultat ainsi obtenu en utilisant la méthode MoM-GEC est en accord avec celle publiée dans la littérature.

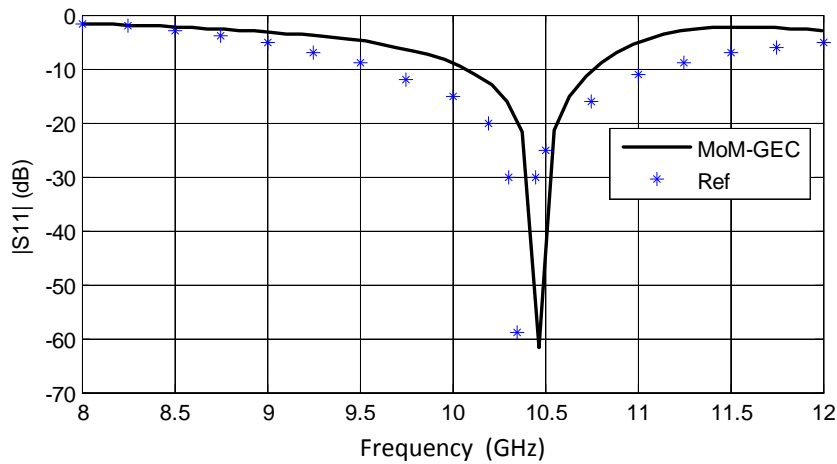


Figure 4. 20. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence, comparaison de résultat obtenu par la MoM-GEC et celui obtenu dans [79].

De même, Nous avons tracé dans la figure 4.21 la variation de l'impédance d'entrée de l'antenne en fonction de la fréquence. Il est à noter que la résonance est obtenue pour une fréquence proche de 10.5THz avec un coefficient de réflexion de l'ordre de -60dB, ce qui prouve la bonne adaptation de l'antenne.

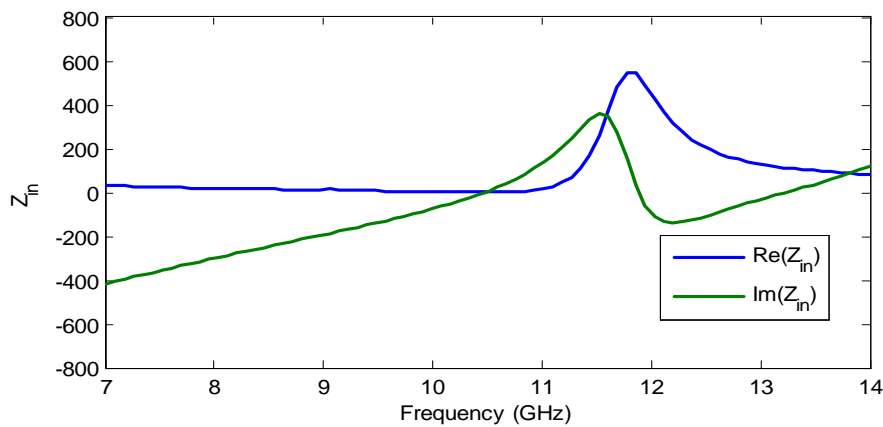


Figure 4. 21. Impédance d'entrée en fonction de la fréquence pour une antenne classique en présence d'un HIS à base de graphène.

Toujours dans le contexte de validation, nous avons présenté la distribution du courant et celle du champ électrique dans le plan de discontinuité sur la figure 4.22. Nous notons que la fréquence de fonctionnement est fixée à la valeur $f = 10.5\text{GHz}$. Les conditions aux limites sont bien vérifiées. En effet, le courant est défini sur toute la partie métallique et il s'annule dans les extrémités de l'antenne. La distribution du courant prend une forme d'un demi-sinusoïde pour une longueur $l = 13.5\text{mm}$, ce qui correspond à une antenne $\lambda/2$. Le champ électrique est maximum au centre et aux extrémités de l'antenne et il est nul sur la partie métallique.

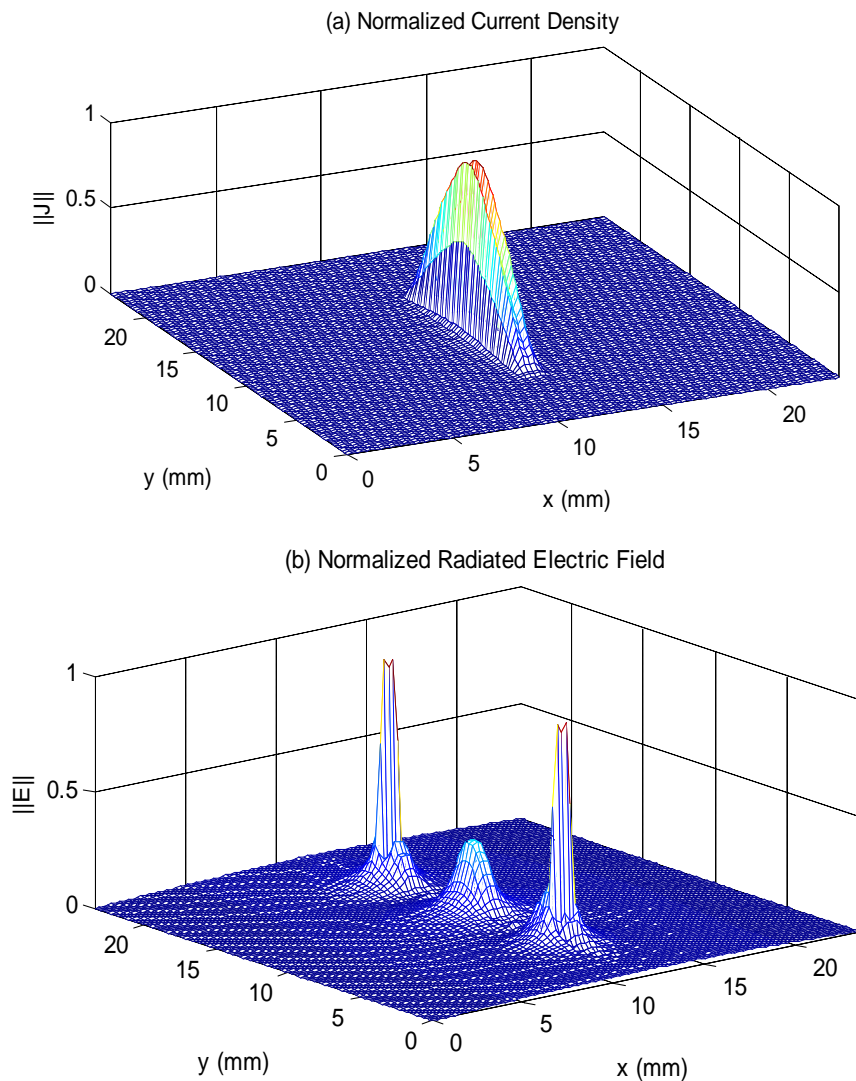


Figure 4. 22. (a) Densité du courant dans le plan de discontinuité, (b) Distribution du champ électrique dans le plan de discontinuité.

