



République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur
et de la Recherche Scientifique
Université de Tissemsilt



Faculté des Sciences et de la Technologie
Département des Sciences de la Matière

Mémoire de fin d'études pour l'obtention du diplôme
de Master académique en
Filière : **Physique**
Spécialité : **Nano-physique**
Présenté par : **Chaker Kheireddine**

Thème

**Etude du comportement d'onde
électromagnétique dans un milieu matériel**

Soutenu le: 19/06/2022

Devant le Jury :

Pr.Fethallah Dahmane	Président	Professeur.	Univ-Tissemsilt
Dr.Dellal Abdelkader	Encadreur	M.C.A.	Univ-Tissemsilt
Dr.Boumia Lakhdar	Co-Encadreur	M.C.A.	Univ-Tissemsilt
Dr.Mokhtari Mohamed	Examineur	M.C.A.	Univ-Tissemsilt

Année universitaire : 2021-2022



Remerciements

*Mes remerciements vont en premier lieu à **ALLAH** le Tout Puissant qui m' a donné le courage, la force et la santé pour réaliser ce travail.*

Je remercie vivement toute personne qui a contribué de près ou de loin à l'élaboration de ce travail, par son soutien, ses conseils ou tout simplement sa bonne humeur.

*Mes remerciements vont à Monsieur **DELLAL ABDELKADER** et à Monsieur **BOUMIA LAKHDAR** respectivement encadreur et co-encadreur*

Qui ,par leurs conseils, leurs encouragements, leur patience et l'aide précieuse qu'ils m'ont apportée pour la réalisation de ce mémoire.

Je remercie très vivement les membres de jury pour l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant de juger ce travail.

*Pour terminer , un grand **MERCI** pour tous les enseignants et toutes les personnes qui m'ont soutenu dans les moments les plus difficiles.*

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ



Je dédie ce modeste travail à:

En premier lieu à mes chers parents

Mon frère Yassine

Mon ami Nouredine

*Tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce
travail.*

Liste des Figures 8
Introduction 11

Chapitre I : Les différents types de matériaux

I- Nanotubes de carbone 17

I.1- Définition..... 17

I.2- Structure 18

I.2.1- les nanotubes de carbone multifeuillets 18

I.2.2- Les nanotubes monofeuillets ou monoparois 20

I.3- Les différentes formes traditionnelles du carbone 21

I.3.1- Le Diamant 21

I.3.2- Le graphite 22

I.4- Les autres types de carbone dans la nature 22

I.5- Les nouvelles formes de carbone 23

I.5.1- Les fullerènes et dérivés 23

I.6- Propriétés 24

I.6.1- Propriétés mécaniques 24

I.6.2- Résistance 24

I.6.3- Conductivité thermique..... 25

I.6.4- Propriétés électriques 25

I.6.5- Propriétés optiques..... 25

I.6.6- Propriétés supraconductrices 26

I.6.7- Propriétés de capillarité 26

I.6.8- Propriétés de forme 26

I.7- Défauts 26

I.8- Synthèse des nanotubes de carbone 27

I.8.1- Méthodes à haute température	27
I.9- Avantages et inconvénients	27
I.9.1- Avantages	27
I.9.2- Inconvénients	27
I.10- Aspects structuraux.....	28
I.10.1- Liaisons chimiques du carbone pur.....	28
I.10.2- Structure des nanotubes de carbone monofeuillet	28
I.10.3- Définition de l'enroulement du plan de graphène.....	29
I.10.4- Angle chiral et notion de chiralité.....	31

Chapitre II : Les ondes Electromagnétiques

II.1- Rappel de quelques notions d'electromagnetisme.....	36
II.1.1- Notion d'onde	36
II.1.2- Onde électromagnétique	36
II.1.3- Le champ électrique	37
II.1.4- Le champ magnétique	37
II.1.5- Le champ électromagnétique	37
II.1.6- Rayonnement	38
II.1.7- RF : Radiofréquence ou fréquence radioélectrique	38
II.2- Puissance transportée par une onde ou vecteur de Poynting.....	38
II.2.1- Fréquences et longueurs d'ondes	38
II.3- Spectre électromagnétique	38
II.3.1- Modèle corpusculaire	39
II.3.2- Conditions de propagation du rayonnement électromagnétique	39
II.4- Equation de Maxwell	40

II.4.1- Conditions aux limites.....	40
II.5- Loi de Coulomb	41
II.6- Définition d'un milieu linéaire homogène et isotrope	42
II.6.1- Définition d'un milieu non linéaire et anisotrope	43
II.7- Propagation d'ondes dans les milieux linéaires, homogènes et isotropes.....	44
II.7.1- Milieux non dispersifs	44
II.7.2- Milieux dispersifs (Equation de Helmholtz)	45
II.7.3- Indice de réfraction complexe	45
II.7.4- Aspects énergétiques	46
II.8- Application	47
II.8.1- Le Soliton	47

Chapitre III : Résultat et discussion

Introduction	54
Analyse	58

Conclusion

Conclusion	68
------------------	----

Liste des Figures

Chapitre I

Figure I.1 (a) Image de microscopie électronique, (b) Représentation d'un faisceau	17
Figure I.2 Schéma d'un faisceau définissant le plan (10) du réseau bidimensionnel.....	17
Figure I.3 Nanotubes de carbone en microscopie électronique à transmission	18
Figure I.4 Enroulement des feuillets de graphène et MWNT	19
Figure I.5 Structures possibles des MWNT	20
Figure I.6 Nanotube de carbone monofeuillet SWNT.....	20
Figure I.7 Structure d'un plan de graphène en deux dimensions	21
Figure I.8 Structure du Diamant	21
Figure I.9 Structure du graphite hexagonal.....	22
Figure I.10 Fullerène C60	23
Figure I.11 Les différents types de fullerènes.....	24
Figure I.12 Hybridation sp^2 du carbone	28
Figure I.13 Le graphène comme brique élémentaire des autres allotropes du carbone..	29
Figure I.14 – Définition de l'enroulement d'un nanotube de carbone mono-paroi	30
Figure I.15 – Les trois chiralités des nanotubes de carbone	31

Chapitre II

Figure II.1 : Représentation d'une onde électromagnétique	37
Figure II.2. Le spectre visible	39
Figure II.3. Diffraction d'une onde électromagnétique	40
Figure II.4 dans le milieu linéaire homogène et isotrope	42
Figure II.5. dans le milieu non linéaire et anisotrope	43

Chapitre III

Figure III.1. Élasticité locale/classique.	55
Figure III.2. Élasticité non locale.....	56
Figure III.3. Dispersion de la vitesse d'onde avec fréquence d'onde dans un nanotube de carbone monoparois intégré dans un milieu élastique de type Pasternak obtenu sous forme d'élasticité locale ou classique	57
Figure III.4. Dispersion de la vitesse d'onde avec fréquence d'onde dans un nanotube de carbone monoparoi intégré dans un milieu élastique de type Pasternak obtenu sous forme d'élasticité non locale	57

Introduction

Introduction

En raison des développements dans l'ingénierie nanométrique, l'exigence de carbone nanotubes (NTC) augmente de plus en plus [1]. Le graphène et les NTC ont été utilisés dans les domaines de la technologie furtive et de la conception de véhicules légers. Certains travaux dans la littérature sont liés aux avantages des NTC sur le plan mécanique et aspects électriques [2–7]. Les structures à l'échelle nanométrique ont de très bonnes propriétés électriques, magnétiques, mécaniques, et les propriétés thermiques [8–11]. Afin d'obtenir l'absorption d'ondes électromagnétiques, revêtements spéciaux appelés absorption radar les matériaux (RAM) y compris les nanotubes de carbone à parois multiples (MWCNT) sont principalement utilisés dans l'industrie de la défense [12-22].

Les comportements de propagation des ondes électromagnétiques dans les guides d'ondes ont été étudiés [23-33]. Les méthodologies de conception des structures phononiques et photoniques sont défini avec l'électromagnétisme.

En effet, depuis les articles de référence de S.Iijima [34, 35] au début des années 90, les nanotubes de carbone ont été largement caractérisés et se sont avérés très intéressants pour le développement de la nanoélectronique. Grâce à leurs nombreuses propriétés remarquables à l'échelle du nanomètre [36], les nanotubes de carbone font, toujours à l'heure actuelle, l'objet d'un grand intérêt de la part de la communauté scientifique. Un nanotube de carbone est une structure unidimensionnelle creuse constituée entièrement d'atomes de carbone. On peut modéliser un nanotube de carbone comme une feuille de graphène recourbée sur elle-même pour former un tube. Les atomes de carbone au sein du nanotube sont essentiellement hybridés sp^2 et organisés suivant une structure hexagonale. On peut distinguer deux grandes familles de nanotubes : les nanotubes monoparois et les nanotubes multiparois. Les nanotubes monoparois se composent d'une seule paroi d'atomes de carbone. Ces nanotubes, dénotés SWNTs (Single-Wall Carbon Nanotubes), ont des diamètres typiques de l'ordre du nanomètre et des longueurs caractéristiques de quelques microns ou plus. Les nanotubes multiparois, appelés communément MWNTs (Multi-Wall Carbon Nanotubes) ont plusieurs configurations possibles, l'une d'elle étant d'être composée de plusieurs feuillets concentriques d'atomes de carbone imbriqués les uns dans les autres à la manière de « poupées russes ». Leurs diamètres sont plus importants que ceux des SWNTs et peuvent varier entre quelques nanomètres et plusieurs centaines de nanomètres. Selon leur structure, les SWNTs ont notamment la propriété de pouvoir être semiconducteurs ou métalliques [36]. Cette propriété unique fait du

nanotube de carbone un candidat intéressant pour la construction d'une nouvelle électronique moléculaire à base de nanotubes. Le développement des techniques de synthèse et de connectique des nanotubes de carbone réalisé au cours des dernières années a ouvert la voie à de nombreuses études très prometteuses en nanoélectronique. Le nanotube de carbone a en effet des propriétés de transport unidimensionnel quasi-idéales [36] et peut notamment se comporter comme un guide d'ondes pour les électrons.

- [1] Iijima, S. Helical microtubules of graphitic. *Nature* **1991**, 354, 56–58.
- [2] Kolanowska, A.; Janas, D.; Herman, A.P.; Jedrysiak, R.G.; Gizewski, T.; Boncel, S. From blackness to invisibility—Carbon nanotubes role in the attenuation of and shielding from waves radio waves for stealth technology. *Carbon* **2018**, 126, 31–52.
- [3] Wei, Z.; Huagang, X.; Wang, S.; Li, M.; Gu, Y. Electromagnetic characteristics of carbon nanotube film materials. *Chin. J. Aeronaut.* **2015**, 28, 1245–1254.
- [4] Joseph, N.; Chameswary, J.; Mailadil, S.T. Electromagnetic interference shielding properties of butyl rubber-single walled carbon nanotube composites. *Compos. Sci. Technol.* **2014**, 101, 139–144.
- [5] Wang, T.; Murugadoss, V.; Kong, J.; He, Z.; Mai, X.; Shao, Q.; Chen, Y.; Guo, L.; Liu, C.; Angaiah, S.; et al. Overview of carbon nanostructures and composites for electromagnetic wave shielding. *Carbon* **2018**, 140, 696–733.
- [6] Yan, X.; Duan, Y.; Hou, L.; Li, Z.; Tang, Y.; Li, Q.; Xu, C.; Li, Y. Enhanced electromagnetic wave absorption of worm-like hollow porous MnO@C/CNTs composites. *J. Alloys. Compound.* **2019**, 797, 1086–1094.
- [7] Huang, Y.; Yuan, X.; Chen, M.; Song, W.-L.; Chen, J.; Fan, Q.; Tang, L.; Fang, D. Ultrathin multifunctional carbon/glass fiber reinforced lossy lattice metastructure for integrated design of broadband microwave absorption and effective load bearing. *Carbon* **2019**, 144, 449–456.
- [8] Sandler, J.; Shaffer, M.S.P.; Prasse, T.; Bauhofer, W.; Schulte, K.; Windle, A.H. Development of a dispersion process for carbon nanotubes in an epoxy matrix and resulting electrical properties. *Polymer.* **1999**, 40, 5967–5971.
- [9] Grimes, C.A.; Mungle, C.; Kouzoudis, D.; Fang, S.; Eklund, P.C. The 500 MHz to 5.50 GHz complex permittivity spectra of single-wall carbon nanotube-loaded polymer composites. *Chem. Phys. Lett.* **2000**, 319, 460–464.
- [10] Loomis, J.; Panchapakesan, B. Dimensional dependence of photochemical response in carbon nanostructure composites: A case for carbon-based mixed-dimensional systems. *Nanotechnology* **2012**, 23, 215501.
- [11] Hao, F.; Daining, F.; Xu, Z. Mechanical and thermal transport properties of graphene with defects. *Appl. Phys. Lett.* **2011**, 99, 041901.
- [12] Liu, M.; Yin, X.; Ulin-Avila, E.; Geng, B.; Zentgraf, T.; Ju, F.; Zhang, X. A graphene-based broadband optical modulator. *Nature* **2011**, 474, 64–67.
- [13] Loomis, J.; Fan, X.; Khosravi, F.; Xu, P.; Fletcher, M.; Cohn, R.W.; Panchapakesan, B. Graphene/elastomer composite-based photo-thermal nanositioners. *Sci. Rep.* **2013**, 3, 1900.

- [14] Shah, A.; Wang, Y.; Huang, H.; Zhang, L.; Wang, D.; Zhou, L.; Duan, Y.; Dong, X.; Zhang, Z. Microwave absorption and flexural properties of Fe nanoparticle/carbon fiber/epoxy resin composite plates. *Compos. Struct.* **2015**, 131, 1132–1141.
- [15] Yin, P.; Zhang, L.; Ping, S.; Wang, J.; Feng, X.; Zhang, Y.; Dai, J.; Tang, Y. Apium-derived biochar loaded with MnFe₂O₄@C for excellent low frequency electromagnetic wave absorption. *Ceram. Int.* **2020**, 46, 13641–13650.
- [16] Zang, Y.; Xia, S.; Li, L.; Ren, G.; Chen, Q.; Quan, H.; Wu, Q. Microwave absorption enhancement of rectangular activated carbon fibers screen composites. *Compos. Part. B. Eng.* **2015**, 77, 371–378.
- [17] Deng, L.; Han, M. Microwave absorbing performances of multiwalled carbon nanotube composites with negative permeability. *Appl. Phys. Lett.* **2007**, 91, 023119.
- [18] Xia, S.; Yao, B.; Chen, Q.; Yu, X.; Wu, Q. Composites with Koch fractal activated carbon fiber felt screens for strong microwave absorption. *Compos. Part. B. Eng.* **2016**, 105, 1–7.
- [19] Zhou, X.; Zhang, C.; Zhang, M.; Feng, A.; Qu, S.; Zhang, Y. Synthesis of Fe₃O₄/carbon foams composites with broadened bandwidth and excellent electromagnetic wave absorption performance. *Compos. Part. A. Appl. Sci. Manuf.* **2019**, 127, 105627.
- [20] Xingjun, L.; Duan, Y.; Chen, G. Electromagnetic wave absorption properties of cement-based composites filled with graphene nanoplatelets and hollow glass microspheres. *Constr. Build. Mater.* **2018**, 162, 280–285.
- [21] Zohuri, B. *Radar Energy Warfare and the Challenges of Stealth Technology*; Springer Nature Switzerland AG: New Mexico, NM, USA, 2020.
- [22] Fang, F.; Jing, W.Q.; Yang, W. High performance electrospinning fibrous membranes for infrared stealth camouflage. *Infrared. Phys. Technol.* **2018**, 93, 130–135.
- [23] Donchenko, A.V.; Zargano, G.P.; Zemlyakov, V. Electrodynamics analysis of electromagnetic fields of hybrid waves propagating in the single-ridged Waveguide. *J. Electromagn. Waves Appl.* **2018**, 32, 739–749.
- [24] Das, A.; Das, S.K. *Microwave Engineering*; McGraw Hill: New Delhi, India, 2014.
- [25] Ponge, M.-F.; Croenne, C. Control of elastic wave propagation in one-dimensional piezomagnetic phononic crystals. *J. Acoust. Soc. Am.* **2016**, 139, 3288.
- [26] Wright, D.W.; Cobbold, R.S.C.; Yu, A.C.H. Ultrasound wave propagation in time-varying phononic crystals. *IEEE Ultrason. Symp.* **2008**, 1491–1494.

