

Arranjo Periódico de Nanodipolos sobre Impedância Superficial do Grafeno em Terahertz

André Felipe S. Cruz, Nadson Welkson P. Souza, Tommaso Del Rosso, Victor A. Dmitriev e Karlo Q. da Costa

Resumo— Neste trabalho é apresentada uma análise eletromagnética de um arranjo de nanoantenas sobre uma camada de grafeno depositada em um substrato SiO_2 . O grafeno é modelado como uma impedância superficial com condutividade descrita pelo modelo de Kubo. Os campos eletromagnéticos do arranjo periódico de nanoantenas foram determinados através da Função de Green Periódica, com condição de impedância na interface entre os meios. Nesta abordagem, as nanoantenas são modeladas como um arranjo periódico de nanodipolos sobre a camada de grafeno. Foram realizadas análises paramétricas dos campos elétrico e magnético, da densidade de corrente superficial sobre a camada de grafeno, e do diagrama de radiação de campo distante na estrutura. As simulações foram realizadas na frequência de 1,2THz, sendo verificadas as mudanças de campo próximo e distante em função da impedância superficial do Grafeno, controlada via potencial químico.

Palavras-Chave— Arranjo planar, Impedância superficial, Grafeno, Funções de Green.

Abstract— This paper presents an electromagnetic analysis of a nanoantenna array above a graphene layer deposited in a SiO_2 substrate. Graphene is modeled as a surface impedance with conductivity described by the Kubo model. The electromagnetic fields of the nanoantenna array were determined by the Periodic Green's Function with impedance condition at the interface between the mediums. In this approach the nanoantennas are modeled like a periodic array of nanodipoles above the graphene layer. Parametric analyzes of the electric and magnetic fields, the surface current density on the graphene layer, and the far field radiation pattern were performed. The simulations were performed at the frequency of 1.2THz, and the near and far field changes were verified as a function of the surface impedance of the graphene, controlled by the chemical potential.

Keywords— Planar array, Surface impedance, Graphene, Green's Functions

I. INTRODUÇÃO

Entre os metamateriais que têm chamado atenção nos últimos anos, o grafeno tem se destacado por causa de suas extraordinárias propriedades eletrônicas, mecânicas e ópticas. Por este motivo, pesquisadores têm demonstrando interesse na utilização do grafeno em aplicações eletromagnéticas em microondas, Terahertz e óptica [1,2]. O grafeno é um alótropo do carbono, cujos átomos formam ligações covalentes em um simples plano. No grafeno, a hibridização de seus orbitais formam ligações fortes do tipo σ , responsáveis pelas interessantes propriedades mecânicas, e ligações fracas do tipo π , que produzem incríveis propriedades eletrônicas [3,4].

André Cruz¹, e-mail: andcruz@ufpa.br; Nadson Souza², e-mail: nadson-welkson@unifesspa.edu.br; Tommaso Del Rosso³, e-mail: tommaso@puc-rio.br; Victor Dmitriev¹, e-mail: victor@ufpa.br; Karlo Costa¹, e-mail: karlo@ufpa.br; ¹Universidade Federal do Pará; ²Universidade Federal do Sul e Sudeste do Pará; Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro³

Atualmente, a produção do grafeno pode ser realizada por meio de processos de deposição química em fase de vapor (CVD - chemical vapour deposition), crescimento epitaxial, esfoliação mecânica de HOPG (Highly oriented pyrolytic graphite) seguido de deposição em uma camada de SiO_2 , dentre outros [5]. Este alótropo do carbono tem demonstrado ser promissor para novas aplicações de dispositivos eletrônicos, dado a sua incomum mobilidade de elétrons, e principalmente ao fato dele apresentar espessura de uma única camada atômica. Por este motivo, o grafeno pode ser considerado um material bidimensional, sendo modelado como uma condutividade superficial (ou impedância superficial) descrita pela formula de Kubo, em função da frequência, temperatura, taxa de espalhamento e potencial químico [3,4,6]. Uma das propriedades mais interessantes deste material é a habilidade de suportar modos plasmônicos superficiais TM (transversal magnético) na faixa de Terahertz [6].