Des travaux expérimentaux ont montré que dans le cas d'absence de tension de polarisation appliquée sur la surface de graphène, la partie réelle de l'impédance de surface est de l'ordre de $R_s = 950\Omega$ [80, 81]. Ainsi, cette valeur diminue dans le cas où la valeur de la tension appliquée augmente. Dans la figure 4.23, nous avons présenté la variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de R_s . La meilleure valeur du coefficient de réflexion est obtenue pour $R_s = 550\Omega$. Nous pouvons également constater que, la fréquence de résonance peut être ajustée en optimisant la tension de polarisation appliquée. En effet, la résonance se déplace vers les hautes fréquences, si la tension de polarisation appliquée augmente.

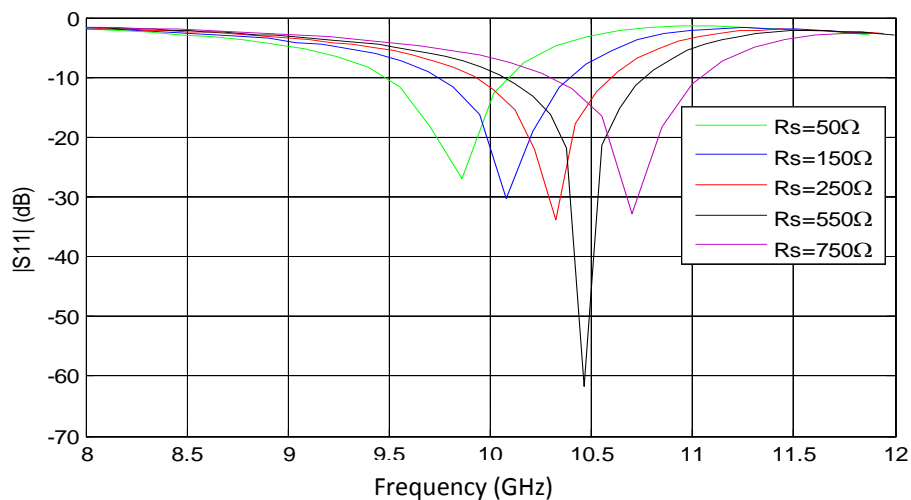


Figure 4. 23. Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de R_s .

4.6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons proposé une formulation rigoureuse basée sur la méthode des moments combinée à la méthode des circuits équivalents généralisés pour l'étude d'un réseau d'antennes à base de nanorubans de graphène. Les effets quantiques dans le graphène sont pris en compte dans notre formulation à travers une conductivité de surface découlant du formalisme de "Kubo". Cette formulation d'abord validée donne des solutions efficaces et précises. Une comparaison a été faite avec une antenne classique de mêmes dimensions. Nous avons constaté que grâce à l'excès de l'inductance cinétique de graphène, une antenne à base de nanorubans de graphène donne les mêmes caractéristiques qu'une antenne classique avec l'avantage de pouvoir travailler en hautes fréquences (dans la bande THz). Les antennes à base de GNR sont des structures très résistives ce qui pose un problème d'adaptation. Pour résoudre ce problème, nous avons

appliqué notre formulation dans le but d'étudier un réseau d'antennes. Nous avons constaté qu'on a besoin seulement de cinq antennes à base de GNR pour remédier au problème d'adaptation. De même nous avons montré qu'un réseau d'antennes à base de GNR permet d'obtenir le champ lointain pour des distances très faibles par rapport aux antennes classiques favorisant ainsi les communications courtes distances. D'autre part, grâce à son haute impédance de surface, le graphène peut être considéré comme surface à haute impédance naturelle. Les résultats obtenus montrent qu'une surface à haute impédance à base de graphène permet de concevoir une antenne reconfigurable et ceci par ajustement de la valeur de la tension de polarisation appliquée.

Conclusion et Perspectives

La limite de miniaturisation est imposée par les limitations intrinsèques des matériaux existants, notamment le silicium. Pour franchir cette limite, plusieurs laboratoires de recherche à travers le monde ont mené des études explorant de nouveaux nanomatériaux. Parmi ces nanomatériaux, nous nous sommes intéressés à ceux composés uniquement par l'atome de carbone: les nanotubes de carbone et les nanorubans de graphène. Par ailleurs, les propriétés exceptionnelles de ces deux derniers permettent d'envisager plusieurs applications dans la bande de fréquence allant de quelques dizaines de GHz vers quelques THz. En particulier, ces nouveaux matériaux permettent de concevoir des nano-antennes jusqu'à 100 fois plus miniatures que les plus petites antennes actuelles. Ces antennes ont la particularité de transmettre les données à très hautes vitesses (plusieurs centaines de gigabits par seconde) sur des distances de quelques millimètres et avec une faible consommation d'énergie. C'est dans ce contexte que cette thèse a été élaborée. Nos travaux de recherche ont donc porté sur la modélisation des nano-antennes à base de nanotubes de carbone et de graphène.

Une première partie de nos travaux a été dédiée à l'étude des propriétés physiques exceptionnelles des nanotubes de carbone et de graphène comme nouveaux matériaux pour les télécommunications. Une étude de la structure cristallographique de graphène est indispensable pour la détermination des relations de dispersion relatives à ces nanomatériaux. Les structures des bandes d'énergies ainsi déduites à partir de ces relations de dispersion permettent de discuter le double comportement métallique et semi-conducteur caractérisant ces nanomatériaux. Par conséquent, ce double comportement motive les scientifiques à exploiter ces nanomatériaux pour concevoir des nano-dispositifs en hyperfréquence, notamment les nano-antennes.