- [27] Fomenko, S.I.; Golub, M.V.; Zhang, C.; Bui, T.Q.; Wang, Y.-S. In-plane elastic wave propagation and band-gaps in layered functionally graded phononic crystals. *Int. J. Solids Struct.* **2014**, *51*, 2491–2503.
- [28] El Haddad, A. Exact analytical solution for the electromagnetic wave propagation in a photonic band gaps material with sinusoidal periodicity of dielectric permittivity. *Optik* **2016**, *127*, 1627–1629.
- [29] Jahani, S.; Jacob, Z. All-dielectric metamaterials (Review Article). *Nat. Nanotechnol.* **2016**, *11*, 23–36.
- [30] Lou, Z.; Li, R.; Wang, P.; Zhang, Y.; Chen, B.; Huang, C.; Wang, C.; Han, H.; Li, Y. Phenolic foam-derived magnetic carbon foams(MCFs) with tunable electromagnetic wave absorption behavior. *Chem. Eng. J.* **2019**, *391*, 123571.
- [31] Mercier, T.M.; Rahman, T.; Krishnan, C.; Khorani, E.; Shaw, P.J.; Pollard, M.E.; Boden, S.A.; Lagoudakis, P.G.; Charlton, M.D.B. High symmetry nano-photonic quasi-crystals providing novel light management in silicon solar cells. *Nano. Energy.* **2021**, *84*, 105874.
- [32] Cersonsky, R.K.; Antonaglia, J.; Dice, B.D.; Glotzer, S.C. The diversity of three-dimensional photonic crystals. *Nat. Commun.* **2021**, *12*, 2543.
- [33] Basmaci, A.N. Characteristics of electromagnetic wave propagation in a segmented photonic waveguide. *J. Optoelectron. Adv. M.* **2020**, *22*, 452–460.
- [34] S. Iijima, *Nature* 354, 56 (1991).
- [35] S. Iijima, T. Ichihashi, *Nature* 363, 603 (1993).
- [36] R. Saito, G. Dresselhaus, M. S. Dresselhaus, *Physical properties of carbon nanotubes*(1998).

Chapitre I

Les nanotubes de carbone

I- Nanotubes de carbone:

I.1- Définition :

Les nanotubes de carbone sont une forme de structure de cristal de carbone proche des fullerènes. Ils sont l'un des premiers produits industriels dans le domaine de la nanotechnologie.

Les fullerènes ont été découverts en 1985 par Harold Kroto, Robert Curl et Richard Smalley (ils ont collectivement remporté le prix Nobel de chimie en 1996 pour leurs travaux sur les fullerènes). [1,2]

En 1990, Wolfgang Kraetschmer et Don Huffman ont découvert un procédé de synthèse de grandes quantités de fullerène, permettant de travailler sur des échantillons plus significatifs. Les nanotubes eux-mêmes ont été découverts en 1991 par Sumio Iijima, dans un sous-produit de fullerène. [3]

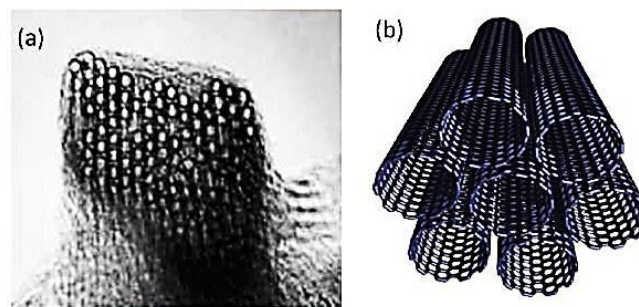


Figure I.1 Faisceaux de nanotubes de carbone mono-parois : (a) Image de microscopie électronique haute résolution en transmission issue de la référence [24] ; (b) Représentation d'un faisceau .

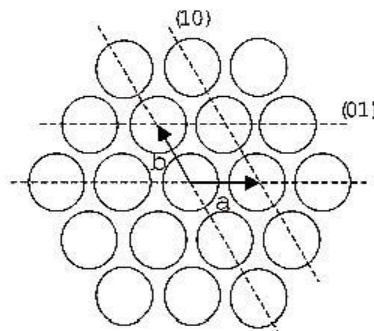


Figure I.2 Schéma d'un faisceau définissant le plan (10) du réseau bidimensionnel du système agrégé. [24]

I.2-Structure:

Il existe deux types de nanotubes de carbone :

I.2.1- les nanotubes de carbone multifeuillet :

Un nanotube de carbone à parois multiples est composé de plusieurs feuilles de graphène enroulées l'une autour de l'autre. Il existe deux modèles pour décrire la structure des nanotubes à parois multiples. Dans le modèle de poupée russe, les plans de graphène sont disposés en cylindres concentriques. Dans le modèle de parchemin, une seule feuille de graphène est enroulée autour elle-même, comme une feuille de papier.[4]

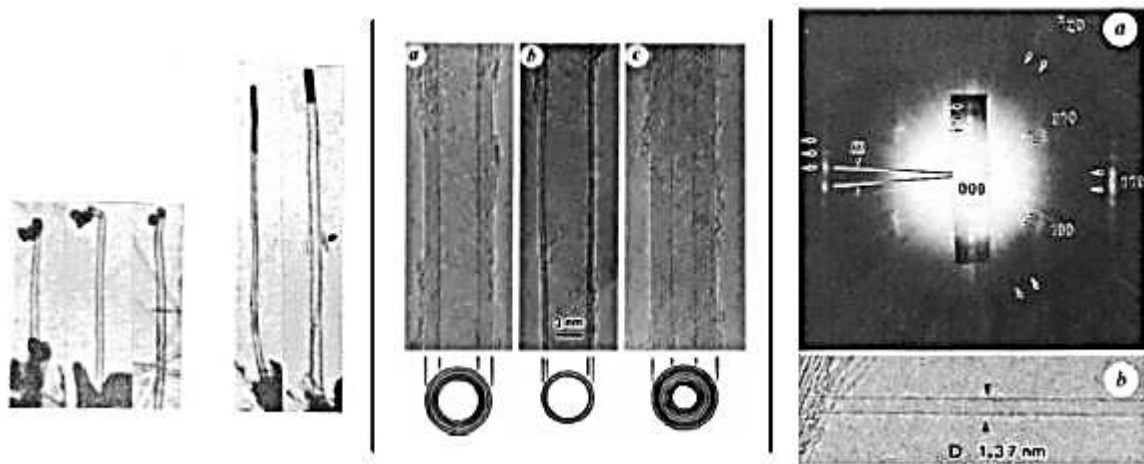


Figure I.3 Nanotubes de carbone en microscopie électronique à transmission.[5]

Gauche : Clichés de 1952 de ce qu'il semble être des nanotubes à multiples parois d'environ 50 nm de diamètre. Reproduit de Radushkevich et Lukyanovich (1952). **Centre** : clichés de 1991 montrant des nanotubes à multiples parois. Reproduit avec la permission de Macmillan Publishers Ltd : Nature, ©1991. **Droite** : clichés de 1993 montrant un nanotube monoparoi (bas), ainsi qu'un patron de diffraction (haut). Reproduit avec la permission de Macmillan Publishers Ltd : [François Lapointe, 2014].

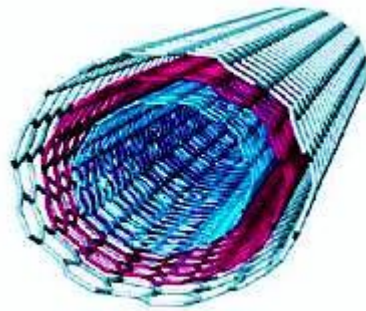


Figure. I.4 Enroulement des feuillets de graphène et MWNT. [Julien BUCHOUX, 2011].

Les nanotubes de carbone sont constitués d'un arrangement concentrique de feuilles de graphène, repliées sur elles-mêmes de manière à former des cylindres (Voir figure. I.11). Le diamètre du plus petit nanotube de carbone interne détermine la taille du canal central du nanotube. Le diamètre interne d'un nanotube multifeuillets est de l'ordre de deux nanomètres, tandis que le diamètre externe est de l'ordre d'une vingtaine de nanomètres. Cependant, les diamètres des nanotubes multifeuillets peuvent aller jusqu'à la centaine de nanomètres de diamètre. L'empilement des différentes couches graphitiques des nanotubes de carbone est aléatoire. Aussi, La distance moyenne inter-feuillets est de l'ordre de 0.344nm. Mais, on rappelle que cette dernière structure de nanotubes de carbone n'est la seule possible. Ainsi certaines études expérimentales laissent envisager que les nanotubes multifeuillets pourraient avoir une structure de type rouleau de parchemin. D'autres études suggèrent, surtout dans le cas de gros nanotubes, que les deux types de structure coexistent au sein des nanotubes multifeuillets, les nanotubes de petit diamètre, au centre, présentant une structure de type poupée russe, tandis que les nanotubes extérieurs possèdent une structure plus défectueuse de type rouleau de parchemin. Enfin, une étude postérieure montre que la structure de type poupée russe est la plus fréquemment rencontrée (voir figure I.3). [6]

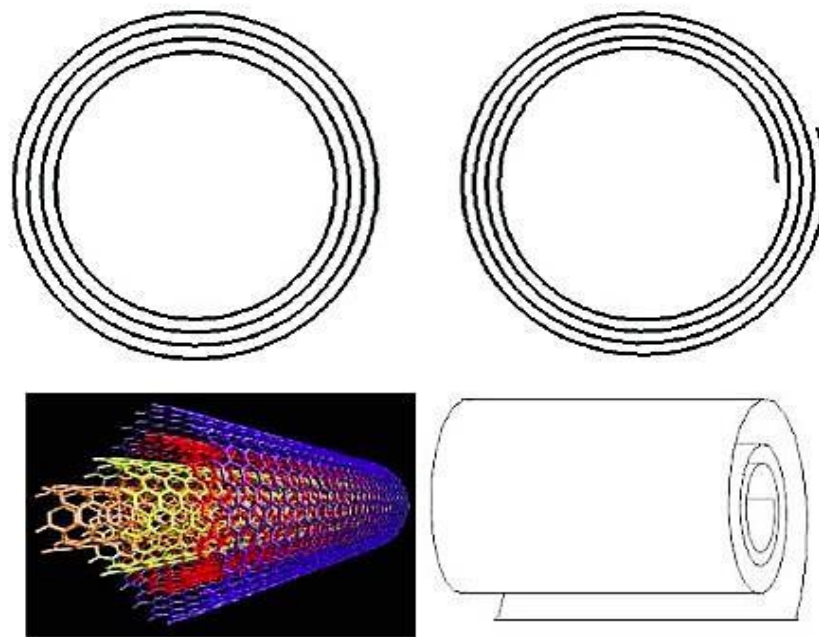


Figure. I.5 structures possibles des MWNT. (Gauche : type poupée russe, Droite : type de rouleau de parchemin.).[Boumia, 2009]

I.2.2- Les nanotubes monofeuillet ou monoparoi :

Ce genre de nanotubes de carbone a été découvert en parallèle par les deux savons Béthune et Iijima en 1993. un nanotube de carbone monofeuillet est une feuille de graphène enroulée sur elle-même, de manière à former un cylindre unique. Les atomes de carbone restent dans un état d'hybridation sp^2 . Le nanotube de carbone ainsi formé présente deux extrémités qui peuvent être fermées par deux dômes, comme des demi-fullerènes mais pouvant comporter des défauts dans le cas d'un nanotube réel. L'enroulement de la feuille de graphène va définir la structure et les propriétés du nanotube formé.[6]

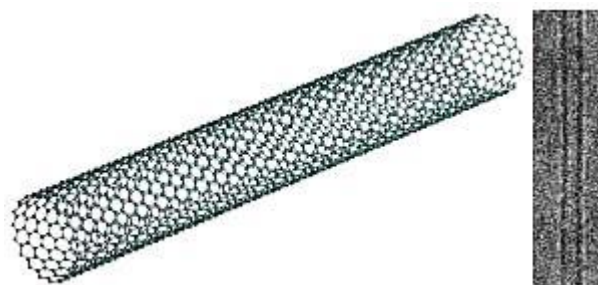


Figure I.6 Nanotube de carbone monofeuillet SWNT

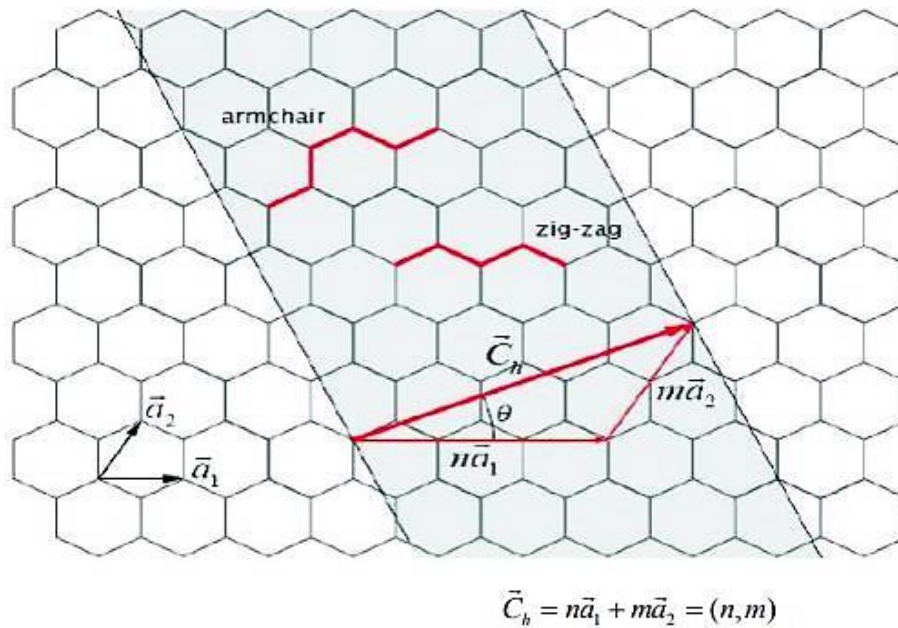


Figure. I.7 Structure d'un plan de graphène en deux dimensions .Le réseau hexagonal est décrit à partir des deux vecteurs de base a_1 et a_2 . [Julien BUCHOUX, 2011]

I.3- Les différentes formes traditionnelles du carbone :

I.3.1- Le Diamant :

Le diamant est une forme allotropique tridimensionnelle du carbone. Dans ce matériau, les atomes sont en état d'hybridation sp^3 , et donc tétravalents. Il existe plusieurs structures cristallines du diamant, comme le diamant hexagonal, mais la structure la plus courante est de loin le diamant cubique faces centrées avec un paramètre de maille 0.356 nm, et une distance interatomique de 0.154nm. (Voir figure. I.8). [7,8]

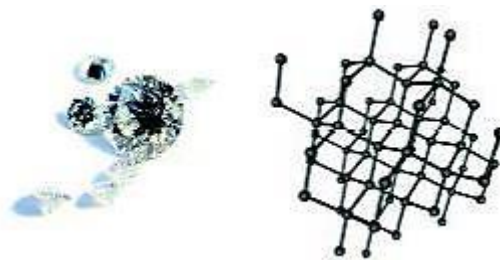


Figure. I.8 Structure du Diamant. [Julien BUCHOUX, 2011]

I.3.2- Le graphite :

Le graphite représente une structure lamellaire constituée d'un empilement de feuillets. Chaque feuillet est constitué d'atomes de carbone en état d'hybridation sp^2 , formant un réseau hexagonal de paramètres de maille 0.243 nm, la longueur de liaison C-C étant de 0.142 nm. Il existe deux façons d'empiler les feuillets ou les plans de graphène sur eux-mêmes, résultants en deux formes cristallines différentes de graphite.[9]

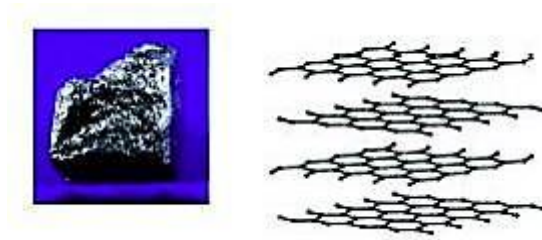


Figure. I.9 Structure du graphite hexagonal. [Julien BUCHOUX, 2011].