Além disso, as propriedades elétricas do grafeno podem ser dinamicamente controladas através do potencial químico, via tensão de polarização aplicada [3,4]. Esta característica tem propiciado recentes pesquisas em novas nanoantenas plasmônicas inteligentes controladas via potencial químico [1,2,5,6,7,8,9,10]. Clusters plasmônicos (soluções com nanopartículas) são candidatos ideais para mesclar as características de nanoantenas com as propriedades do grafeno. Recentemente, tem sido mostrado que nanopartículas podem modificar as propriedades do grafeno em dispositivos através de suas propriedades plasmônicas [2]. Por sua vez, estas nanopartículas podem ser modeladas como nanodipolos desde que suas dimensões sejam muito menores que o comprimento de onda de excitação [11]. O fenômeno plasmônico provê confinamento e aprimoramento de campo próximo, levando a uma concentração de portadores no grafeno controlada pelo potencial de polarização, abrindo assim excitantes oportunidades de controle da luz em nano escala [8]. Em aplicações de antenas, onde o grafeno é considerado como um elemento parasita abaixo do elemento radiador, o grafeno age permitindo ou impedindo seletivamente a radiação propagada através de sua estrutura, ou seja, controlando o diagrama de radiação [7]. Tal característica se deve a impedância variável do grafeno controlada por meio do potencial químico.

Neste trabalho é apresentada uma análise eletromagnética de um arranjo de nanoantenas sobre uma camada de grafeno depositada sobre um substrato SiO_2 . Os campos eletromagnéticos foram definidos através do método da Função de Green Periódica, com condição de impedância na interface entre os meios. Os resultados demonstram o comportamento dos campos próximo e distante em função do potencial químico.

II. MODELO ELETROMAGNÉTICO EQUIVALENTE

O conjunto de nanoantenas é modelado como um arranjo planar de nanodipolos uniformemente distribuído a uma distância $|d|$ da camada de grafeno depositada sobre um substrato de dióxido de silício (SiO_2). Devido a periodicidade do arranjo, podemos descrever a distribuição dos campos eletromagnéticos a partir da escolha de uma única célula unitária com largura Δ_c em x e y . Na célula unitária, o meio 1 é descrito eletromagneticamente por $\varepsilon_{r1} = 1, \mu_{r1} = 1$ (Espaço Livre), e o meio 2 por $\varepsilon_{r2} = 2.09, \mu_{r2} = 1$ (SiO_2). Na interface entre os meios, o grafeno é modelado como uma impedância superficial $Z_s = 1/\sigma_g$ com condutividade descrita pela formula de Kubo [4,13]. A Fig. 1 mostra a ilustração descritiva do modelo eletromagnético equivalente.

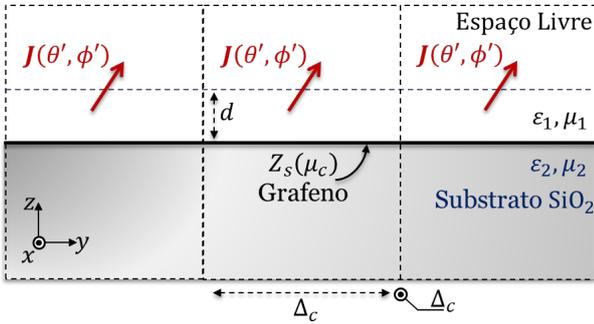


Fig. 1. Ilustração descritiva do modelo eletromagnético equivalente.

No centro da célula unitária $\mathbf{r}' = (0, 0, 0)$, o dipolo hertziano com momento de corrente $I_0 l$ é orientando na direção $\hat{\mathbf{a}}_r$, definida pelos ângulos paramétricos θ' e ϕ' (1).