La seconde partie de nos travaux a porté sur l'étude d'une antenne à base de nanotube de carbone rayonnant dans l'espace libre. Cette étude nécessite le développement des méthodes et des outils de modélisation appropriés. Nous avons proposé dans le deuxième chapitre de formuler le problème en se basant sur la théorie des lignes de transmission. Nous avons appliqué tout d'abord le modèle de fluide d'électrons pour déterminer les grandeurs physiques de la ligne. En effet, ce modèle suggère que le mouvement collectif des porteurs de charge ainsi perturbés peut être modélisé comme étant le mouvement d'un fluide chargé. Par ailleurs, ce mouvement obéit à la loi de conservation de la quantité de mouvement. Ceci permet de représenter un nanotube de carbone par un circuit électrique comportant en série: la capacité quantique, l'inductance cinétique et la résistance quantique. Ce sont ces grandeurs physiques qui modélisent les effets quantiques dans le nanotube de carbone. Ensuite, par application de la théorie des lignes de transmission, nous avons déterminé la distribution du courant et les propriétés de rayonnement de l'antenne considérée.

Dans le troisième chapitre, nous avons proposé d'étudier les performances d'une antenne à base de nanotubes de carbone en se basant sur une formulation intégrale. Dans ce modèle, les effets quantiques sont considérés via une conductivité dynamique déduite de l'équation de transport de Boltzmann. Les résultats numériques montrent un bon accord avec la méthode des lignes de transmission. En plus, nous avons fait preuve que grâce à son excès d'inductance cinétique, une antenne à base de CNT génère les mêmes performances qu'une antenne classique de longueur 100 fois plus grande, avec la possibilité de travailler en hautes fréquences. Cependant, ces résultats montrent que les antennes à base de nanotubes de carbone présentent une haute impédance d'entrée. Ceci nous a conduit à proposer l'étude d'un réseau d'antennes. Ainsi, nous avons développé une formulation générale permettant de décrire rigoureusement le phénomène de couplage entre des antennes à base de nanotubes de carbone. Cette formulation est basée sur un système d'équations intégrales modélisant toutes les interactions possibles entre les éléments du réseau. Suivant la distance de couplage, la formulation intégrale ainsi proposée est comparée à la méthode de facteur de réseau ou à celle de la conductivité

effective. La méthode intégrale était la seule qui a pu décrire rigoureusement le phénomène de couplage quel que soit la distance inter-éléments.

Malgré tous ses avantages, les nanotubes de carbone présentent des contraintes technologiques majeures gênant leur exploitation. En effet, la fabrication des nanotubes de carbones et leur insertion en grand nombre sur une puce électronique s'avèrent très complexe. C'est pour cette raison que les scientifiques ont cherché d'autres matériaux de même caractéristiques que les nanotubes de carbone mais en technologie planaire. Ceci nous a conduit à proposer l'étude des antennes planaires à base de graphène. En effet, dans le quatrième chapitre, nous avons développé une formulation rigoureuse basée sur la MoM-GEC pour l'étude d'un réseau d'antennes à base de nanorubans de graphène. Cette formulation est d'abord validée dans le cas d'une seule antenne. Ensuite nous avons évoqué le phénomène de couplage tout en étudiant les paramètres qui influencent les performances du réseau. De même, nous avons montré qu'un réseau d'antennes à base de GNR permet d'obtenir le champ lointain pour des distances très faibles par rapport aux antennes classiques. Ceci favorise les communications courtes distances. Ces nouvelles antennes pourraient être exploitées pour améliorer la communication entre les différents composants, citons l'exemple de transfert des données entre le micro-processeur et la mémoire dans les Smartphones ou dans les ordinateurs. Elles pourraient encore servir comme dispositifs de communication avec les nano-capteurs sans fils, comme dans le cas des systèmes RFID.

Tout au long de ce travail, les effets quantiques dans ces nanomatériaux sont considérés d'une façon moyenne à travers une impédance de surface. Comme perspective de ce travail, nous proposons d'étudier la réponse de ce type d'antennes d'une façon plus rigoureuse. Notre idée consiste à diviser notre domaine d'étude en deux domaines complémentaires:

- Le premier domaine représente la partie intérieure du nanoruban où s'effectue le phénomène de transport. Ce domaine est gouverné par les lois de la mécanique

quantique. Ainsi, le comportement des électrons est régi par l'équation de Schrödinger.

- Le deuxième domaine représente la partie extérieure du nanoruban où se produisent les perturbations électromagnétiques (les sources d'excitation) et le phénomène de rayonnement. Ce domaine est gouverné par les lois de l'électromagnétisme, notamment les équations de Maxwell.

Il s'agit de coupler l'équation de Schrödinger aux équations de Maxwell pour pouvoir considérer correctement les effets quantiques. Le schéma de principe est décrit dans la figure 5.I.