La forme cristalline stable est le graphite hexagonal. Les plans de graphène sont empilés comme sur la (figure.I.9) La distance inter-feuillets est de 0.335 nm. L'autre forme cristalline possible est le graphite rhomboédrique, phase métastable du graphite hexagonal. Les plans de graphène sont aussi ici aussi empilés, mais chaque plan est décalé d'une longueur de liaison par rapport au plan précédent. Le graphite se rencontre rarement sous la forme d'un monocristal, bien que la croissance de monocristaux macroscopiques soit possible. [7,8]

I.4 Les autres types de carbone dans la nature :

Il en existe aussi d'autres types de carbone mal structurés comme le cas du carbone amorphe. Il s'agit d'un réseau désordonné d'atomes de carbone présentant des états d'hybridation sp^2 et sp^3 . À l'état naturel, le carbone amorphe est rare. Il est présent dans les particules des couches extérieures de l'atmosphère des étoiles froides, appelées poussières d'étoiles. Aussi par dépôt de plasma, on obtient le carbone amorphe synthétisé sous formes de couches minces. Il sert de revêtement, apportant une tenue mécanique supplémentaire à des pièces industrielles. De plus, son caractère hydrophobe lui permet d'être utilisé en tant que couche de protection. On peut rencontrer le carbone sous une forme partiellement organisée. Le désordre structural est créé par des défauts d'empilement des plans de graphène, ce qui éloigne la structure de ce graphite des formes ordonnées vues précédemment, en perdant

l'ordre orientationnel et en augmentant la distance inter-feuillets. Pour le différencier du graphite hexagonal et rhomboédrique, on parle de graphite turbostratique.

I.5 Les nouvelles formes de carbone :

I.5.1 Les fullerènes et dérivés :

L'élément de base de graphite et qui sert à la construction de nouvelles nanostructures carbonées, est le plan de graphène, que l'on peut se représenter comme une feuille plane pavée d'hexagones. Il est possible de briser virtuellement la planéité de la feuille de graphène en insérant des défauts dans la structure, de type pentagone ou heptagone. L'ajout d'un pentagone créera, dans le même plan, une courbure négative. La courbure créée par chaque type de défaut s'annule, et une feuille de graphène dans laquelle on aura inséré un pentagone et un heptagone resterait globalement plane. En 1985, Kurl, Kroto et Smally, ont réussi à isoler une forme majoritaire constituée de 60 atomes de carbone. Cette molécule renfermée sur elle-même comme une cage a la forme d'un icosaèdre tronqué dont tous les sommets sont occupés par des atomes de carbone. Sa structure est alors constituée de 12 pentagones et de 20 hexagones. (Voir fig. I.10).[1,2,10]

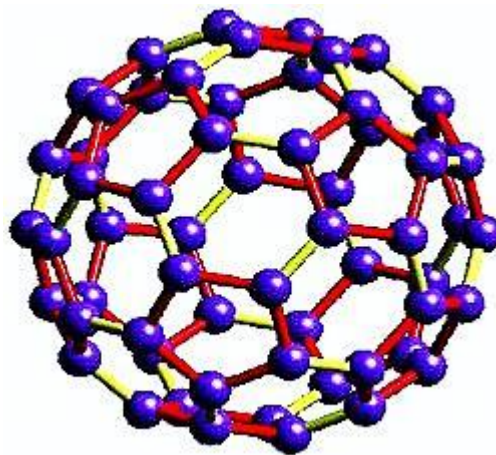


Figure I.10 Fullerène C60. [<http://cnst.rice.edu/pics.html>]

Cette nouvelle molécule a été appelée buckminsterfullerène, par analogie avec les dômes géodésiques de l'architecte R. buckminster Fuller. Depuis le nom à évoluer .Le fullerène C60 est le représentant le plus connu de la famille des fullerènes. Les fullerènes doivent obéir à de fortes conditions de stabilité chimique ; toutes les structures géométriquement possibles n'existent donc pas. Les fullerènes les plus connus les C60 et C70, mais il existe également des C76, C78, C82, C84...[10]

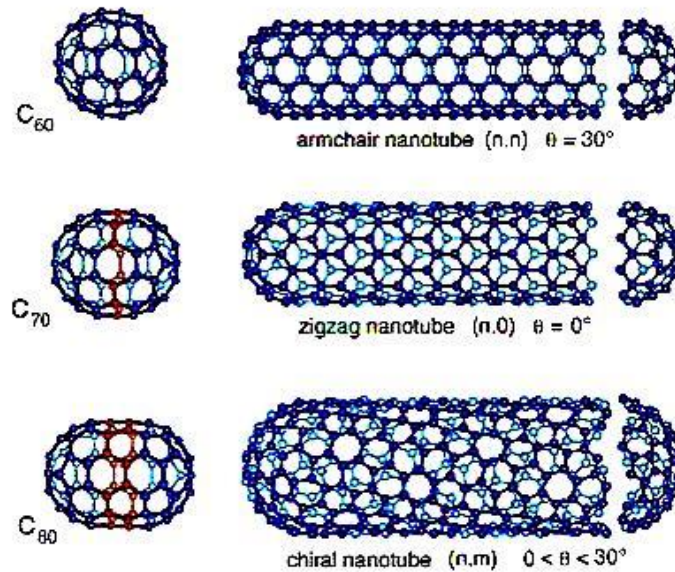


Figure. I.11 les différents types de fullerènes

I.6-Propriétés :

Les nanotubes de carbone suscitent un énorme intérêt dans le monde de la recherche autant fondamentale qu'appliquée car leurs propriétés sont exceptionnelles à bien des égards. D'un point de vue mécanique, ils présentent à la fois une excellente rigidité (mesurée par le module d'Young), comparable à celle de l'acier, tout en étant extrêmement légers. Des points de vue électrique et optique, les nanotubes monofeuillet ont la particularité tout à fait exceptionnelle de pouvoir être soit métalliques soit semi-conducteurs en fonction de leur géométrie (diamètre du tube et angle d'enroulement de la feuille de graphène). [11,12]

I.6.1- Propriétés mécaniques :

Les nanotubes sont intéressants en raison des caractéristiques principales suivantes :

I.6.2- Résistance :

Bien qu'il soit difficile de vérifier expérimentalement (la petite taille des nanotubes ne permet pas actuellement de véritables essais de résistance), la résistance des nanotubes de carbone devrait être (à partir de simulations par ordinateur) environ 200 fois supérieure à celle de l'acier pour un poids 6 fois inférieur (avec une section équivalente).

Ces propriétés varient également selon la nature du nanotube. Les nanotubes

multifeuillets sont beaucoup plus solides que les nanotubes monofeuillet. [12,13]

I.6.3- Conductivité thermique :

La conductivité thermique des nanotubes de carbone est plus élevée que celle des diamants, .La structure particulière des nanotubes permet de penser que leur conductivité doit également être importante le long de l'axe du nanotube. La mesure de la conductivité thermique des nanotubes est délicate, cependant, quelques études expérimentales ont permis de mesurer la conductivité thermique de nanotubes multifeuillets.[14]

I.6.4-Propriétés électriques :

- Les nanotubes présentent une conductivité supérieure au cuivre (et 70 fois supérieure au silicium).
- Le nanotube de carbone a la plus grande mobilité jamais mesurée : $100000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ à 300 K (le précédent record étant $77\,000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ pour l'indium antimonidé).
- Les nanotubes de carbone sont des dispositifs supraconducteurs à faible température.
- Les nanotubes de carbone permettent de produire des transistors à un niveau de miniaturisation jamais atteint auparavant. Les scientifiques d'IBM ont déjà réussi à créer un transistor sur un nanotube.
- Les nanotubes de carbone pourraient aussi produire des émetteurs de champ (c.-à-d. des électrons) à l'échelle nanométrique.

Les propriétés électriques des nanotubes dépendent de la nature du nanotube : les nanotubes à paroi unique ont de meilleures propriétés que les nanotubes à parois multiples (ces dernières ont moins de bonnes propriétés en partie à cause des interactions électriques, du type Van der Waals, entre les différentes couches de graphène).[11-14]

I.6.5- Propriétés optiques :

Les propriétés optiques des nanotubes de carbone sont moins mises en avant que leurs propriétés électroniques, ou mécaniques, mais se révèlent tout aussi intéressantes. Il en existe deux types de propriétés optiques des nanotubes ; les propriétés optiques linéaires en fagots ou individualisés, ainsi que les propriétés optiques non-linéaires. Ainsi pour ne pas être long pour expliquer ces propriétés en détail, nous allons prendre le cas des propriétés linéaires pour les tubes en fagots. [15,16]

I.6.6- Propriétés supraconductrices :

Des études menées sur des fagots de SWNT tendent à prouver qu'ils possèdent intrinsèquement des propriétés supraconductrices.

I.6.7- Propriétés de capillarité :

Le nanotube peut être considéré comme un «nanofil » creux qu'il est possible de combler par capillarité. On peut ainsi encapsuler à l'intérieur du nanotube des métaux ou bien des macromolécules comme des fullerènes. Ces structures à base de fullerène appelées « peapods» ont été observées la première fois par Smith et al. Des métallos fullerènes. Peuvent être aussi encapsulés dans les SWNT. De nombreux métaux (le plus souvent des terres rares) peuvent être ainsi isolés à l'état atomique et arrangés sous la forme d'une chaîne. Il s'agit là d'une des très rares structures où des atomes peuvent être observés et analysés de manière isolée.

I.6.8- Propriétés de forme :

Nous allons aborder séparément les propriétés de forme des nanotubes SWNTs. On peut distinguer plusieurs éléments remarquables dans la morphologie des nanotubes : Un nanotube de carbone monocouche constitue une macromolécule hautement anisotrope : avec un diamètre de l'ordre du nm et une longueur de l'ordre du μm , le rapport d'anisotropie est typiquement de plusieurs milliers. Les SWNTs qui ne sont ni armchair ni zigzag sont des molécules chirales. Les nanotubes possèdent en leur centre un canal lisse, droit et unidimensionnel, que l'on peut voir comme un réservoir nanométrique ou encore comme un moule ou un réacteur

I.7- Défauts :

Comme dans de nombreux matériaux, l'existence de défauts affecte ses propriétés. Ils peuvent se présenter sous la forme:

- les vides atomiques (atomes manquants dans la structure du graphène). De tels défauts peuvent affecter la résistance physique des nanotubes et, dans des cas plus graves, la réduire même de 15 %.
- du défaut de Stone Wales : au lieu de former des hexagones, les atomes de carbone se

réarrangent en pentagones ou heptagones.

En raison de leur structure presque unidimensionnelle, la résistance physique des nanotubes dépend de la section la plus faible : comme sur une chaîne, sa résistance est celle du maillon le plus faible.

Les propriétés électriques sont également affectées par ces défauts. En général, la zone avec un défaut est un conducteur plus pauvre.

I.8- Synthèse des nanotubes de carbone :

Il y a de nombreuses manières de synthétiser. Il existe deux familles principales : les synthèses de température élevée et les synthèses de température moyenne.

I.8.1- Méthodes à haute température :

Il s'agit de la méthode préférée pour produire des nanotubes monofeuillets. Dans des conditions de haute température et de pression, le carbone (généralement du graphite) s'évapore dans l'atmosphère d'un gaz rare, généralement de l'hélium ou de l'argon.[17,18]

I.9- Avantages et inconvénients :

I.9.1- Avantages :

- Ces méthodes permettent de synthétiser des nanotubes monofeuillet (alors qu'avec les autres méthodes, seuls des nanotubes multifeuillets ou un mélange ou un mélange indissociable);
- ils permettent de former des produits très purs.

I.9.2- Inconvénients :

- il n'y a aucun contrôle sur la longueur des nanotubes
- il se forme de véritables amas qu'il faut dissocier pour pouvoir faire des applications.

I.10- Aspects structuraux :

I.10.1- Liaisons chimiques du carbone pur :

Le carbone peut se trouver sous trois formes hybridées sp^1 , sp^2 et sp^3 . Ces différents états d'hybridation induisent la variété des liaisons chimiques covalentes formées par les atomes de carbone. Le carbone formant des liaisons doubles, à l'image du graphite, du graphène, des fullerènes, et des nanotubes, est sous sa forme hybridée sp^2 . L'hybridation sp^2 correspond à une hybridation du niveau d'énergie $2s$ avec les niveaux d'énergie $2p_x$ et $2p_y$ pour aboutir à trois orbitales hybrides sp , comme présenté sur la figure I.12. Ces trois nouvelles orbitales sont coplanaires et écartées d'un angle de 120° [19]. Elles contribuent à former les liaisons fortes σ . Cette propriété explique que le graphène par exemple soit une macro- molécule plane. De son côté l'orbitale $2p_z$ n'est pas affectée et contribue à former une liaison π . Cette liaison, plus faible que les liaisons σ , est perpendiculaire au plan contenant ces dernières (figure I.12). Les électrons π , n'étant que faiblement liés, ont tendance à se délocaliser facilement.

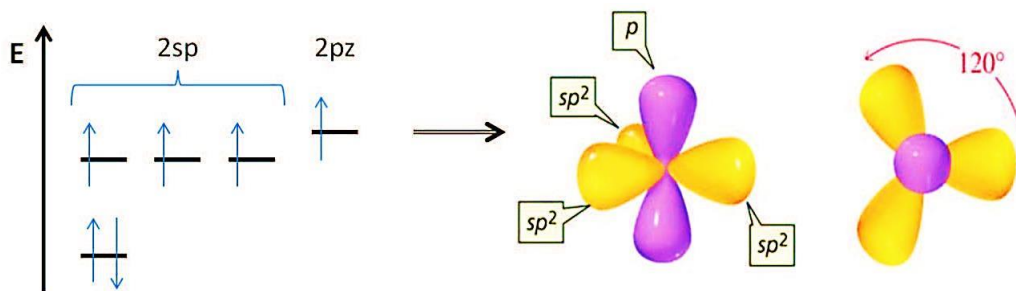


Figure I.12 – Hybridation sp^2 du carbone [19].

I.10.2- Structure des nanotubes de carbone monofeuillet :

De par sa structure relativement simple, le plan de graphène, formant un réseau bidimensionnel d'hexagones de carbone, est communément utilisé comme élément de base pour définir la structure des autres allotropes composés de carbone sp^2 . Comme le montre la figure I.13, un morceau de plan de graphène permet de construire la structure:

- du graphite, par empilement de plusieurs feuillets,
- des fullerènes, par l'insertion de pentagones qui vont induire la courbure du feuillet,
- des nanotubes mono-parois ou mono-feuillets, par l'enroulement du feuillet sur lui-même.

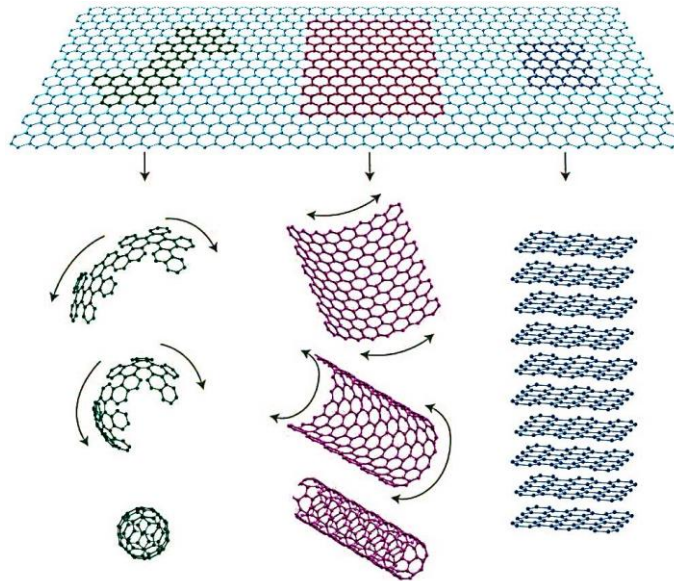


Figure I.13 Le graphène comme brique élémentaire des autres allotropes du carbone sp^2 [20].

I.10.3- Définition de l'enroulement du plan de graphène :

Afin de rendre compte de la symétrie de l'enroulement du plan de graphène sur lui-même menant à la formation d'un nanotube de carbone mono-paroi, nous avons besoin de définir un vecteur tel que $\vec{C}_h = \vec{OA}$ (figure I.14). Ici, le point A est le point que l'on vient faire coïncider par enroulement avec le point O pour former le nanotube de carbone. Le vecteur \vec{C}_h est appelé vecteur chiral et est défini comme une combinaison linéaire des vecteurs \vec{a}_1 et \vec{a}_2 de la base du réseau hexagonal du graphène [21]. Dans le plan (x,y), les vecteurs (\vec{a}_1, \vec{a}_2) sont définis comme suit :

$$\vec{a}_1 = \left(\frac{\sqrt{3}a}{2}, \frac{a}{2}\right); \vec{a}_2 = \left(\frac{\sqrt{3}a}{2}, -\frac{a}{2}\right)$$

Avec : $a = |\vec{a}_1| = |\vec{a}_2| = \sqrt{3}a_{c-c}$

Où a_{c-c} est la distance séparant deux atomes de carbone. Cette distance vaut 1,421 Å dans le graphite et 1,44 Å dans les nanotubes [21]. Cet allongement de la liaison carbone-carbone dans les nanotubes par rapport au graphite est une conséquence de la courbure imposée par l'enroulement du feuillet.