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}) = I_0 l \delta(\mathbf{r}) [\cos \phi' \sin \theta' \hat{\mathbf{a}}_x + \sin \phi' \sin \theta' \hat{\mathbf{a}}_y + \cos \theta' \hat{\mathbf{a}}_z] \quad (1)$$

Os campos elétrico e magnético na estrutura são definidos a partir da solução da equação de Helmholtz, não homogênea no meio 1, e homogênea no meio 2 [11,14]:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \mathbf{A}_1 + k_1^2 \mathbf{A}_1 &= -\mu_1 \mathbf{J} \\ \nabla^2 \mathbf{A}_2 + k_2^2 \mathbf{A}_2 &= 0 \end{aligned} \quad (2)$$

com condições de contorno periódicas em xy [11], e condições de impedância na interface entre os meios:

$$[A_{x1,y1}]_{z=d} = [A_{x2,y2}]_{z=d}$$

$$\left[\frac{1}{\mu_1} \frac{\partial}{\partial z} A_{x1,y1} \right]_{z=d} = \left[\frac{1}{\mu_2} \frac{\partial}{\partial z} A_{x2,y2} + j\omega Z_s^{-1} A_{x2,y2} \right]_{z=d} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \left[\frac{1}{\mu_1} A_{z1} \right]_{z=d} &= \left[\frac{1}{\mu_2} A_{z2} + \frac{Z_s^{-1}}{j\omega\mu_2\varepsilon_2} \nabla \cdot \mathbf{A}_2 \right]_{z=d} \\ \left[\frac{1}{\mu_1\varepsilon_1} \frac{\partial}{\partial z} A_{z1} \right]_{z=d} &= \left[\frac{1}{\mu_2\varepsilon_2} \frac{\partial}{\partial z} A_{z2} + \left[\frac{1}{\mu_2\varepsilon_2} - \frac{1}{\mu_1\varepsilon_1} \right] \nabla_{xy} \cdot \mathbf{A}_2 \right]_{z=d} \end{aligned} \quad (4)$$

Para problemas periódicos em xy com condições de impedância e limite em z , a solução é obtida através da Função de Green Periódica (PGF - Periodic Green's Function), definida via transformada série complexa de Fourier em xy e forma fechada da função de Green em z , resultando no campo potencial magnético (5).

$$\mathbf{A} = \frac{1}{2\Delta_c^2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \begin{bmatrix} A_{xx}^{mn} & 0 & 0 \\ 0 & A_{yy}^{mn} & 0 \\ -jk_x A_{zx}^{mn} & -jk_y A_{zy}^{mn} & A_{zz}^{mn} \end{bmatrix} \mathbf{I}(\theta', \phi') \times e^{-j[k_x x + k_y y]} \quad (5)$$

com o elemento A_{ij} sendo a componente i excitada pela componente j da fonte de corrente \mathbf{I} , conforme (6).

$$\mathbf{I}(\theta', \phi') = I_0 l \begin{bmatrix} \cos \phi' \sin \theta' & \sin \phi' \sin \theta' & \cos \theta' \end{bmatrix}^t \quad (6)$$

Em (5) m e n são as variáveis discretas da representação espectral, com autovalores $k_x = 2m\pi/\Delta_c$ e $k_y = 2n\pi/\Delta_c$. Nos meios 1 e 2, os elementos do tensor (5) são formadas por:

$$A_{xx1}^{mn} = A_{yy1}^{mn} = \mu_1 \frac{1}{jk_{z1}} \left[e^{-jk_{z1}|z|} + R_{Z_s}^{TE} e^{-jk_{z1}(z-2d)} \right] \quad (7)$$

$$A_{zx1}^{mn} = A_{zy1}^{mn} = -\mu_1 S_{Z_s1}^{EM} \frac{1}{jk_{z1}} e^{-jk_{z1}(z-2d)} \quad (8)$$

$$A_{zz1}^{mn} = \mu_1 \frac{1}{jk_{z1}} \left[e^{-jk_{z1}|z|} + R_{Z_s}^{TM} e^{-jk_{z1}(z-2d)} \right] \quad (9)$$