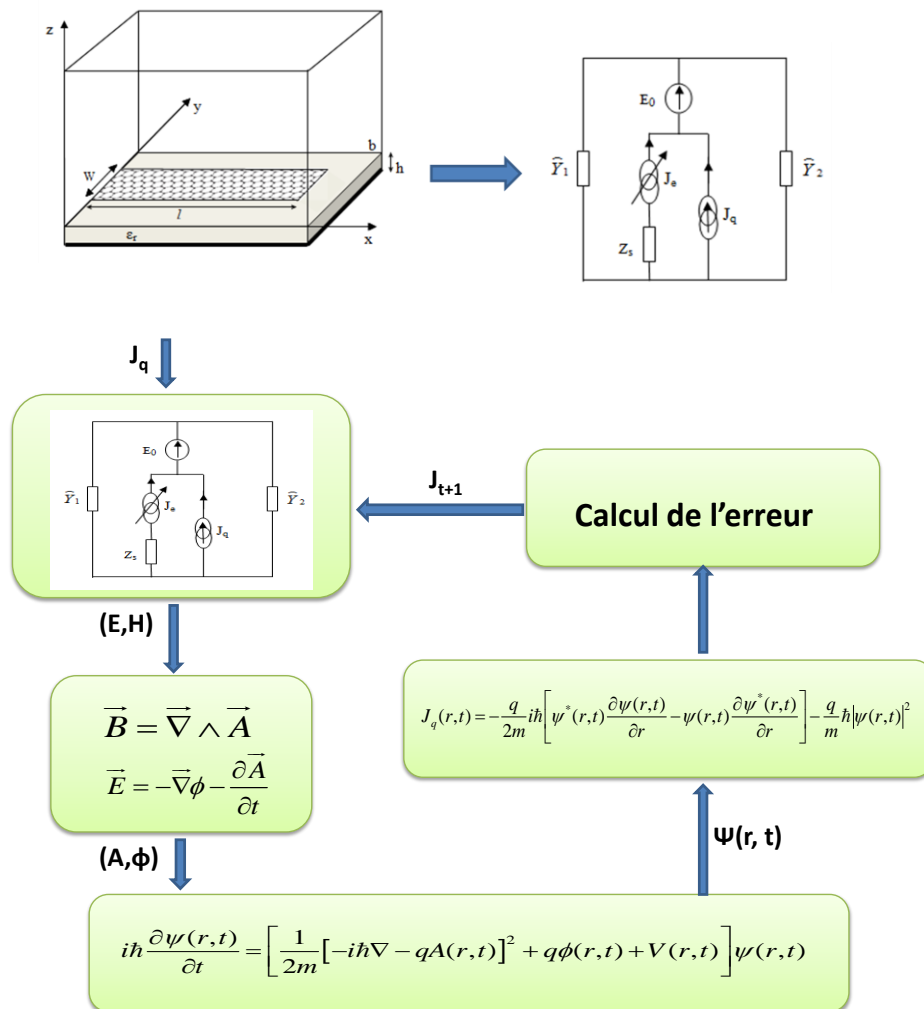


Figure 5. I. Schéma de principe de couplage de l'équation de Schrödinger aux équations de Maxwell pour l'étude d'une antenne à base de nanoruban de graphène

Bibliographie

- [1] H.W. Kroto, J.R. Heath, S.C. O'Brien, R.F. Curl, et R.E. Smalley, "C₆₀: Buckminsterfullerene," *Nature*, vol. 318, no.6042, p. 162-163, Nov. 1985.
- [2] R.F. Curl, "Dawn of the fullerenes: experiment and conjecture," *Reviews of Modern Physics*, vol. 69, no.3, p. 691, Juil. 1997.
- [3] H. Kroto, "Symmetry, space, stars and C₆₀," *Reviews of Modern Physics*, vol. 69, no.3, p. 703, Juil. 1997.
- [4] R.E. Smalley, "Discovering the fullerenes," *Reviews of Modern Physics*, vol. 69, no.3, p. 723, Juil. 1997.
- [5] S. Iijima, "Helical microtubules of graphitic carbon," *Nature*, vol. 354, no.6348, p. 56-58, Nov. 1991.
- [6] K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S.V. Dubonos, I.V. Grigorieva, et A.A. Firsov, "Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films," *Science*, vol. 306, no.5696, p. 666-669, Oct. 2004.
- [7] Peierls, Rudolf. "Quelques propriétés typiques des corps solides." *Annales de l'institut Henri Poincaré*. Vol. 5. No. 3. 1935.
- [8] L.D. Landau et E. Lifshitz, "Statistical Physics", Third Edition, Part I: Volume 5, Butterworth-Heinemann, 1980.
- [9] N.D. Mermin, "Crystalline Order in Two Dimensions," *Physical Review*, vol. 176, no.1, p. 250, Déc. 1968.
- [10] Wang, Yue, et al. "Electromagnetic performance of single walled carbon nanotube bundles", *Microwave Conference, 2009. APMC 2009. Asia Pacific. IEEE, 2009*.
- [11] R. Saito, G. Dresselhaus, and M. S. Dresselhaus, "Physical Properties of Carbon Nanotubes", Imperial College Press, London, UK, 2003.
- [12] R.S. Ruoff, D. Qian, and W.K. Liu, "Mechanical properties of carbon nanotubes: Theoretical predictions and experimental measurements", *Comptes Rendus Physique*, vol. 4, no 9, p. 993-1008, 2003
- [13] J. Hone, M. Whitney, C. Piskoti, and A. Zettl. Thermal conductivity of single-walled carbon nanotubes. *Phys. Rev. B*, 59 :2514, 1999.
- [14] S. Berber, Y.-K. Kwon, and D. Tomanek, "Unusually high thermal conductivity of carbon nanotubes", *Phys. Rev. Lett.*, 84 :4613, 2000.
- [15] P.J.F. Harris, "Carbon nanotube composites", *Int. Mater. Rev.*, 49 :31, 2004.
- [16] J. C. Charlier, X. Blase, and S. Roche, "Electronic and transport properties of nanotubes", *Reviews of Modern Physics*, Vol. 79, 677, Apr.–Jun. 2007.
- [17] Z. Yao, C.L. Kane, and C. Dekker, "High field electrical transport in single-wall carbon nanotubes", *Phys. Rev. Lett.*, 84 :2941, 2000.
- [18] A. Javey, J. Guo, Q. Wang, M. Lundstrom, and H. Dai. "Ballistic carbon nanotube field-effect transistors". *Nature*, 424 :654, 2003.