Il vient naturellement que le vecteur \vec{C}_h peut s'écrire sous la forme [22] :

$$\vec{C}_h = n\vec{a}_1 + m\vec{a}_2$$

Avec n, m des entiers positifs.

Ces indices sont appelés indices chiraux, ou indices de Hamada qui fut le premier à les introduire [23]. La norme du vecteur chiral étant équivalente à la circonférence du nanotube considéré, il va alors de soi qu'à partir des indices chiraux, il est possible de définir le diamètre d'un nanotube de carbone, uniquement à partir de ces indices et de la distance carbone-carbone a_{c-c} . Il vient que :

$$d = \frac{\|\vec{C}_h\|}{\pi} = a_{c-c} \frac{\sqrt{3(n^2 + 2nm + m^2)}}{\pi}$$

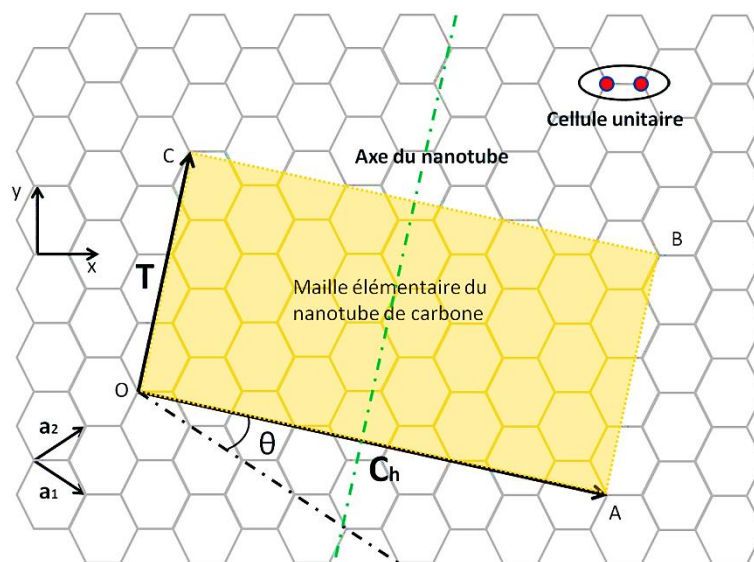


Figure I.14 – Définition de l'enroulement d'un nanotube de carbone mono-paroi à partir du plan de graphène.

I.10.4- Angle chiral et notion de chiralité :

La symétrie d'un nanotube de carbone peut également être décrite à partir de l'angle formé entre le vecteur circonférence \vec{C}_h et le vecteur de base \vec{a}_1 du réseau graphitique. Cet angle est nommé angle chiral, on le note θ et est tel que [21] :

$$\theta = \arctan\left(\frac{\sqrt{3m}}{2n+m}\right)$$

On définit ainsi, à partir de l'angle chiral, trois grandes familles de symétrie dans les nanotubes de carbone. Ces différentes symétries sont appelées chiralités par analogie à la notion de chiralité employée pour les molécules en chimie. L'utilisation de ce terme pour les nanotubes de carbone est un abus de langage couramment utilisé dans la communauté des nanotubes de carbone, que nous utiliserons dans la suite de ce manuscrit. Le terme hélicité se référant à la même notion pourra être trouvé dans la littérature. Si un nanotube et son image sont identiques par symétrie planaire alors le nanotube sera qualifié d'achiral. Il existe deux types de nanotubes achiraux, les nanotubes chaises (ou armchair) et les nanotubes zigzag. Dans le cas où la symétrie planaire ne serait pas respectée, le nanotube sera simplement qualifié de nanotube chiral. [21]

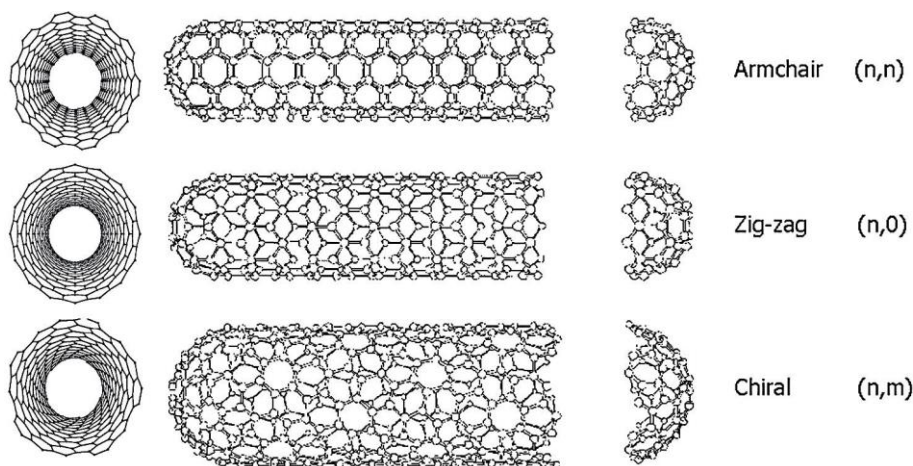


Figure I.15 – Les trois chiralités des nanotubes de carbone [21].

Faisons maintenant le lien entre angle chiral, chiralité et indices de chiralité (n,m) (figure I.15) [21]

- Pour un nanotube chaise, on a $\theta = 30^\circ$ et $n = m$
- Pour un nanotube zigzag, on a $\theta = 0^\circ$ et $m = 0$
- Pour un nanotube chiral, on a $0^\circ < \theta < 30^\circ$ et n sont différentes m

Notons toutefois ici que les nanotubes (n,m) et (m,n) présentent les mêmes propriétés physiques. C'est pourquoi en général il sera choisi n supérieurs ou égales m .

- [1] H.W. Kroto, J.R. Heath, S.C. O'Brien, R.F. Curl et R.E. Smalley, « C₆₀: Buckminsterfullerene », *Nature*, vol. 318, 1985, p. 162-163
- [2] Peter R. Buseck, Ludmila P. Galdobina, Vladimir V. Kovalevski, Natalia N. Rozhkova, John W. Valley et Alexander Z. Zaidenberg, « Shungites: The C-rich rocks of Karelia, Russia », *The Canadian Mineralogist*, vol. 35, no 6, 1997, p. 1363-1378
- [3] W. Krätschmer, Lowell D. Lamb, K. Fostiropoulos et Donald R. Huffman, « *Solid C₆₀: a new form of carbon* », *Nature*, vol. 347, 1990, p. 354-358
- [4] N. Hamada, S. Sawada et A. Oshiyama, New one-dimensional conductors: graphitic microtubules, *Physical Review Letter*, 68, (1992), pp. 1579
- [5] S. Iijima. Helical microtubules of graphitic carbon. *Nature*, 354 :56–58, 1991.
- [6] B.I. Dunlap, Connecting carbon tubules, *Physical Review B*, 46, (1992), pp. 1933
- [7] R. Saito, M. Fujita, G. Dresselhaus, M.S. Dresselhaus, Electronic structure of graphene tubules based on C₆₀, *Phys. Rev. B*, 46, (1992), pp. 1804
- [8] H. Hiura, T. W. Ebbesen, J. Fujita, K. Tanigaki and T. Takada, Role of sp³ defect structures in graphite and carbon nanotubes, *Nature*, 367, (1994), pp. 148-151
- [9] Mildred S Dresselhaus and G Dresselhaus. Intercalation compounds of graphite. *Advances in Physics*, 51 :1–186, 2002.
- [10] Zhenxia Wang, Xuezhi Ke, Zhiyuan Zhu, Fuying Zhu, Meiling Ruan, Hong Chen, Rongbin Huang et Lansun Zheng, « *A new carbon solid made of the world's smallest caged fullerene C₂₀* », *Physics Letters A*, vol. 280, n^{os} 5-6, 2001, p. 351-356
- [11] E.W. Wong, P.E. Sheehan, and C.M. Lieber. Nanobeam mechanics : elasticity, strength, and toughness of nanorods and nanotubes. *Science*, 277 :1971–1975, 1997.
- [12] M Barberio, P Barone, A Bonanno, M Camarca, E Masciari, A Oliva, and F Xu. Transport properties of alkali-doped single-wall carbon nanotube mats. *Superlattices and Microstructures*, 46:369–373, 2009.
- [13] N Bendiab, L Spina, A Zahab, P Poncharal, C Marliere, JL Bantignies, E Anglaret, and JL Sauvajol. Combined in situ conductivity and raman studies of rubidium doping of single-wall carbon nanotubes. *Physical Review B*, 63 :153407, 2001.

- [14] Nedjma Bendiab. Structure et vibrations des nanotubes de carbone intercales. PhD thesis, Universite de Montpellier II, 2003.
- [15] Lunhui Guan, Kazu Suenaga, Zujin Shi, Zhennan Gu, and Sumio Iijima. Polymorphic structures of iodine and their phase transition in confined nanospace. *Nano letters*, 7 :1532–1535, 2007.
- [16] Denis Fichou. Handbook of oligo-and polythiophenes. Wiley-VCH, 2008.
- [17] C. Journet, WK Maser, P. Bernier, A. Loiseau, M. Lamy de La Chapelle, S. Lefrant, P. Deniard, R. Lee, and JE Fischer. Large-scale production of single-walled carbon nanotubes by the electric-arc technique. *Nature*, 388 :756–757, 1997.
- [18] A. Thess, R. Lee, P. Nikolaev, H. Dai, P. Petit, J. Robert, C. Xu, Y.H. Lee, S.G. Kim, A.G. Rinzler, et al. Crystalline ropes of metallic carbon nanotubes. *Science-AAAS-Weekly Paper Edition*, 273 :483–487, 1996.
- [19] Rappel sur les hybridations de l'atome de carbone, Cours du professeur Hatem Ben Romdhane.
- [20] Andre K Geim and Konstantin S Novoselov. The rise of graphene. *Nature*, 3 :183–191, 2007.
- [21] R. Saito, G. Dresselhaus, M.S. Dresselhaus, et al. Physical properties of carbon nanotubes. World Scientific, 1998.
- [22] Valentin N Popov. Carbon nanotubes : properties and application. *Materials Science and Engineering : R : Reports*, 43 :61–102, 2004.
- [23] N. Hamada, S. Sawada, and A. Oshiyama. New one-dimensional conductors : Graphitic microtubules. *Physical Review Letters*, 68 :1579–1581, 1992.
- [24] A. Thess, R. Lee, P. Nikolaev, H. Dai, P. Petit, J. Robert, C. Xu, Y.H. Lee, S.G. Kim, A.G. Rinzler, et al. Crystalline ropes of metallic carbon nanotubes. *Science-AAAS-Weekly Paper Edition*, 273 :483–487, 1996.

Chapitre II

Les ondes

Electromagnétiques.

II.1- RAPPEL DE QUELQUES NOTIONS D'ELECTROMAGNETISME :

II.1.1- Notion d'onde :

Une première question apparaît alors : qu'est-ce qu'une vague ? Prenons l'exemple d'un plan d'eau; quand un caillou est déposé, on voit des vagues qui forment des cercles concentriques autour du point d'impact. On voit aussi que la perturbation est plus ou moins rapide. Cette perturbation s'appelle une onde. Cette onde peut être définie par trois paramètres : sa vitesse de propagation, qui dépend du milieu qu'elle traverse, son amplitude, qui est la hauteur de l'onde et sa longueur d'onde, ou sa fréquence. Une vague est une perturbation d'un milieu (eau dans notre exemple) qui se produit à plusieurs reprises sous forme de vagues. Contrairement à ce que l'on pourrait penser, c'est un transfert d'énergie sans transfert de matière [1,2].

II.1.2- Onde électromagnétique :

Jusqu'au début du XXe siècle, les physiciens étaient convaincus que le rayonnement électromagnétique était des ondes, comme celles produites par un caillou tombant dans l'eau. Elle se définit par deux paramètres : son amplitude et sa longueur d'onde (λ). On peut faire le parallèle avec une onde sonore, où l'amplitude représente le volume du son et la longueur d'onde sa tonalité, c'est à dire si elle est haute ou basse. Pour le rayonnement électromagnétique, l'amplitude représente la quantité de rayonnement émise et la longueur d'onde sa position sur le spectre électromagnétique. Cet état de rayonnement électromagnétique a été mis en évidence par l'expérience de Young.

L'onde électromagnétique comporte deux composantes : le champ électrique (E) et le champ magnétique (H). Nous savons tous que les particules chargées électriquement s'attirent ou se repoussent selon la loi de Coulomb [22,23].

II.1.3- Le champ électrique :

Est un objet physique qui permet de définir ou de mesurer l'influence exercée à distance par des particules chargées électriquement.

II.1.4- Le champ magnétique :

Est quant à lui un objet physique qui permet de définir l'influence d'un aimant, d'un électroaimant ou d'un déplacement d'électrons sur un autre corps.

Dans ce cas, le rayonnement électromagnétique est représenté par un champ magnétique alternatif perpendiculaire au champ électrique. Ces deux ondes étant en phase (Fig. II.1).

Les variations des champs électriques et magnétiques sont associées aux équations de Maxwell.

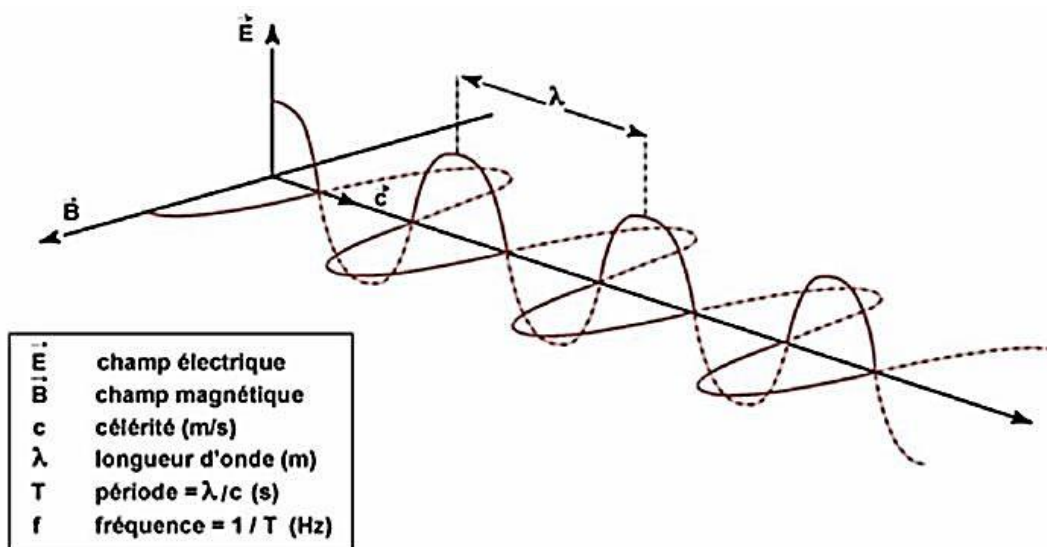


Figure II.1 : Représentation d'une onde électromagnétique

II.1.5- Le champ électromagnétique :

comprend les deux composants champs électriques et les champs magnétiques, sur toute la gamme de fréquence entre 0 Hz et 300 GHz, les champs susceptibles d'interagir, d'une manière ou d'une autre, avec les organismes vivants, donc avec l'homme exposé à leur présence.

II.1.6- Rayonnement :

Fait simplement référence au processus d'émission d'énergie en tant qu'ondes ou particules.

II.1.7- RF : Radiofréquence ou fréquence radioélectrique :

Rayonnement électromagnétique à des fréquences utilisées pour la radio et les téléphones mobiles, ce terme s'applique généralement aux fréquences qui se situent entre 300 Hz et 300GHz.

II.2- Puissance transportée par une onde ou vecteur de Poynting :

Les ondes planes portent une énergie qui se propage parallèlement à l'onde. Le vecteur de Poynting représente la densité de puissance de l'onde, i.e. la puissance par unité de surface en W/m² ou, plus spécifiquement, en mW/cm².

II.2.1- Fréquences et longueurs d'ondes :

La plupart des champs varient sinusoïdalement à une fréquence f , exprimée en Hz, kHz, MHz ou GHz. Dans un milieu donné, caractérisé par sa permittivité ϵ et sa perméabilité μ , les ondes électromagnétiques se propagent à une vitesse v , qui est égale à la vitesse de la lumière c dans le vide et aussi pratiquement dans l'air. La longueur d'onde λ est liée à la fréquence par la relation : [3,4].

$$\lambda = c/f$$

II.3- Spectre électromagnétique :

Selon le modèle ondulatoire du spectre lumineux, chaque couleur représentée sur le spectre correspond à un rayonnement électromagnétique de longueur d'onde précise ; par exemple la couleur bleue à une longueur d'onde de 300 nanomètres, tandis que la couleur rouge à une longueur d'onde de 700 nanomètres.

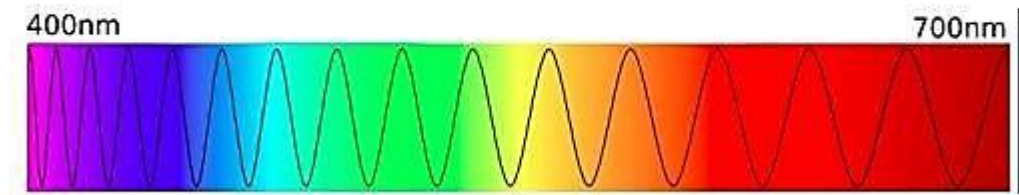


Figure.II.2. Le spectre visible.

Et bien en fait nous n'avons représenté ici que ce qu'on appelle le spectre visible, c'est à dire que ce sont les seules longueurs d'ondes auxquelles nos yeux sont sensibles. Les autres ne sont pas détectés par les cônes de nos yeux. Mais, il continue donc à gauche et à droite. Par longueur d'onde décroissante, on voit apparaître les ondes radio, les micro-ondes, les ondes radar, le rayonnement infrarouge, le fameux rayonnement visible, l'ultraviolet et les rayons gammas ; on a ici un spectre à peu près complet des rayonnements électromagnétiques.

II.3.1- Modèle corpusculaire :

La théorie corpusculaire affirme que les rayonnements sont des minuscules grains appelés photons, qui seraient des particules d'énergie pure dépourvue de masse. On peut assimiler le niveau d'énergie d'un photon à la longueur d'onde dans le modèle ondulatoire. Quant à l'amplitude de l'onde, elle est déterminée par la quantité de photons émis ; plus celle-ci est élevée, plus l'amplitude de l'onde sera importante. On voit donc que l'amplitude de l'onde ne peut pas prendre n'importe quelle valeur. La longueur d'onde et l'amplitude d'un rayonnement dans le modèle ondulatoire ou son niveau d'énergie et le nombre de photons considérés dans le modèle corpusculaire sont donc quantifiées. Il s'agit de deux manières de représenter une seule et même chose (un rayonnement électromagnétique).

II.3.2- Conditions de propagation du rayonnement électromagnétique :

Celui-ci se propage relativement lorsque le relief est plat et si l'espace est dégagé. La portée d'une antenne GSM 900 peut atteindre, en théorie, 10 Km si la propagation ne rencontre aucun obstacle (terrain plat et téléphone portable à l'extérieur); par contre, il subit une atténuation importante en zone urbaine ou boisée ou lorsque le relief est accidenté.

II.4- Equation de Maxwell :

Les grandeurs précédemment définies sont reliées entre elles par les relations suivantes :

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

avec :

$$\text{rot } \vec{V} = \left(\frac{\partial v_z}{\partial y} - \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) \cdot \vec{x} + \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) \cdot \vec{y} + \left(\frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial y} \right) \cdot \vec{z}$$

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\text{Div } \vec{D} = \rho$$

$$\text{Div } \vec{B} = 0$$

$$\text{Div } \left(\vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) = 0$$

Il apparaît un courant global $\vec{J} + (\partial \vec{D} / \partial t)$ dont le premier terme est le courant de conduction classique, et le second un courant, dit de déplacement, qui n'existe pas en régime continu, et qui peut éventuellement se propager sans support matériel : il s'agit du courant transporté par l'onde.

Les équations ci-dessus traduisent mathématiquement une réalité physique, l'onde électromagnétique, c'est-à-dire un champ électrique et un champ magnétique associés, se propageant dans l'espace et variant dans le temps. [5-8].

II.4.1- Conditions aux limites :

Lorsque l'onde se propage en traversant des milieux de natures différentes, elle se modifie en passant d'un milieu à l'autre suivant des lois appelées conditions aux limites :

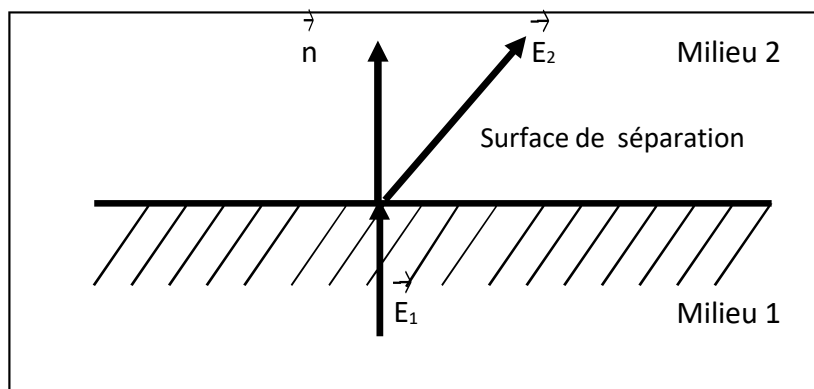


Figure.II.3. Diffraction d'une onde électromagnétique

\vec{n} est le vecteur unitaire, dirigé du milieu 1 vers milieu 2 perpendiculairement à la surface Figure (II-2)

$$\begin{aligned}(\vec{B}_2 - \vec{B}_1) \cdot \vec{n} &= 0 \\(\vec{D}_2 - \vec{D}_1) \cdot \vec{n} &= \rho_s \\(\vec{E}_2 - \vec{E}_1) \wedge \vec{n} &= 0 \\(\vec{H}_2 - \vec{H}_1) \wedge \vec{n} &= -\vec{J}_s\end{aligned}$$

ρ_s et J_s étant les densités superficielles de charge et de courant en $C.m^{-2}$ et $A.m^{-2}$ respectivement. [9,10]

II.5- Loi de Coulomb :

La loi de Coulomb donne l'intensité de la force d'attraction électrostatique s'exerçant entre deux charges q et q' , placées à une distance r l'une de l'autre :

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{qq'}{r^2} \right)$$

F en Newton, q en Coulomb et r en mètre.

Cela permet d'introduire une première notion importante : la permittivité ϵ , qu'on note ϵ' en hyperfréquence, ϵ_0 est la permittivité de l'air ou du vide, elle vaut $8,85 \cdot 10^{-12} F.m^{-1}$. On utilise généralement la permittivité relative ϵ_r tel que : [11-14].

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon'}{\epsilon_0}$$

II.6- Définition d'un milieu linéaire homogène et isotrope :

Un milieu isotrope est un milieu dont les propriétés sont identiques quelle que soit la direction d'observation, homogène si à une certaine échelle ses propriétés sont identiques d'un point à un autre [15]. Pour permettre un calcul du champ associé, dans un milieu donné à une situation électromagnétique donnée, il convient d'ajouter des relations qui préciseront les propriétés spécifiques du milieu étudié.

Ces relations entre les différents champs des vecteurs impliqués dans les équations de Maxwell constituent ce qu'on appelle «les relations constitutives» du milieu étudié, nous nous limiterons ici au cas où ces relations sont linéaires: on dit alors que le milieu est lui-même linéaire.

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H}$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}$$

Où

\vec{D} : Le vecteur d'induction (déplacement électrique) (C/m²).

\vec{B} : L'induction magnétique (tesla).

\vec{J} : La densité de courant (A/m²).

ϵ : La permittivité diélectrique absolue du milieu.

μ : La perméabilité magnétique absolue du milieu.

σ : La conductivité.

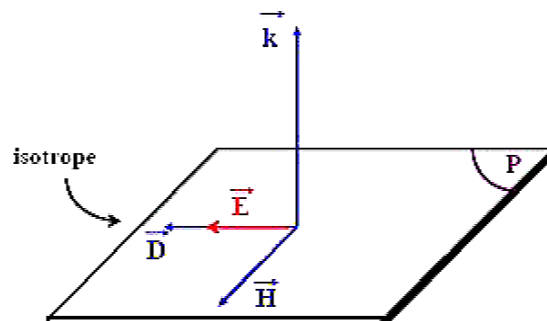


Figure.II.4 dans le milieu linéaire homogène et isotrope

II.6.1- Définition d'un milieu non linéaire et anisotrope :

Un milieu anisotrope est un milieu dont les propriétés varient suivant la direction ainsi, les «grandeurs de matière » qui donnent les propriétés du milieu sont en réalité des grandeurs «tensorielles »: conductivité (\vec{J}) , susceptibilité diélectrique (\vec{D}) Comme nous l'avons déjà défini pour les milieux linéaires, les milieux non linéaires sont des milieux où les relations constitutives sont des relations non linéaires alors on dit que le milieu lui-même est un milieu non linéaire [16].

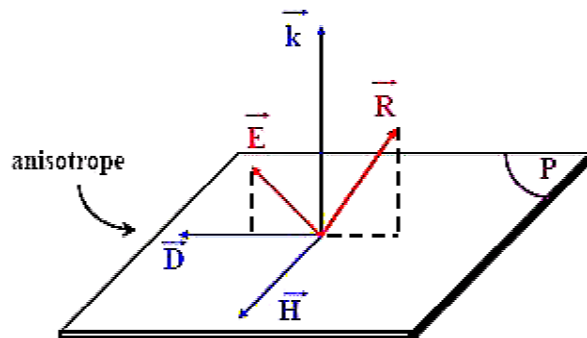


Figure.II.5. dans le milieu non linéaire et anisotrope.

II.7- Propagation d'ondes dans les milieux linéaires, homogènes et isotropes :

Dans cette section nous établissons les équations de propagation dans des milieux pour lesquels les fonctions de réponse sont scalaires (milieux isotropes) et indépendantes de la position (milieux homogènes).

II.7.1- Milieux non dispersifs :

En régime basse fréquence, on peut négliger la dispersion et distinguer l'effet des charges liées et des charges libres en introduisant séparément une constante diélectrique statique et une conductivité. Dans ce cas, il est possible de raisonner en domaine temporel avec des relations constitutives de la forme

$$\begin{aligned}\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) &= \epsilon_0 \epsilon_s \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \\ \mathbf{j}_{\text{libre}} &= \sigma \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \\ \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) &= \mu_0 \mu_s \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)\end{aligned}$$

Afin d'établir une équation de propagation, calculons

$$\text{rot rot } \mathbf{E} = -\frac{\partial(\text{rot } \mathbf{B})}{\partial t} = -\mu_0 \mu_s \frac{\partial}{\partial t} \text{rot } \mathbf{H} = -\mu_0 \mu_s \frac{\partial}{\partial t} \left(\sigma \mathbf{E} + \epsilon_0 \epsilon_s \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right)$$

On a également

$$\text{rot rot } \mathbf{E} = \text{grad}(\text{div } \mathbf{E}) - \Delta \mathbf{E}$$

Dans un milieu neutre ($\rho_{ext}=0$) et homogène, on a $\text{div } \mathbf{D} = 0 = \epsilon_0 \epsilon_s \text{div } \mathbf{E}$ et donc $\text{div } \mathbf{E} = 0$.

Des deux équations ci-dessus on déduit l'équation de propagation valable pour des champs lentement variables dans le temps :

$$\Delta \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \mu_0 \mu_s \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}(\mathbf{r}, t) - \frac{\epsilon_s \mu_s}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}(\mathbf{r}, t) = 0$$

où nous avons introduit la vitesse de la lumière dans le vide c définie par $c^2 = \frac{1}{(\epsilon_0 \mu_0)}$

Cette forme d'équation est celle de l'équation des télégraphistes.

Nous retrouverons une équation similaire dans l'étude des lignes de transmission [17-20].

II.7.2- Milieux dispersifs (Equation de Helmholtz) :

Dans les milieux dispersifs, il est beaucoup plus simple de travailler en régime monochromatique. En travaillant avec les amplitudes complexes des champs, on a

$$\mathbf{rot rot E} = i\omega \mathbf{rot B} = \mathbf{grad}(\text{div E}) - \Delta \mathbf{E} = -\Delta \mathbf{E}$$

car $\text{div E} = 0$ pour les mêmes raisons que ci-dessus. De plus, on peut relier $\mathbf{rot B}$ à \mathbf{E} par

$$i\omega \mathbf{rot B} = i\omega \mu_0 \mu_r(\omega) \mathbf{rot H} = i\omega \mu_0 \mu_r(\omega) [-i\omega \epsilon_0 \epsilon_r(\omega) \mathbf{E}]$$

Finalement, on obtient l'équation de Helmholtz :

$$\Delta \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \mu_0 \mu_s \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}(\mathbf{r}, t) - \frac{\epsilon_s \mu_s}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}(\mathbf{r}, t) = 0$$

Il est important de noter que cette équation prend en compte la dispersion dans le matériau dans toute sa généralité.[17-20]

II.7.3- Indice de réfraction complexe :

On définit l'indice de réfraction complexe $n(\omega)$ par la relation :

$$n(\omega) = [\epsilon_r(\omega) \mu_r(\omega)]^{1/2}$$

La racine carrée dans cette définition est celle d'un nombre complexe. La détermination à prendre est celle qui donne une partie imaginaire de l'indice complexe positive. Pour un milieu passif (non amplificateur), et avec le choix de dépendance temporelle en $\exp(-i\omega t)$ qui est fait, c'est cette détermination qui correspond à une atténuation de l'onde au cours

de sa propagation. Notons également que dans les milieux non magnétiques (cas rencontré fréquemment, pour lequel $(\mu_r = 1)$), on a plus simplement $n(\omega) = \sqrt{\epsilon_r(\omega)}$.

Les parties réelle et imaginaire de l'indice ont des significations précises. Prenons l'exemple d'une onde plane monochromatique se propageant dans un milieu d'indice $n = n' + in''$, dans la direction de l'axe Oz. Son amplitude complexe est de la forme :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{E}_0 \exp(in' \frac{\omega}{c} z - i\omega t) \exp(-n'' \frac{\omega}{c} z)$$

La première exponentielle est le terme de propagation, dans lequel la partie réelle de l'indice d'écrit la modification de la vitesse de phase :

$$v_\phi = \frac{c}{n'}$$

La seconde exponentielle est un terme d'atténuation, ou d'extinction (la partie imaginaire de l'indice complexe est aussi appelée indice d'extinction). L'onde se propage en s'atténuant, avec une longueur caractéristique :

$$\delta = \frac{c}{\omega n''} = \frac{\lambda}{2\pi n''}$$

où λ est la longueur d'onde dans le vide. Dans un milieu homogène, l'atténuation est souvent due à l'absorption par le milieu. En effet, dans un milieu non magnétique, on a $n^2 = \epsilon_r$, et donc $2 n' n'' = \epsilon_r''$. Comme nous le verrons ci-dessous, la partie imaginaire de la constante diélectrique d'écrit l'absorption par le milieu (transformation de l'énergie électromagnétique en chaleur). [17-20].

II.7.4- Aspects énergétiques :

L'absorption dans le milieu est donc d'écrite par la partie imaginaire $\epsilon_r''(\omega)$ de la constante diélectrique. Ce terme contient les pertes dues aux charges libres (effet Joule habituel dans les métaux) et celles dues à la polarisation volumique (pertes diélectriques, dues par exemple aux collisions phonons-phonons et phonons-impuretés dans les cristaux, ou aux collisions entre molécules dans les gaz neutres). Dans un milieu magnétique, les pertes par absorption dues à l'aimantation seraient d'écrites par la partie imaginaire de la perméabilité relative $\mu_r(\omega)$. [17-20]

II.8- Application :

II.8.1- Le Soliton :

Le soliton est une onde solitaire localisée spatialement, dont les propriétés de stabilité sont spectaculaires. Les premières observations de ce phénomène ont été faites en 1834 par un ingénieur hydrodynamicien, John Scott Russell. Le soliton est une onde, mais il correspond aussi à un maximum localisé dans la densité d'énergie du système, qui se propage en conservant sa forme et sa vitesse, comme le ferait une particule. On dispose ainsi d'une solution d'une équation de champ classique qui possède à la fois les propriétés d'une quasi-particule et celles d'une onde. Les équations à solitons, au sens mathématique du terme, fournissent des exemples remarquables de systèmes totalement intégrables possédant un nombre infini de degrés de liberté. C'est la raison pour laquelle elles ont tant intéressé les mathématiciens. Les solitons concernent aussi les physiciens et ils sont même devenus indispensables pour décrire des phénomènes tels que la propagation de certaines ondes en hydrodynamique, la propagation de signaux dans les fibres optiques, ou des aspects beaucoup plus microscopiques comme les phénomènes de transport de charge dans les polymères conducteurs, les modes localisés dans des cristaux magnétiques, la dynamique de macromolécules biologiques comme l'ADN, physique des plasmas. Les solitons fournissent souvent une approche fructueuse pour décrire la physique d'un système non linéaire. Au lieu de faire une approximation linéaire, puis de traiter les non linéarités par perturbation, il peut être beaucoup plus efficace de décrire approximativement la physique du système par une équation à solitons puis, si nécessaire, de tenir compte des contributions qui perturbent les solitons.[24-33].