- [19] O'connell, Michael J. , "Carbon nanotubes: properties and applications". CRC press, 2006.
- [20] Hanson, G. W., "Fundamental transmitting properties of carbon nanotubes antennas," IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 53, No. 11, 3426–3435, Washington, DC, Jul. 2–3, 2005.
- [21] Hao, Jin, and George W. Hanson. "Electromagnetic scattering from finite-length metallic carbon nanotubes in the lower IR bands." *Physical Review B* 74.3 (2006): 035119.
- [22] Hamada, Noriaki, Shin-ichi Sawada, and Atsushi Oshiyama. "New one-dimensional conductors: graphitic microtubules." *Physical Review Letters* 68.10 (1992): 1579.
- [23] Dunlap, Brett I. "Connecting carbon tubules." *Physical Review B* 46.3 (1992): 1933.
- [24] A. H. Castro Neto, F. Guinea, N. M. R. Peres, K. S. Novoselov et A. K. Geim. The electronic properties of graphene. *Rev. Mod. Phys.*, vol. 81, no. 1, pages 109_162, Jan 2009.
- [25] J.-C. Charlier. "Propriétés électroniques des nanotubes de carbone". Cours Ecole Nanotube Aussois (Mai 2003).
- [26] Wildoer, Venerme, Rinzler, Smalley et Dekler. *Nature*, **391** :59 (1998).
- [27] M.P. Anantram and F. Leonard. "Physics of carbon nanotube electronic devices". *Rep. Prog. Phys.*, 69 :507, 2006.
- [28] KAN, Erjun, YANG, Jinlong, et LI, Zhenyu. "Graphene nanoribbons: geometric, electronic, and magnetic Properties". INTECH Open Access Publisher, 2011.
- [29] Katsunori Wakabayashi, Ken ichi Sasaki, Takeshi Nakanishi et Toshiaki Enoki. "Electronic states of graphene nanoribbons and analytical solutions". *Science and Technology of Advanced Materials*, vol. 11, no. 5, 2010.
- [30] Huaixiu Zheng, Z. F.Wang, Tao Luo, Q. W. Shi et Jie Chen. Analytical study of electronic structure in armchair graphene nanoribbons. *Phys. Rev. B*, vol. 75, no. 16, page 165414, Apr 2007.
- [31] Alessandro Cresti, Norbert Nemeč, Blanca Biel, Gabriel Niebler, Francois Triozon, Gianarelio Cuniberti et Stephan Roche. Charge transport in disordered graphene-based low dimensional materials. *Nano Research*, vol. 1, pages 361_394, 2008. 10.1007/s12274-008-8043-2.
- [32] D. Gunlycke et C. T. White. Tight-binding energy dispersions of armchair-edge graphene nanostrips. *Phys. Rev. B*, vol. 77, no. 11, page 115116, Mar 2008.
- [33] Katsunori Wakabayashi, Ken ichi Sasaki, Takeshi Nakanishi et Toshiaki Enoki. Electronic states of graphene nanoribbons and analytical solutions. *Science and Technology of Advanced Materials*, vol. 11, no. 5, page 054504, 2010.
- [34] P.J. Burke, "A technique to directly excite luttinger liquid collective modes in carbon nanotubes at GHz frequencies," *cont-mat/0204262*, April 2002.
- [35] Attiya, A. M., "Lower frequency limit of carbon nanotube antenna," *Progress In Electromagnetics Research*, Vol. 94, 419–433, 2009.
- [36] Huang, Y., W.-Y. Yin, and Q. H. Liu, "Performance prediction of carbon nanotube bundle dipole antennas," *IEEE Trans. Nanotechnol.*, Vol. 7, No. 3, 331–337, May 2008.
- [37] Lan, Y., B. Zeng, H. Zhang, B. Chen, and Z. Yang, "Simulation of carbon nanotube THz antenna arrays," *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, Vol. 27, No. 6, 871–877, Jun. 2006.

- [38] Wang, Y., Q. Wu, W. Shi, X. He, X. Sun, and T. Gui, "Radiation properties of carbon nanotubes antenna at terahertz/infrared range," *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, Vol. 29, No. 1, 35–42, 2008.
- [39] W. L. Stutzman, and G. A. Thiele, "Antenna theory and design". John Wiley & Sons, 2012.
- [40] M. Dragoman, A. A. Muller, D. Dragoman, F. Coccetti, and R. Plana, "Terahertz antenna based on graphene," *J. Appl. Phys.*, vol. 107, no. 10, pp.104313, 2010.
- [41] G. Lovat, P. Burghignoli, and R. Araneo, "Low-frequency dominant mode propagation in spatially-dispersive graphene nano-waveguides," *IEEE Trans. Electromagnetic Comp.*, vol. 55, n. 2, pp. 328-333, April 2013.
- [42] I. Llatser, Kremers, C. Chigrin, D. N. Jornet, J. M. Lemme, M. C. Cabellos-Aparicio, A., & Alarcón, E. (2012, March). "Characterization of graphene-based nano-antennas in the terahertz band". In *Antennas and Propagation (EUCAP), 2012 6th European Conference on* (pp. 194-198). IEEE.
- [43] Jornet, J. M., & Akyildiz, I. F. (2010, April). Graphene-based nano-antennas for electromagnetic nanocommunications in the terahertz band. In *Antennas and Propagation (EuCAP), 2010 Proceedings of the Fourth European Conference on* (pp. 1-5). IEEE.
- [44] J.F. Davis, M. Bronikowski, "High-Q Mechanical Resonator Arrays Based on Carbon Nanotubes", *nanotechnology*, 2003, Vol. 2, p 635- 638.
- [45] V.Sazonova, Y.I Yaish, "A tunable carbon nanotube electromechanical oscillator", *Nature* 431,2004, p 284-287.
- [46] BEGLIARBEKOV, Milan, STRAUF, Stefan, et al. "Quantum inductance and high frequency oscillators in graphene nanoribbons". *Nanotechnology*, 2011, vol. 22, no 16, p. 165203.
- [47] Jia Chen, C. Klinke, A. Afzali, K. Chan, et P. Avouris, "Self-aligned carbon nanotube transistors with novel chemical doping," *IEDM Technical Digest. IEEE International Electron Devices Meeting, 2004.*, San Francisco, CA, USA: , p. 695-698.
- [48] A. Javey, H. Kim, M. Brink, Q. Wang, A. Ural, J. Guo, P. McIntyre, P. McEuen, M. Lundstrom, et H. Dai, "High- κ dielectrics for advanced carbonnanotube transistors and logic gates," *Nat Mater*, vol. 1, Déc. 2002, p. 241-246.
- [49] Y. Lin, J. Appenzeller, et P. Avouris, "Novel structures enabling bulk switching in carbon nanotube FETs," *Device Research Conference, 2004. 62nd DRC. Conference Digest [Late News Papers volume included]*, 2004, p. 133-134 vol.1.
- [50] Nan Meng, et al. "Fabrication and characterization of an epitaxial graphene nanoribbon-based field-effect transistor." *Electron Devices, IEEE Transactions on* 58.6 (2011): 1594-1596.
- [51] P.J. Burke, "An RF circuit model for carbon nanotubes", *IEEE Trans. Nanotechnol.* 2, 2003, p 55-58.
- [52] L.M. Jonsson, S. Axelsson, "High frequency properties of a NTC based relay", *Nanotechnology*, Vol. 15, 11, 2004 , p 1497-1502.
- [53] H. M. Manohara, E. W. Wong, "Carbon Nanotube Schottky Diodes Using Ti_Schottky and Pt_Ohmic Contacts for High Frequency Applications", *Nano Lett.*, 5, 2005, p 1469 -1474.
- [54] S. Li, Z. Yu, P. J. Burke, "Carbon Nanotube Transistor : Operation at 2.6 GHz", *Nano Letters* 4,2004, p 753-756.