L'exemple le plus simple d'équation à solution soliton est celle de Sine-Gordon,

$$-\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} + \sin \psi = 0 \quad (\text{II.1})$$

$$\psi : \mathfrak{R} \rightarrow \mathfrak{R}$$

Où $\psi = \psi(x, t)$ est un champ scalaire x, t sont des nombres réels représentant l'espace et le temps la solution statique est la fonction indépendante du temps $u = u(x)$ solution l'équation suivante, [25]

$$-\frac{d^2 u}{dx^2} + \sin u = 0. \quad (\text{II.2})$$

L'équation (II.2) c'est celle d'Euler Lagrange de la fonctionnelle suivante,

$$E(u) = \int_{\mathbb{R}} \left(\frac{1}{2} \left(\frac{du}{dx}(x) \right)^2 + (1 - \cos u(x)) \right) dx. \quad (\text{II.3})$$

Posons $V(u) = 1 - \cos(u)$, le potentiel V . Là où il s'annule il y a un ensemble infini discret de minimums dégénérés ($2\pi\mathbb{Z}$), évidemment $u(x) \equiv k\pi$ est une solution triviale de (II.2) pour chaque $k \in \mathbb{Z}$, mais naturellement nous sommes intéressés par les solutions non triviales. En particulier, nous nous intéressons aux solutions non singulières d'énergie finie (dont les ondes solitaires sont des cas particuliers).

Ainsi, soit u une solution classique avec $E(u) < \infty$. Par ceci nous voulons dire naturellement que l'intégrale dans (II.3) est finie, et ceci implique

$$(1 - \cos u)^2 \leq 2[1 - \cos u] \in L^1 \text{ et } \left| \frac{d}{dx} \cos u \right| \leq \left| \frac{d}{dx} u \right| \in L^2$$

alors $(1 - \cos u) \in H^1(\mathbb{R})$ ainsi $\lim_{x \rightarrow \pm\infty} (1 - \cos u(x)) = 0$ on en déduit que

$$u(\pm\infty) = \lim_{x \rightarrow \pm\infty} u(x) \in 2\pi\mathbb{Z}.$$

La solution $u = u(x)$ d'énergie finie $E(u)$ satisfait les conditions asymptotiques suivantes

$$u(-\infty) = 2k_1\pi, \quad u(+\infty) = 2k_2\pi, \quad (k_1, k_2) \in \mathbb{Z}^2 \quad (\text{II.4})$$

Observons que les valeurs asymptotiques de u sont des minimums du potentiel $V(\xi) = 1 - \cos(\xi)$

Alors l'espace H dans lequel on cherche les solutions d'énergie finie se fragmente en une infinité de composantes connexes liées aux conditions asymptotiques (II.4).

Considérons les ensembles suivants:

$$H_{(k_1, k_2)} = \left\{ u \in C^2(\mathfrak{R}; \mathfrak{R}) / \lim_{x \rightarrow -\infty} u(x) = 2k_1\pi, \lim_{x \rightarrow +\infty} u(x) = 2k_2\pi \right\},$$

$$H = \bigcup_{(k_1, k_2) \in \mathbb{Z}^2} H_{(k_1, k_2)} \subset L^\infty(\mathfrak{R}).$$

Nous pouvons facilement vérifier que $(h_1, h_2) \neq (k_1, k_2) \Rightarrow H_{(k_1, k_2)} \cap H_{(h_1, h_2)} = \emptyset$ et que $H_{(k_1, k_2)}$ est un sous-ensemble ouvert de l'espace H . [25-33]

- [1] N. Micallef and al, "Effets des ondes électromagnétiques sur le vivant", Culture libre, sciences ouvertes, 2008.
- [2] W. Pirard, "Champs électromagnétiques et téléphonie mobile", ISEP, juin 2003.
- [3] J. P. Vautrin, "Mesurage de l'exposition humaine au champ électromagnétique", Les Sélections Techniques de l'Ingénieur, 2013.
- [4] F. Brucciani, "Champs électromagnétiques et santé", Note de synthèse no 05/2001, PE no 297.563, février 2001.
- [5] A. Priou. Matériaux en électromagnétisme: Caractérisation des matériaux composites. Techniques de l'Ingénieur AF3373. 1999.
- [6] K. Lichtenecker, K. Rother. Physik. Zeitschr., 32,255. 1931.
- [7] A. Bejaoui. Capteur à base des couches minces d'oxyde de cuivre (II) : Optimisation et modélisation en vue de la détection de gaz. Thèse de doctorat 2013 Université Aix Marseille.
- [8] Adous M. Caractérisation Electromagnétique Des Matériaux Traités De Génie Civil Dans La Bande De Fréquences 50 MHz – 13 GHz. thèse de doctorat (Nantes). 2006.
- [9] S.Orlowska. Conception et prédiction des caractéristiques diélectriques des matériaux composites a deux et trois phases par la modélisation et la validation expérimentale. Thèse de Doctorat, Lyon. 2003.
- [10] A. Balana. Etude du comportement électromagnétique des milieux hétérogènes en ondes centimétriques, modélisation. Thèse de Doctorat, Université de Bordeaux I. 1990.
- [11] .M. Garcia Gracia. Caracterizacion Electromagnetica De Dielectricos En El Domino Del Tiempo. Memoria de Doctor en Ciencias, ZARAGOZA. 1995.
- [12] H. Bakhti, N. Bouzit . Experimental study of dielectric and functional properties of polymer matrix/Cu₂O/BaTiO₃ heterogeneous composites in broad band frequency. 14th International Multidisciplinary Scientific GeoConference SGEM 2014, www.sgem.org, SGEM2014 Conference Proceedings, ISBN 978-619-7105-21-6 / ISSN 1314-2704, June 19-25, 2014, Book 6, Vol. 2, 169-176 pp

- [13] N. Bourouba, K. Lalla, J.P. Martínez Jiménez, N. Bouzit, Eur.Phys. J. Appl. Phys.65, 10202 (2014).
- [14] S. W. Smith. The Scientist & Engineer's Guide to Digital Signal Processing. 2001.
- [15] N.Sabri :(2001), Etude du phénomène de polarisation rotatoire: Effet Faraday. Thèse de magister Tlemcen.
- [16] A.K.Baba Ahmed :(1999), Génération du deuxième harmonique dans un milieu non linéaire. Mémoire en Physique Electronique Tlemcen.
- [17] G. Russako^e, "A derivation of the macroscopic Maxwell equations", Am. J. Phys. 38, 1188(1970).
- [18] J.D. Jackson, Electrodynamique Classique (Dunod, Paris, 2001).
- [19] L. Landau et E. Lifschitz, Electrodynamique des Milieux Continus (Mir, Moscsou, 1969) ; L. D. Landau, E. M. Lifshitz, and L. P. Pitaevskii, Electrodynamics of Continuous Media (Pergamon Press, Oxford, 1984).
- [20] A. Zangwill, Modern Electrodynamics (Cambridge University Press, Cambridge, 2013)
- [21] C. Kittel, Physique de l'Etat Solide (Dunod, Paris, 1998).
- [22] H.Benosman :(2006), Interaction d'une onde électromagnétique avec une vapeur atomique. Thèse de magister Tlemcen.
- [23] M. Born and E. Wolf, Principles of Optics (Cambridge University Press, Cambridge, 1999).
- [24] M.J. Ablowitz and P.A. Clarkson, Solitons, nonlinear evolution equations and inverse scattering, Cambridge University Press, 1991. the Sine-Gordon equation, Phys. Rev. Lett. 30 (1973), 1262-1264.
- [25] M.J. Ablowitz, D.J. Kaup, A.C. Newell and H. Segu, Method for solving the Sine-Gordon equation, Phys. Rev. Lett. 30 (1973), 1262-1264.
- [26] D. Anderson and G. Derrick, Stability of time dependent particle like solutions in nonlinear field theories, J. Math Phys. 11 (1970) 1336-1346.

- [27] E. Acerbi and G. Mingione, Regularity results for a class of functionals with nonstandard growth, Arch. Ration. Mech. Anal., 156, (2001), 121-140.
- [28] Q.H. Ansari, Metric spaces. Including Fixed Point Theory and Set-valued Maps, New Delhi : Narosa Publishing House, (2010).
- [29] S. Antontsev and S. Shmarev, A model porous medium equation with variable exponent of nonlinearity : Existence uniqueness and localization properties of solutions, Nonlinear Anal. 60 (2005), 515-545.
- [30] J.P. Aubin and H. Frankowska, Set Valued Analysis, Birkhauser Boston, 1990.
- [31] A.V. Bäcklund, Concerning surfaces with constant negative curvature, (trans. by Coddington E.M.) New Ear, Lancaster, PA 1905.
- [32] M. Badiale, V. Benci and S. Rolando, Solitary Waves : Physical Aspects and Mathematical Results, Rend. Sem. Mat. Univ. Pol. Torino Vol. 62, 2 (2004), 107-154.
- [33] V. Benci, D. Fortunato, A. Mastello and L. Pisani, Solitons and the electromagnetic field, Math. Z. 232 (1999) 73-102.

Chapitre III

Résultats et discussion

Introduction :

Depuis la découverte des nanotubes de carbone (NTC) au début des années 1990 par Iijima [1], les NTC ont attiré l'attention du monde entier dans de nombreux domaines de la science et de l'industrie et stimulé des études expérimentales et théoriques [66]. Des études ont montré que les NTC possèdent des propriétés physiques extraordinaires telles que les rapports de rigidité élevée au poids et résistance au poids et conductivités électriques et thermiques énormes sur d'autres matériaux connus. Les nanotubes de carbone sont cylindriques macromolécules composées d'une feuille très ordonnée d'atomes de carbone dans un arrangement hexagonal périodique roulé dans un tube. Beaucoup croient que les nanotubes de carbone peuvent fournir de bons matériaux de renforcement pour le développement d'une nouvelle classe de nanocomposites [67,68]. En particulier, les NTC s'attendent à avoir de nombreuses utilisations dans les nano-électrons tels que nano-commutateur, nano-dispositifs, capteurs et (haute fréquence) oscillateurs micromécaniques [69–73]. Au cours des dernières années, l'effet d'absorption des micro-ondes et électromagnétique Les caractéristiques des NTC ont également suscité un intérêt considérable pour l'importance théorique et pratique des sciences fondamentales et application [57],[74,75]. Ainsi, comprendre l'effet du champ magnétique sur les caractéristiques de la propagation des NTC sont essentiels et peuvent apporter une aide utile dans les applications de nano-ingénierie.

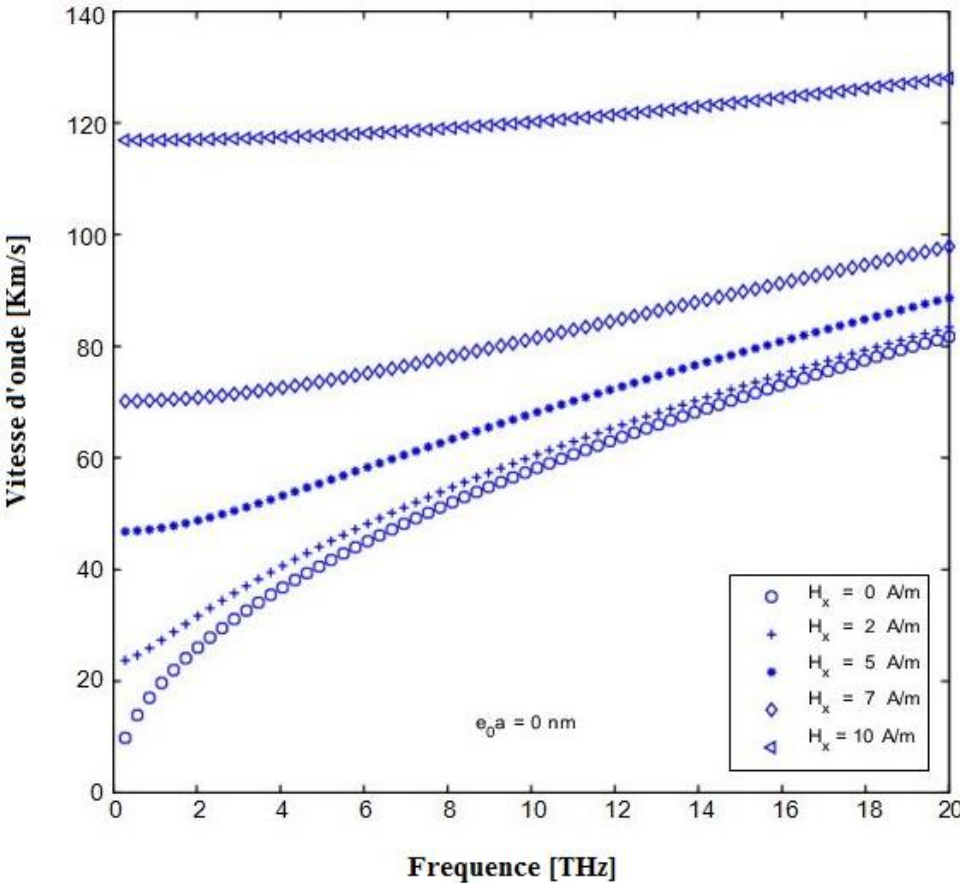


Figure.III.1. élasticité locale/classique. [62-65].

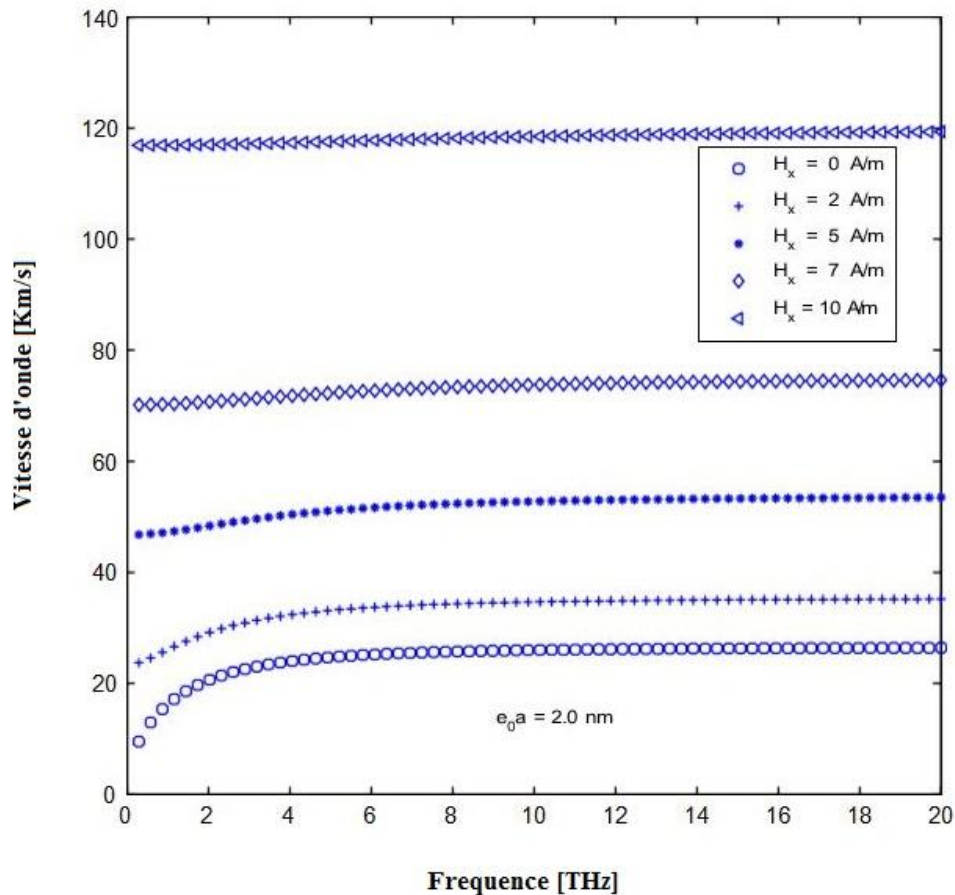


Figure.III.2. élasticité non locale. [62-65].

Figure.III.1 et Figure.III.2 représente : La Dispersion de la vitesse d'onde avec la fréquence d'onde dans un nanotube de carbone monoparoi sous l'influence de l'élasticité locale de l'effet magnétique longitudinal obtenu à partir (Figure.III.1) de l'élasticité locale/classique ($e_0a = 0$ nm), et (Figure.III.2) de l'élasticité non locale ($e_0a = 2.0$ nm). Dans ces simulations, la matrice élastique n'est pas considérée, c'est-à-dire $K_W = 0$ and $K_S = 0$ [62-65].

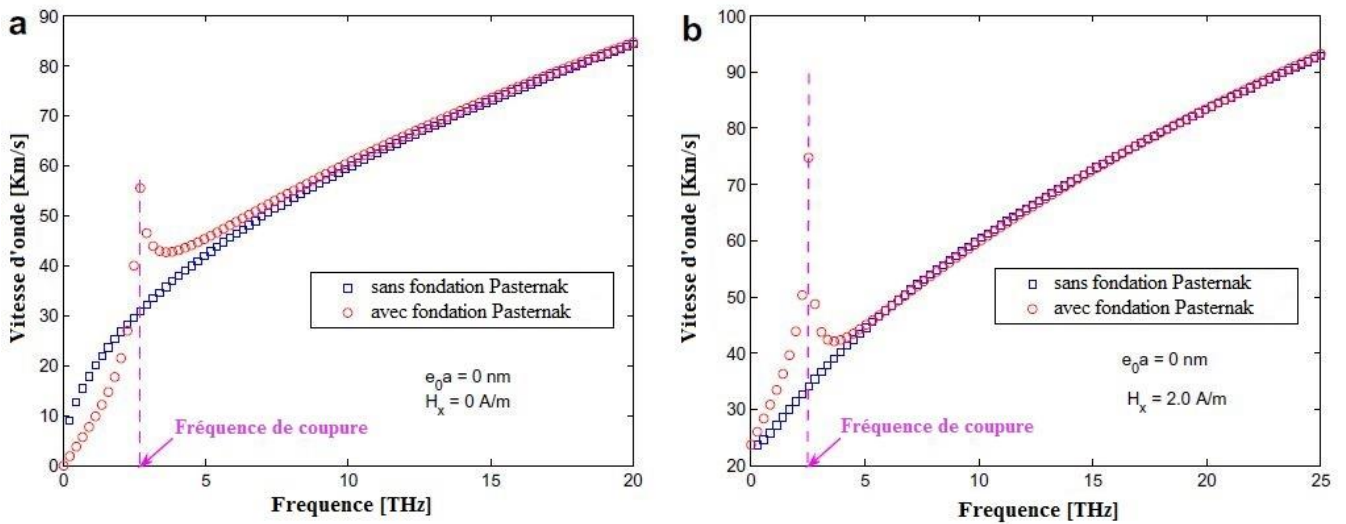


Figure.III.3. Dispersion de la vitesse d'onde avec fréquence d'onde dans un nanotube de carbone monoparoi intégré dans un milieu élastique de type Pasternak obtenu sous forme d'élasticité locale ou classique ($e_0a = 0$ nm) pour les intensités magnétiques longitudinales de (a) $H_x = 0$ A/m et (b) $H_x = 2.0$ A/m. [62-65].

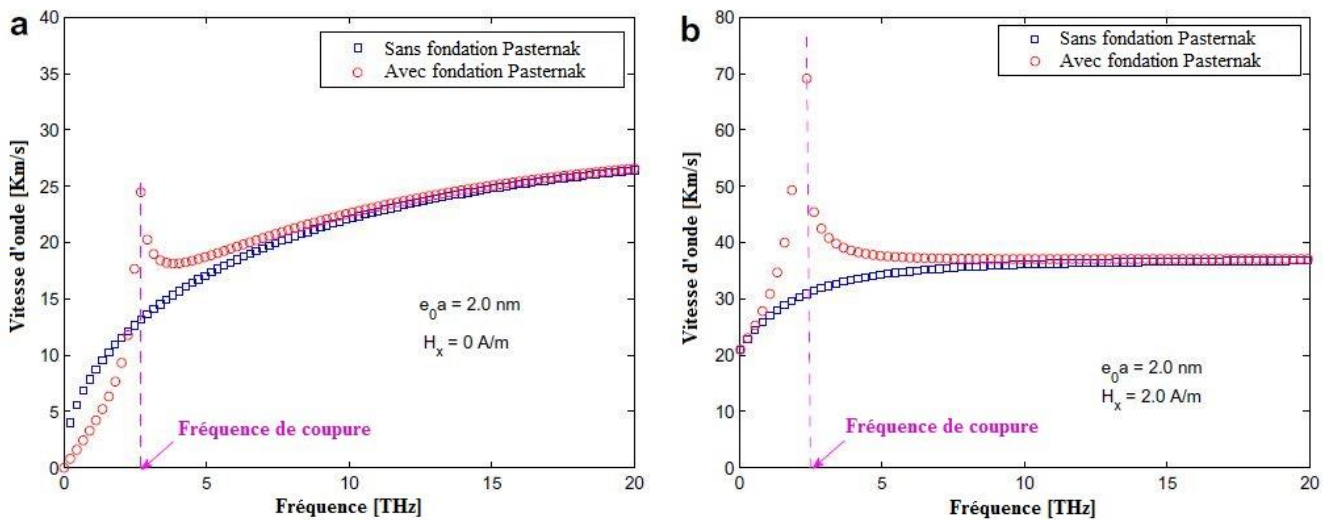


Figure.III.4. Dispersion de la vitesse d'onde avec fréquence d'onde dans un nanotube de carbone monoparoi intégré dans un milieu élastique de type Pasternak obtenu sous forme d'élasticité non locale ($e_0a = 2.0$ nm) pour les intensités magnétiques longitudinales de (a) $H_x = 0$ A/m et (b) $H_x = 2.0$ A/m. [62-65].

Analyse :

Sur la base des formulations obtenues ci-dessus avec le modèle de faisceau Euler-Bernoulli non local, les caractéristiques de dispersion des ondes de SWCNT embarquées sous l'influence du champ magnétique longitudinal sont étudiées et discutées ici. Dans des exemples de calculs, le rayon effectif de SWCNT $r_e = 3,5$ nm, l'épaisseur de paroi de SWCNT $h = 0,34$ nm ($Eh = 360$ J/m²) et la masse densité de SWCNT, $\rho = 2300$ kg/m³, sont supposées. Les propriétés de la matrice élastique telles que le module de Winkler $KW = 1,13 \times 10^{18}$ Pa et le module de cisaillement de la matrice polymère $KS = 1,13$ Pa/m sont tirées de la Réf. [51] [62-65].

La variation de la vitesse des ondes avec la fréquence pour le SWCNT sous champ magnétique longitudinal sans matrice élastique, obtenue à partir des théories locales et non locales, est illustrée à la Figure.III.1 et Figure.III.2. Le calcul de l'élasticité locale montre que la dispersion de la vitesse des ondes est non linéaire avec la fréquence à des fréquences plus élevées. Le calcul de l'élasticité non locale montre que les vitesses des ondes sont presque constantes à des fréquences plus élevées, comme le montre la Fig.III.2. De plus, les vitesses des ondes obtenues à partir de l'élasticité non locale sont faibles par rapport à celles obtenues à partir des calculs d'élasticité locale. Le champ magnétique longitudinal appliqué modifie la caractéristique dynamique de la propagation des ondes dans les SWCNT dans les régions de fréquence inférieure et supérieure (voir Figure.III.1 et Figure.III.2). Ces changements sont pris en compte dans les calculs d'élasticité locale et non locale. Dans la région de fréquence étudiée ici, la vitesse des ondes augmente avec une augmentation de l'intensité du champ magnétique longitudinal. Mais, le champ magnétique longitudinal a peu d'influence sur la vitesse des ondes lorsque son amplitude est très faible ($< 2,0$ A/m) sur toute la gamme de fréquences. Avec l'augmentation du paramètre non local, la vitesse de l'onde diminue, comme le montre la Figure.III.1 et Figure.III.2. Pour ($e_0 a = 2,0$ nm), l'amplitude de la vitesse de l'onde est presque constante pour toutes les fréquences d'onde à une intensité de champ magnétique plus élevée (Figure.III.1 et Figure.III.2). Cela signifie que l'application du champ magnétique rend le SWCNT plus rigide. [62-65].

Pour deux valeurs de $H_x = 0$ A/m et $H_x = 2$ A/m, l'effet du milieu élastique (fondation Pasternak) est représenté sur la Figure.III.3 pour $e_0 a = 0$. L'effet de la matrice élastique montre que l'onde aura une fréquence de coupure (voir Figure.III.3). En présence du milieu élastique, les modes d'onde de flexion présentent une région de bande interdite de fréquence.

Dans cette bande interdite de fréquence, les nombres d'onde correspondants sont imaginaires. Ainsi, les modes de flexion sont atténués aux fréquences comprises dans cette bande. Ainsi, ces nombres d'onde ont une partie imaginaire substantielle avec la partie réelle, donc ces ondes s'atténuent au fur et à mesure qu'elles se propagent. On constate que la présence du champ magnétique ne modifiera pas la bande interdite de fréquence, cependant, elle modifiera la forme et l'amplitude de la courbe de dispersion des ondes, comme indiqué sur la Figure.III.3 (b). Pour $H_x = 0$, la relation de dispersion est non linéaire alors qu'elle est presque linéaire pour $H_x = 2$ A/m. L'effet du milieu élastique pour ($e_0 a = 2,0$ nm) est représenté sur la Figure.III.4 avec et sans la présence du champ magnétique longitudinal. En présence de champ magnétique, les relations de dispersion des ondes sont presque constantes pour les fréquences plus élevées. La région de bande interdite n'est pas non plus affectée par la non-localité (voir les Figure.III.4 (a) et (b)). La fréquence de coupure est inversement proportionnelle au rayon de l'ECS du SWCNT. Ainsi, la fréquence de coupure diminue à mesure que le rayon de CNT augmente, la fréquence de coupure augmente avec la rigidité du paramètre de fondation de Winkler [1-64-65].

Les résultats présentés dans ce travail sont nouveaux et peuvent fournir des orientations utiles pour l'étude et la conception de la prochaine génération de nano-dispositifs tels que les systèmes nano-électro-magnéto-mécaniques (NEMMS) qui utilisent les propriétés de propagation des ondes des SWCNT embarqués. [62-65].

Annexe :

La comparaison entre la vitesse de l'onde et la fréquence de coupure : [45-56]

$$W(x, t) = \sum_{n=1}^N \hat{w}(x) e^{i\omega_n t} \quad (1)$$

$$\sum_{n=1}^N \left[EI \frac{d^4 \hat{w}}{dx^4} - \eta AH_x^2 \frac{d^2 \hat{w}}{dx^2} + \eta AH_x^2 (e_0 a)^2 \frac{d^4 \hat{w}}{dx^4} + K_w \hat{w} - K_s \frac{d^2 \hat{w}}{dx^2} - K_w (e_0 a)^2 \frac{d^2 \hat{w}}{dx^2} + K_s (e_0 a)^2 \frac{d^4 \hat{w}}{dx^4} - \rho A \omega_n^2 \hat{w} + \rho A (e_0 a)^2 \omega_n^2 \frac{d^2 \hat{w}}{dx^2} \right] e^{i\omega_n t} = 0 \quad (2)$$

$$EI \frac{d^4 \hat{w}}{dx^4} - \eta AH_x^2 \frac{d^2 \hat{w}}{dx^2} + \eta AH_x^2 (e_0 a)^2 \frac{d^4 \hat{w}}{dx^4} + K_w \hat{w} - K_s \frac{d^2 \hat{w}}{dx^2} - K_w (e_0 a)^2 \frac{d^2 \hat{w}}{dx^2} + K_s (e_0 a)^2 \frac{d^4 \hat{w}}{dx^4} - \rho A \omega^2 \hat{w} + \rho A (e_0 a)^2 \omega^2 \frac{d^2 \hat{w}}{dx^2} = 0 \quad (3)$$

En substituant $\hat{w}(x) = \tilde{w} e^{-ik_n x}$ dans l'équation (3), on aura le suivant : [45-56]

$$[EI K_n^4 + \eta AH_x^2 K_n^2 + \eta AH_x^2 (e_0 a)^2 K_n^4 + K_w + K_s K_n^2 + K_w (e_0 a)^2 K_n^2 + K_s (e_0 a)^2 K_n^4 - \rho A \omega^2 - \rho A \omega^2 (e_0 a)^2 K_n^2] \tilde{w} = 0$$

$$[EI + \eta AH_x^2 + K_s (e_0 a)^2] K_n^4 + [\eta AH_x^2 + K_s + K_w (e_0 a)^2 - \rho A \omega^2 (e_0 a)^2] K_n^2 + K_w - \rho A \omega^2 = 0$$

$$K_n = \pm \sqrt{-\frac{1}{2} \frac{\alpha_2}{\alpha_4} \pm \sqrt{\frac{1}{4} \left(\frac{\alpha_2}{\alpha_4}\right)^2 - \frac{\alpha_0}{\alpha_4}}} \quad (4)$$

Ou :

$$\alpha_4 = EI + \eta AH_x^2 (e_0 a)^2 K_s (e_0 a)^2 \quad (5)$$

$$\alpha_2 = \eta AH_x^2 + K_s + K_w (e_0 a)^2 - \rho A \omega^2 (e_0 a)^2$$

$$\alpha_0 = K_w - \rho A \omega^2 \quad (6)$$

$$\omega_c = \sqrt{\frac{K_w}{\rho A}} \quad (7)$$

$$C_p = \text{Re}\left(\frac{\omega_n}{K_n}\right) \quad (8)$$

- [1] S. Iijima, Helical microtubules of graphitic carbon, *Nature* 354 (1991) 56–58.
- [2] M.M.J. Treacy, T.W. Ebbesen, J.M. Gibson, Exceptionally high Young's modulus observed for individual carbon nanotubes, *Nature* 381 (1996) 678–680.
- [3] E.W. Wong, P.E. Sheehan, C.M. Lieber, Nanobeam mechanics: Elasticity, Strength and toughness of nanorods and nanotubes, *Science* 277 (1997) 1971–1975.
- [4] A. Krishnan, E. Dujardin, T.W. Ebbesen, P.N. Yianilos, M.M.J. Treacy, Young's modulus of single-walled nanotubes, *Phys. Rev. B* 58 (1998) 14013–14019.
- [5] J.-P. Salvetat, J.-M. Bonard, N.H. Thomson, A.J. Kulik, L. Forro, W. Benoit, L. Zuppiroli, Mechanical properties of carbon nanotubes, *Appl. Phys. A* 69(1999) 255–260.
- [6] P. Poncharal, Z.L. Wang, D. Urarte, W.A. de Heer, Electrostatic deflection and electromechanical resonance of carbon nanotubes, *Science* 283 (1999) 1513–1516.
- [7] T.W. Tombler, C. Zhou, L. Alexseyev, J. Kong, H. Dai, L. Liu, C.S. Jayanthi, M. Tang, S.Y. Wu, Reversible electromechanical characteristics of carbon nanotubes under local-probe manipulation, *Nature* 405 (2000) 769–772.
- [8] M.F. Yu, O. Lourie, M.J. Dyer, K. Moloni, T.F. Kelly, R.S. Ruoff, Strength and breaking mechanism of multi-walled carbon nanotubes under tensile load, *Science* 287 (2000) 637–640.
- [9] M.F. Yu, Fundamental studies of nanoscale sensing and actuation based on nanomanipulation and assembly, in: *Proceedings in 2003 IEEE/RSJ, International Conference on Intellectual Robotics System, Las Vegas, USA (2003)*.
- [10] B.G. Demczyk, Y.M. Wang, J. Cumings, M. Hetman, W. Han, A. Zettl, R.O. Ritchie, Direct mechanical measurement of the tensile strength and elastic modulus of multiwalled carbon nanotubes, *Mater. Sci. Eng. A* 334 (2002) 173–178.
- [11] D.H. Robertson, D.W. Brenner, J.W. Mintmire, Energetics in nanoscale graphitic tubules, *Phys. Rev. B* 45 (1992) 12592–12595.
- [12] E. Hernandez, C. Goze, P. Bernier, A. Rubio, Elastic properties of C and BxCyNz composite nanotubes, *Phys. Rev. Lett.* 80 (1998) 4502–4505.
- [13] G.V. Lier, C.V. Alsenoy, V.V. Doren, P. Geerlings, Ab initio study of the elastic properties of single-walled carbon nanotubes and graphene, *Chem. Phys. Lett.* 326 (2000) 181–185.
- [14] Z. Xin, Z. Jianjun, O.Y. Zhong-can, Strain energy and Young's modulus of single-wall carbon nanotubes calculated from electronic energy-band theory, *Phys. Rev. B* 62 (2000) 13692–13696.