- [55] C. Bordas, « optimisation technologique de commutateurs MEMS-RF capacitifs à tenue en puissance améliorée – Application à l’élaboration d’un synthétiseur d’impédances MEMS en bande k », 2008, Université de Toulouse, LAAS-CNRS.
- [56] G. Miano and F. Villone, “An integral formulation for the electrodynamics of metallic carbon nanotubes based on a fluid model,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 54, no. 10, pp. 2713–2724, Oct. 2006.
- [57] P. J. Burke, L. Shengdong, et YU, Zhen. "Quantitative theory of nanowire and nanotube antenna performance". *Nanotechnology, IEEE Transactions on*, 2006, vol. 5, no 4, p. 314-334.
- [58] P. J. Burke, Carbon nanotube devices for GHz to THz applications. In :Optics East. International Society for Optics and Photonics, 2004. p. 52-61.
- [59] C. A. Balanis, *Antenna Theory: Analysis and Design*, 2nd ed. New York: Wiley, 1997.
- [60] V. Barrera-Figueroa, J. Sosa-Pedroza, J. López-Bonilla "Simplification of Pocklington’s integral equation for arbitrary bent thin wires", SEPI-ESIME-Zacatenco, Instituto Politécnico Nacional, Edif. Z-4, 3er. Piso, Col. Lindavista, CP 07738 México DF, 2006.
- [61] Ren, L., Q. Zhang, S. Nanot, I. Kawayama, M. Tonouchi, and J. Kono, “Terahertz dynamics of quantum-confined electrons in carbon nanomaterials,” *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, Vol. 33, 846–860, 2012.
- [62] Nefedov, I. S., “Effects of electromagnetic interaction in periodic arrays of single-wall metallic carbon nanotubes,” *Materials Physics and Mechanics*, Vol. 13, 1–8, 2012.
- [63] Schelkunoff, S. A. and H. T. Friis, *Antennas Theory and Practice*, Wiley, New York, 1952.
- [64] Kelley, D. F. and W. L. Stutzman, “Array antenna pattern modeling methods that include mutual coupling effects,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 41, No. 12, 1625–1632, Dec. 1993.
- [65] Orfanidis, S. J., *Electromagnetic Waves and Antennas*, The MathWorks, Inc., ISBN: 0130938556.
- [66] D’Amore, M., M. S. Sarto, and A. G. D’Aloia, “Skin-effect modeling of carbon nanotube bundles: The high-frequency effective impedance,” *2010 IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC)*, 847–852, 2010, ISSN: 978-1-4244-6305-3.
- [67] Kadhom, M. J., J. S. Aziz, and R. S. Fyath, “Performance prediction of carbon nano tube dipole antenna using the complex permittivity approach,” *Journal of Emerging Trends in Computing and Information Sciences*, Vol. 3, No. 12, 1586–1605, Dec. 2012.
- [68] Duroc, Y., “Ultra-wideband antenna arrays: Systems with transfer function and impulse response,” *Progress In Electromagnetics Research M*, Vol. 34, 117–123, 2014.
- [69] T. Aguilí, "Modélisation des composants S. H. F planaires par la méthode des circuits équivalents généralisés" Thesis, National Engineering School of Tunis ENIT, May 2000.
- [70] T. BenSalah and T. Aguilí "Software Implementation of a New Multi-scale Method for Fractal-shaped Structures' Diffraction Analysis", *PIERS Proceedings*, 836 - 840, July 2-6, Cambridge, USA 2008.
- [71] C. Larbi, T. BenSalah, T. Aguilí, A. Bouallegue and H. Baudrand “Study of electromagnetic waves diffraction by bi-dimensional fractal structures using the renormalization method”, *AUE*, July 2008.

- [72] B. Hamdi, T. Aguil, N. Raveu, H. Baudrand, "Calculation of the Mutual Coupling Parameters and Their Effects in 1-D Planar Almost Periodic Structures". *Progress In Electromagnetics Research B*, 59, 269-289, 2014.
- [73] M. Hajji, S. Mendil and T. Aguil, "A new hybrid MoM-GEC asymptotic method for electromagnetic scattering computation In waveguides". *Progress In Electromagnetics Research B*, 61, 197-210, 2014.
- [74] M. Hajji, B. Hamdi, and T. Aguil. "A new formulation of multiscale method based on modal integral operators." *Journal of Electromagnetic Waves and Applications* ahead-of-print (2015): 1-24.
- [75] H. Baudrand, and D. Bajan, "Equivalent circuit representation for integral formulations of electromagnetic problems," *International Journal of Numerical Modelling- Electronic*.
- [76] M.Y. Han, Ö. Barbaros, Y. Zhang, P. Kim, Energy band-gap engineering of graphene nanoribbons, *Phys. Rev. Lett.* 98 (2007) 206805.
- [77] S.A. Mikhailov, K. Ziegler, New electromagnetic mode in graphene, *Phys. Rev.Lett.* 99 (2007) 016803.
- [78] J. Perruisseau-Carrier et al. "Graphene antennas: Can integration and reconfigurability compensate for the loss?." *Microwave Conference (EuMC), 2013 European*. IEEE, 2013.
- [79] M. Aldrigo, M. Dragoman, A. Costanzo, & D. Dragoman, "Graphene as a high impedance surface for ultra-wideband electromagnetic waves". *Journal of Applied Physics*, 114. 18 (2013): 184308.
- [80] H. S. Skulason, H. V. Nguyen, A. Guermoune, V. Sridharan, M. Siaj, C. Caloz, and T. Szkopek, "110 GHz measurement of large-area graphene integrated in low-loss microwave structures," *Appl. Phys. Lett.* 99, 153504 (2011).
- [81] J. S. Gomez-Diaz, J. Perruisseau-Carrier, P. Sharma, and A. Ionescu, "Non-contact characterization of graphene surface impedance at micro and millimeter waves," *J. Appl. Phys.* 111, 114908 (2012).

Annexe I

Les bases modales

AI.1. Guide EEEE

$$TE_{m \neq 0, n \neq 0} = \begin{cases} \frac{\frac{n}{b}}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \sqrt{\frac{4}{ab}} \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \\ \frac{-\frac{m}{a}}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \sqrt{\frac{4}{ab}} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \end{cases}$$

$$TE_{0, n \neq 0} = \begin{cases} \sqrt{\frac{2}{ab}} \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \\ 0 \end{cases}$$

$$TE_{m \neq 0, 0} = \begin{cases} 0 \\ -\sqrt{\frac{2}{ab}} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \end{cases}$$

Les modes $TM_{0,n}$ et $TM_{m,0}$ n'existent pas.

$$TM_{m \neq 0, n \neq 0} = \begin{cases} \frac{-\frac{m}{a}}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \sqrt{\frac{4}{ab}} \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \\ \frac{-\frac{n}{b}}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \sqrt{\frac{4}{ab}} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \end{cases}$$

AI.2. Guide MMMM

Les modes $TE_{0,n}$ et $TE_{m,0}$ n'existent pas.

$$TE_{m \neq 0, n \neq 0} = \begin{cases} \frac{-\frac{n}{b}}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \sqrt{\frac{4}{ab}} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \\ \frac{\frac{m}{a}}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \sqrt{\frac{4}{ab}} \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \end{cases}$$

$$TM_{m \neq 0, n \neq 0} = \begin{cases} \frac{\frac{m}{a}}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \sqrt{\frac{4}{ab}} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \\ \frac{\frac{n}{b}}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \sqrt{\frac{4}{ab}} \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \end{cases}$$

$$TM_{0, n \neq 0} = \begin{cases} 0 \\ \sqrt{\frac{2}{ab}} \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \end{cases}$$

$$TM_{m \neq 0, 0} = \begin{cases} \sqrt{\frac{2}{ab}} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \\ 0 \end{cases}$$

A1.3. Guide EMEM

Les modes $TE_{0,n}$ n'existent pas.

$$TE_{m \neq 0, n \neq 0} = \begin{cases} \frac{\frac{n}{b}}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \sqrt{\frac{4}{ab}} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \\ \frac{\frac{m}{a}}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \sqrt{\frac{4}{ab}} \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \end{cases}$$

$$TE_{m \neq 0, 0} = \begin{cases} 0 \\ \sqrt{\frac{2}{ab}} \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \end{cases}$$

Les modes $TM_{m,0}$ n'existent pas.

$$TM_{m \neq 0, n \neq 0} = \begin{cases} \frac{\frac{m}{a}}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \sqrt{\frac{4}{ab}} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \\ \frac{\frac{n}{b}}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \sqrt{\frac{4}{ab}} \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \end{cases}$$

$$TM_{0, n \neq 0} = \begin{cases} 0 \\ -\sqrt{\frac{2}{ab}} \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \end{cases}$$

A1.4. Guide EMMM

Les modes $TE_{0,n}$ n'existent pas.

$$TE_{m \neq 0, n} = \begin{cases} \frac{-k_y}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}} \sqrt{\frac{2u}{ab}} \sin(k_x x) \cos(k_y y) \\ \frac{k_x}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}} \sqrt{\frac{2u}{ab}} \cos(k_x x) \sin(k_y y) \end{cases}$$

tel que: $\begin{cases} k_x = \frac{m\pi}{a}, & k_y = \frac{n\pi}{b} \\ u = \begin{cases} 2 & \text{si } n \neq 0 \\ 1 & \text{si } n = 0 \end{cases} \end{cases}$

$$TM_{m,n} = \begin{cases} \frac{k_x}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}} \sqrt{\frac{2u}{ab}} \sin(k_x x) \cos(k_y y) \\ \frac{k_y}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}} \sqrt{\frac{2u}{ab}} \cos(k_x x) \sin(k_y y) \end{cases}$$

A1.5. Guide MMEM

Les modes $TE_{0,n}$ n'existent pas.

$$TE_{m \neq 0, n} = \begin{cases} \frac{k_y}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}} \sqrt{\frac{2u}{ab}} \sin(k_x x) \sin(k_y y) \\ \frac{k_x}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}} \sqrt{\frac{2u}{ab}} \cos(k_x x) \cos(k_y y) \end{cases}$$

tel que: $\begin{cases} k_x = \frac{m\pi}{a}, & k_y = \frac{n\pi}{b} \\ u = \begin{cases} 2 & \text{si } n \neq 0 \\ 1 & \text{si } n = 0 \end{cases} \end{cases}$

$$TM_{m,n} = \begin{cases} \frac{-k_x}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}} \sqrt{\frac{2u}{ab}} \sin(k_x x) \sin(k_y y) \\ \frac{k_y}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}} \sqrt{\frac{2u}{ab}} \cos(k_x x) \cos(k_y y) \end{cases}$$

Annexe 2

Les impédances de modes

A.2.1 Circuit ouvert

Pour les modes TE:

$$Z_{mn}^{TE} = \frac{j\omega\mu_0}{\gamma_{mn}^2}$$

Pour les modes TM:

$$Z_{mn}^{TM} = \frac{\gamma_{mn}^2}{j\omega\mu_0}$$

avec:
$$\gamma_{mn}^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{d}\right)^2 - k^2$$

A.2.2 Circuit ouvert

Pour les modes TE:

$$Z_{mn}^{TE} = \frac{j\omega\mu_0}{\gamma_{mn}^2} \tanh(\gamma_{mn}^2 \cdot h)$$

Pour les modes TM:

$$Z_{mn}^{TM} = \frac{\gamma_{mn}^2}{j\omega\epsilon_r\epsilon_0} \tanh(\gamma_{mn} \cdot h)$$

avec:
$$\gamma_{mn}^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{d}\right)^2 - \epsilon_r k^2$$

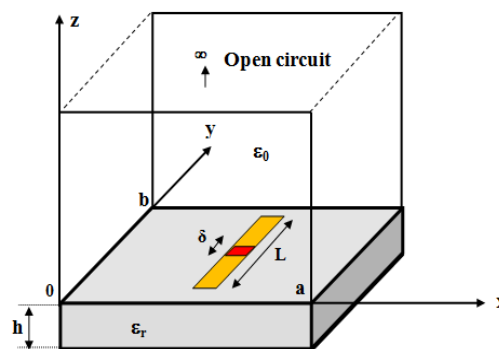


Fig. A.2. Structure globale de l'antenne.