- [15] Z. Tu, Z. Ou-Yang, Single-walled and multiwalled carbon nanotubes viewed as elastic tubes with the effective Young's moduli dependent on layer number, *Phys. Rev. B* 65 (2002). Art No 233407.
- [16] D. Sanchez-Portal, E. Artacho, J.M. Soler, Ab initio structural, elastic, and vibrational properties of carbon nanotubes, *Phys. Rev. B* 59 (1999) 12678–12688.
- [17] G. Zhou, W. Duan, B. Gu, First-principles study on morphology and mechanical properties of single-walled carbon nanotube, *Chem. Phys. Lett.* 333(2001) 344–349.
- [18] S. Reich, C. Thomsen, P. Ordejon, Elastic properties of carbon nanotubes under hydrostatic pressure, *Phys. Rev. B* 65 (2002). Art No 153407.
- [19] B.I. Yakobson, C.J. Brabec, J. Bernholc, Nanomechanics of carbon tubes: instabilities beyond linear response, *Phys. Rev. Lett.* 76 (1996) 2511–2514.
- [20] C.F. Cornwell, L.T. Wille, Elastic properties of single-walled carbon nanotubes in compression, *Solid State Commun.* 101 (1997) 555–558.
- [21] P.M. Agrawal, B.S. Sudalayandi, L.M. Raff, R. Komanduri, A comparison of different methods of Young's modulus determination for single-wall carbon nanotubes using molecular dynamics simulation, *Comput. Mater. Sci.* 38 (2006) 271–281.
- [22] A. Sears, R.C. Batra, Macroscopic properties of carbon nanotubes from molecular–mechanics simulations, *Phys. Rev. B* 69 (2004). Art No 235406.
- [23] J.P. Lu, Elastic properties of carbon nanotubes and nanoropes, *Phys. Rev. Lett.* 79 (1997) 1297–1300.
- [24] R.C. Batra, A. Sears, Uniform radial expansion/contraction of carbon nanotubes and their transverse elastic moduli, *Model. Simul. Mater. Sci. Eng.* 15(2007) 835–844.
- [25] Y. Huang, J. Wu, K.C. Hwang, Thickness of graphene and single-wall carbon nanotubes, *Phys. Rev. B* 74 (2006). Art No 245413.
- [26] T. Natsuki, K. Tantrakarn, M. Endo, Prediction of elastic properties for single-walled carbon nanotubes, *Carbon* 42 (2004) 39–45.
- [27] W.D. Cornell, P. Cieplak, C.I. Bayly, I.R. Gould, K.M. Merz, D.M. Ferguson, A second generation force field for the simulation of proteins, nucleic acids, and organic molecules, *J. Amer. Chem. Soc.* 117 (1995) 5179–5197.
- [28] Y. Wu, X. Xhang, A.Y.T. Leung, W. Zhong, An energy-equivalent model on studying the mechanical properties of single walled carbon nanotubes, *Thin Walled Struct.* 44 (2006) 667–676.

- [29] K. Chandraseker, S. Mukherjee, Atomistic-continuum and ab initio estimation of the elastic moduli of single-walled carbon nanotubes, *Comput. Mater. Sci.* 40 (2007) 147–158.
- [30] S.S. Gupta, R.C. Batra, Continuum structures equivalent in normal mode vibrations to single-walled carbon nanotubes, *Comput. Mater. Sci.* 43 (2008) 715–723.
- [31] R.C. Batra, S.S. Gupta, Wall thickness and radial breathing modes of single-walled carbon nanotubes, *J. Appl. Mech.* 75 (2008) 61010.
- [32] S.S. Gupta, F.G. Bosco, R.C. Batra, Breakdown of structural models for vibrations of single-wall zigzag carbon nanotubes, *J. Appl. Phys.* 106 (2009) 063527.
- [33] S.S. Gupta, F.G. Bosco, R.C. Batra, Wall thickness and elastic moduli of single-walled carbon nanotubes from frequencies of axial, torsional and inextensional modes of vibration, *Comput. Mater. Sci.* 47 (2010) 1049–1059.
- [34] C. Li, Tsu Wei Chou, Vibrational behaviors of multi-walled-carbon-nanotube-based nanomechanical resonators, *Appl. Phys. Lett.* 84 (2004) 121–123.
- [35] C.Q. Ru, Effective bending stiffness of carbon nanotubes, *Phys. Rev. B* 62 (2000) 9973–9976.
- [36] M. Arroyo, T. Belytschko, An atomistic-based finite deformation membrane for single layer crystalline films, *J. Mech. Phys. Solids* 50 (2002) 1941–1977.
- [37] A. Pantano, D.M. Parks, M.C. Boyce, Mechanics of deformation of single- and multi-wall carbon nanotubes, *J. Mech. Phys. Solids* 52 (2004) 789–821.
- [38] H.W. Zhang, J.B. Wang, X. Guo, Predicting the elastic properties of single-walled carbon nanotubes, *J. Mech. Phys. Solids* 53 (2005) 1929–1950.
- [39] X. Guo, J.B. Wang, H.W. Zhang, Mechanical properties of single-walled carbon nanotubes based on higher order Cauchy-Born rule, *Int. J. Solids Struct.* 43 (2006) 1276–1290.
- [40] K. Sohlberg, B.G. Sumpter, R.E. Tuzun, D.W. Noid, Continuum methods of mechanics as a simplified approach to structural engineering of nanostructures, *Nanotechnology* 9 (1998) 30–36.
- [41] C.Y. Wang, C.Q. Ru, A. Mioduchowski, Applicability and limitations of simplified elastic shell equations for carbon nanotubes, *J. Appl. Mech.* 71 (2004) 622–631.
- [42] Q. Wang, V.K. Varadan, Wave characteristics of carbon nanotubes, *Int. J. Solids Struct.* 43 (2006) 254–265.

- [43] C.Y. Wang, L.C. Zhang, An elastic shell model for characterizing single-walled carbon nanotubes, *Nanotechnology* 19 (2008). Art No 195704.
- [44] Y. Chen, J.D. Lee, A. Eskandarian, Atomistic viewpoint of the applicability of microcontinuum theories, *Int. J. Solids Struct.* 41 (2004) 2085–2097.
- [45] A.C. Eringen, On differential equations of nonlocal elasticity and solutions of screw dislocation and surface waves, *J. Appl. Phys.* 54 (1983) 4703.
- [46] Q. Wang, Wave propagation in carbon nanotubes via nonlocal continuum mechanics, *J. Appl. Phys.* 98 (2005). Art. No. 124301.
- [47] Y.Q. Zhang, G.R. Liu, X.Y. Xie, Free transverse vibrations of double-walled carbon nanotubes using a theory of nonlocal elasticity, *Phys. Rev. B* 71 (2005). Art. No. 195404.
- [48] P. Lu, H.P. Lee, C. Lu, P.Q. Zhang, Dynamic properties of flexural beams using a nonlocal elasticity model, *J. Appl. Phys.* 99 (2006) 073510.
- [49] Q. Wang, V.K. Varadan, Application of nonlocal elastic shell theory in wave propagation analysis of carbon nanotubes, *Smart Mater. Struct.* 16 (2007) 178–190.
- [50] Y.H. Hu, K.M. Liew, Q. Wang, X.Q. He, B.I. Yakobson, Nonlocal shell model for elastic wave propagation in single- and double-walled carbon nanotubes, *J. Mech. Phys. Solids* 56 (12) (2008) 3475–3485.
- [51] S.C. Pradhan, T. Murmu, Small scale effect on vibration of embedded multilayered graphene sheets based on nonlocal continuum models, *Physics Letters A* 373 (2009) 1062–1069.
- [52] S. Narendar, S. Gopalakrishnan, Nonlocal scale effects on wave propagation in multi-walled carbon nanotubes, *Comput. Mater. Sci.* 47 (2009) 526–538.
- [53] S. Narendar, S. Gopalakrishnan, Nonlocal scale effects on ultrasonic wave characteristics of nanorods, *Physica E: Low-Dimensional Syst. Nanostruct.* 42(2010) 1601–1604.
- [54] S. Narendar, S. Gopalakrishnan, Ultrasonic wave characteristics of a nanorods via nonlocal strain gradient models, *J. Appl. Phys.* 107 (2010) 084312.
- [55] S. Narendar, S. Gopalakrishnan, Terahertz wave characteristics of a single-walled carbon nanotube containing a fluid flow using the nonlocal Timoshenko beam model, *Physica E: Low-Dimensional Syst. Nanostruct.* 42 (2010) 1706–1712.

- [56] S. Narendar, Terahertz wave propagation in uniform nanorods: A nonlocal continuum mechanics formulation including the effect of lateral inertia, *Physica E: Low-Dimensional Syst. Nanostruct.* 43 (2011) 1015–1020.
- [57] G. Fedorova, A. Tselevb, D. Jimenezc, S. Latild, N.G. Kalugine, P. Barbarab, D. Smirnova, S. Rochef, Exploring the magnetically induced field effect in carbon nanotube-based devices, *Physica E* 40 (2008) 1010–1013.
- [58] A. Wadhawan, D. Garrett, J.M. Perezb, Nanoparticle-assisted microwave absorption by single-wall carbon nanotubes, *Appl. Phys. Lett.* 83 (2003) 2683–2685.
- [59] H. Wang, K. Dong, F. Men, Y.J. Yan, X. Wang, Influences of longitudinal magnetic field on wave propagation in carbon nanotubes embedded in elastic matrix, *Appl. Math. Model.* 34 (4) (2010) 878–889.
- [60] G.Y. Slepyan, S.A. Maksimenko, Electrodynamics of carbon nanotubes: dynamic conductivity, impedance boundary conditions, and surface wave propagation, *Phys. Rev. B* 60 (1999) 17136–17149.
- [61] W. Li, Y.N. Wang, Electromagnetic wave propagation in single-walled carbon nanotube, *Phys. Lett. B* 333 (2004) 303–309.
- [62] S. Narendar, S.S. Gupta, S. Gopalakrishnan, Ultrasonic vibration analysis of single-walled carbon nanotubes under longitudinal magnetic field using nonlocal elasticity and wave propagation approach, *Advanced Science Letters*, in press, doi:10.1166/asl.2011.1878.
- [63] J.D. Kraus, *Electromagnetics*, McGrawHill, Inc., USA, 1984.
- [64] J.F. Doyle, *Wave Propagation in Structures*, Springer-Verlag Inc., NY, 1997.
- [65] S. Narendar, S.S. Gupta, S. Gopalakrishnan, Wave propagation in single-walled carbon nanotube under longitudinal magnetic field using nonlocal Euler–Bernoulli beam theory, *Applied Mathematical Modelling*, in press, doi:10.1016/j.apm.2011.11.07
- [66] S. Iijima, C. Brabec, A. Maiti, J. Bernholc, Structural flexibility of carbon nanotubes, *J. Chem. Phys.* 104 (1996) 2089–2092.
- [67] E.K. Thostenson, Z. Ren, T.W. Chou, Advances in the science and technology of carbon nanotubes and their composites: a review, *Compos. Sci. Technol.* 61 (2001) 1899–1912.
- [68] D. Qian, G.J. Wagner, W.K. Liu, M.F. Yu, R.S. Ruoff, Mechanics of carbon nanotubes, *Appl. Mech. Rev.* 55 (2002) 495–532.

- [69] T. Rueckes, K. Kim, E. Joselevich, Carbon nanotube-based nonvolatile random access memory for molecular computing, *Science* 289 (2000) 94–97.
- [70] H.W.C. Postma, T. Teepen, Z. Yao, Carbon nanotube single-electron transistors at room temperature, *Science* 293 (2001) 76–79.
- [71] G.Y. Tseng, J.C. Ellenbogen, Toward nano-computers, *Science* 294 (2001) 1293–1294.
- [72] C. Thelander, L. Samuelson, AFM manipulation of carbon nanotubes: realization of ultra-fine nanoelectrodes, *Nanotechnology* 13 (2002) 108–113.
- [73] G. Zhou, W.H. Duan, B.L. Gu, Electronic structure and field-emission characteristics of open-ended single-walled carbon nanotubes, *Phys. Rev. Lett.* 87(2001) 095504-1–095504-4.
- [74] L. Zhang, H. Zhu, Y. Song, Y.M. Zhang, Y. Huang, The electromagnetic characteristics and absorbing properties of multi-walled carbon nanotubes filled with Er₂O₃ nanoparticles as microwave absorbers, *Mater. Sci. Eng. B* 153 (2008) 78–82.
- [75] A. Wadhawan, D. Garrett, J.M. Perezb, Nanoparticle-assisted microwave absorption by single-wall carbon nanotubes, *Appl. Phys. Lett.* 83 (2003) 2683–2685.

Conclusion

Conclusion

Dans le présent article, l'effet du champ magnétique longitudinal sur les caractéristiques de dispersion des ondes ultrasonores ou Téra hertz d'une structure de continuum équivalente de nanotubes de carbone à paroi unique intégrés dans un milieu élastique est étudié.

L'équation de direction non locale du mouvement pour un ECS de SWCNT sous un champ magnétique longitudinal est dérivée en considérant la force magnétique de Lorentz obtenue à partir des relations de Maxwell.

Les résultats montrent que la vitesse des ondes de flexion dans les SWCNT augmente avec l'augmentation de la force du champ magnétique longitudinal pour toutes les bandes de fréquences étudiées dans cet article. L'effet de l'intensité du champ magnétique, de la rigidité de la matrice élastique et du paramètre non local sur les propriétés de dispersion des ondes ultrasonores des SWCNT est également étudié.

Les résultats présentés dans ce travail peuvent fournir des orientations utiles pour l'étude et la conception de la prochaine génération de nano-dispositifs tels que les nano-oscillateurs, l'absorption des micro-ondes, la technologie des nano-électrons et les systèmes nano-électro-magnéto-mécaniques (NEMMS) qui exploitent les propriétés de propagation d'ondes des nanotubes de carbone monoparoi noyés dans un milieu élastique.

Abstract:

In this work, the effect of the longitudinal magnetic field on the wave dispersal characteristics of the equivalent continuum structure (ECS) of single-walled carbon nanotubes (SWCNT) embedded in elastic medium is studied.

The ECS is modeled as an Euler–Bernoulli beam. The chemical bonds between a SWCNT and the elastic medium are supposed to develop. The elastic matrix is described with the Pasternak foundation model, which accounts for both normal pressure and the transverse shear deformation. The Motion equations that control SWCNT's ECS under a longitudinal magnetic field are derived by taking into account the magnetic force of Lorentz obtained from Maxwell's relations within the framework of nonlocal elasticity theory.

Résumé:

Dans ce travail, l'effet du champ magnétique longitudinal sur les caractéristiques de dispersion des vagues de la structure continuum équivalente (ECS) des nanotubes de carbone à paroi unique (SWCNT) encastré dans un milieu élastique est étudié.

L'ECS est modélisé comme un faisceau Euler-Bernoulli. Les liaisons chimiques entre une SWCNT et le milieu élastique sont supposées se développer. La matrice élastique est décrite avec le modèle de fondation Pasternak, qui tient compte à la fois de la pression normale et de la déformation transversale par cisaillement. Les équations de mouvement qui contrôlent l'ECS de SWCNT sous un champ magnétique longitudinal sont dérivées en tenant compte de la force magnétique de Lorentz obtenue à partir des relations de Maxwell dans le cadre de la théorie de l'élasticité non locale.

ملخص :

في هذا العمل تم دراسة تأثير المجال المغناطيسي الطولي على خصائص تشتت الموجة للبنية المتواصلة المكافئة (ECS) للأنابيب النانوية الكربونية أحادية الجدار المضمنة في وسط مرن.

تم تصميم نظام ECS على شكل شعاع أويلر-برنولي. من المفترض أن تتطور الروابط الكيميائية بين أنابيب النانوية الكربونية أحادية الجدار والوسط المرن. يتم وصف المصفوفة المرنة بنموذج أساس باسترنك ، والذي يمثل كل من الضغط الطبيعي وتشوه القص العرضي. تُشتق معادلات الحركة التي تتحكم في ECS الخاص بالأنابيب النانوية الكربونية أحادية الجدار تحت مجال مغناطيسي طولي من خلال مراعاة القوة المغناطيسية لـ لورنتز التي تم الحصول عليها من علاقات ماكسويل في إطار نظرية المرونة غير المحلية.