Liste des publications

I. Revues internationales

- M. Aidi, M. Hajji, A. Ben Ammar and T. Aguilu , "Graphene Nanoribbon Antenna Modeling Based On MoM-GEC Method For Electromagnetic Nano-Communications In The Terahertz Range", Journal of Electromagnetic Waves and Applications, 2016 (accepté).
- Aidi, Mourad, and Taoufik Aguilu. "Electromagnetic Modeling of Coupled Carbon Nanotube Dipole Antennas Based on Integral Equations System." Progress In Electromagnetics Research M 40, 179-183, (2014).
- D. Omri, , M. Aidi, and T. Aguilu. "Marching-on in degree method for electromagnetic coupling analysis of carbon nanotubes (CNT) dipoles array."Journal of Electromagnetic Waves and Applications ahead-of-print (2015): 1-18.
- M. Hajji, M. Aidi, H. Krraoui and T. Aguilu, "Hybridization of generalized PO and MoM-GEC method for electromagnetic study of complex structures: application to reflect arrays", Progress In Electromagnetics Research M, 2015.
- A. Kaddouri, M. Aidi, T. Aguilu, "A New approach based on MoM-GEC Method To Mutual coupling Analysis Of Symmetric Twin Waveguides For Antenna Applications", Journal of Electromagnetic Analysis and Applications, JEMAA, 2015.
- A. Kaddouri, M. Aidi, T. Aguilu, "A New Formulation Of Open Ended Waveguide Radiating In Free Space Based On MoM-GEC Method", International Journal of Microwave and Optical Technology (accepté).

2. Conférences internationales

- A. Kaddouri, M. Aidi, T. Aguilu,"New Formulation to Study the Mutual Coupling Between Two Opened Waveguides Radiate in the Free Space",The 10th European Conference on Antennas and Propagation, EuCAP 2016 (accepté)
- M. Aidi, M. Hajji and T. Aguilu, "Graphene High Impedance Surface Modeling Based on MoM-GEC Method for Antenna Applications", Loughborough Antennas Propagation Conference (LAPC 2015), 2th 3rd November 2015.
- M. Aidi, and T. Aguilu , "Electromagnetic Modeling Of Antenna Array Based On Circular Carbon Nanotubes Bundle", The 36th Progress In Electromagnetics Research Symposium, PIERS, Prague, 2015.

- Mourad Aidi, Mohamed HAJJI and Taoufik AGUILI, “Graphene Nanoribbon Modeling Based On MoM-GEC Method For Antenna Applications In The Terahertz Range”, World Symposium on Mechatronics Engineering & Applied Physics, IEEE-WSMEAP’ 2015 Conference, Sousse, 11 th to 13 th June 2015.
- Mohamed HAJJI, Mourad Aidi and Taoufik AGUILI, “Modeling of Reactive Impedance Surface’s Diffraction with Application of MoM-GEC Method”, World Symposium on Mechatronics Engineering & Applied Physics, IEEE-WSMEAP’ 2015 Conference, Sousse, 11 th to 13 th June 2015.
- Mourad AIDI, Taoufik AGUILI, "Performance Prediction of coupled Carbon Nanotubes Dipole Antennas", IEEE Confernece on Electromagnetic Field Computation CEFC, May, 2014.
- Dorsaf Omri, Mourad Aidi and Taoufik Aguli, " Transient response of coupled wire antennas using the Electric Field Integral Equation with Laguerre Polynomials as temporal basis functions", IEEE International Conference on Ultra-wideband, Paris, September 2014.

3. Conférences Nationales

- Mourad AIDI, Taoufik AGUILI, “Performance prediction of coupled carbon nanotube dipole antennas using the integral method”, les premières journées doctorales JDEPT’15, L’école polytechnique de Tunisie, La Marsa, 22th & 23th Avril 2015.
- Mourad AIDI, Taoufik AGUILI, “Modeling of a Straight Carbon Nanotubes antenna: Comparison of electromagnetic Approach and Transmission Line Model”, International Conference on Information Processing and Wireless Systems (IP-WiS), March 2013.

Avec l'apparition des nanomatériaux carbonés, notamment les nanotubes de carbone et le graphène, la nanotechnologie a connu un véritable essor permettant de remédier aux limitations intrinsèques de silicium. Par ailleurs, les propriétés exceptionnelles de ces nanostructures permettent d'envisager plusieurs applications dans la bande TéraHertz, en particulier les nano-antennes. Toutefois, afin de pouvoir bien évoquer cette nouvelle technologie, nous devons inévitablement mettre en place des modèles physiques et des outils numériques spécifiques aux caractères uniques de ces nouveaux matériaux. En effet, la première partie de ce manuscrit est dédiée au développement d'un modèle électromagnétique basé sur des équations integro-différentielles permettant de prédire la réponse des antennes à base de nanotubes de carbone rayonnant dans l'espace libre. Le phénomène de couplage est évoqué tout en montrant les limitations des approches existantes. Par la suite une partie considérable de ce travail a été consacrée à l'étude des antennes planaires à base de nanorubans de graphène. Nous avons proposé une formulation générale basée sur la MoM-GEC pour modéliser un réseau d'antennes tout en mettant en évidence les paramètres influençant le phénomène de couplage. Les résultats obtenus prouvent qu'un réseau d'antennes à base de nanorubans de graphène permet d'obtenir le champ électrique lointain pour des distances très faibles favorisant ainsi les communications courtes distances. Ces nouvelles antennes pourraient être exploitées pour améliorer la communication entre les différents composants, citons l'exemple du transfert des données entre le micro-processeur et la mémoire dans les Smartphones.

Mots clés: Nanotubes de carbone, nanorubans de graphène, méthode intégrale, MoM-GEC, nano-antennes, réseau d'antennes.

Abstract

The discovery of carbonaceous nano-materials, namely carbon nano-tubes and graphene, has spawned astonishing development of nanotechnology that overcomes the intrinsic limitations of Silicon. Moreover, the nano-structures overwhelming properties have allowed to consider several applications in the Terahertz range mainly nano-antennas. Nevertheless, evoking such novel technology requires the design of physical models and specifically dedicated tools with unique features of these new materials. In the first part of this thesis, we deal with the design of an electromagnetic model that is based on integro-differential equations that aim to predict the response of planar graphene nanoribbon antennas. In the second part we propose an overall formulation based on MoM-GEC for modelling a graphene nanoribbon antennas array, which highlights the parameters influencing the coupling phenomenon. Our results confirm that the antennas arrays based on graphene nanoribbons provides the electric far field for very short distances which promotes the short-distances communications. Such new antennas could be adopted to enhance the communication between different components, such as the data transmission between the memory and the microprocessor in a Smartphone.

Keywords : Carbon nanotubes, graphene nanoribbons, integral method, MoM-GEC, Nano-antennas, Antennas array.