$$A_{xx2}^{mn} = A_{yy2}^{mn} = \mu_2 \left[\frac{\mu_1 k_{z2}}{\mu_2 k_{z1}} \right] T_{Z_s}^{TE} e^{jk_{z1}d} \frac{1}{jk_{z2}} e^{jk_{z2}(z-d)} \quad (10)$$

$$A_{zx2}^{mn} = A_{zy2}^{mn} = -\mu_2 \left[\frac{k_{z2}}{k_{z1}} \right] S_{Z_s2}^{EM} e^{jk_{z1}d} \frac{1}{jk_{z2}} e^{jk_{z2}(z-d)} \quad (11)$$

$$A_{zz2}^{mn} = \mu_2 \left[\frac{k_{z2}}{k_{z1}} \right] T_{Z_s}^{TM} e^{jk_{z1}d} \frac{1}{jk_{z2}} e^{jk_{z2}(z-d)} \quad (12)$$

sendo $d < 0$ a posição da folha de grafeno abaixo da fonte dipolar na célula unitária, e $k_{zu} = \sqrt{k_u^2 - k_x^2 - k_y^2}$ a constante de propagação na direção z , no meio $u = 1, 2$, com $Im\{k_{zu}\} < 0$.

Os coeficientes de Fresnel do modo TE e TM, considerando uma impedância superficial Z_s na interface, são [4]:

$$R_{Z_s}^{TE} = -1 + T_{Z_s}^{TE} = \frac{[\mu_2 k_{z1} - \mu_1 k_{z2} - \mu_1 \mu_2 \omega Z_s^{-1}]}{[\mu_2 k_{z1} + \mu_1 k_{z2} + \mu_1 \mu_2 \omega Z_s^{-1}]} \quad (13)$$

$$R_{Z_s}^{TM} = 1 - \left[\frac{\varepsilon_1 k_{z2}}{\varepsilon_2 k_{z1}} \right] T_{Z_s}^{TM} = \frac{[\varepsilon_2 k_{z1} - \varepsilon_1 k_{z2} + k_{z1} k_{z2} (Z_s \omega)^{-1}]}{[\varepsilon_2 k_{z1} + \varepsilon_1 k_{z2} + k_{z1} k_{z2} (Z_s \omega)^{-1}]} \quad (14)$$

Os coeficientes $S_{Z_s1}^{EM}$ e $S_{Z_s2}^{EM}$ acoplam os campos na interface e são descritos por:

$$S_{Z_s1}^{EM} = \frac{1}{2jk_{z1}^2} \left[\frac{\mu_1 \varepsilon_1}{\mu_2 \varepsilon_2} - 1 - \frac{k_{z2}}{\varepsilon_2} (Z_s \omega)^{-1} \right] T_{Z_s}^{TE} T_{Z_s}^{TM} \quad (15)$$

$$S_{Z_s1}^{EM} = \frac{1}{2jk_{z1}^2} \left[\frac{\mu_1 \varepsilon_1}{\mu_2 \varepsilon_2} - 1 + \frac{k_{z2}}{\varepsilon_2} (Z_s \omega)^{-1} \right] T_{Z_s}^{TE} T_{Z_s}^{TM} \quad (16)$$

Uma vez conhecido o campo potencial magnético \mathbf{A} , podemos encontrar os tensores de campo elétrico e magnético por meio das operações diferenciais [15]:

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{A} \quad (17)$$

$$\mathbf{E} = \frac{1}{j\omega\mu\varepsilon} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{A}) - j\omega \mathbf{A} \quad (18)$$

A condutividade superficial do grafeno descrita pela formula de Kubo pode ser representada pela contribuição dos elétrons de intrabanda e interbanda. Para a faixa de frequência de 0.5 a 5Thz, a contribuição das transições de interbanda pode ser negligenciada, reduzindo a condutividade ao termo de intrabanda (19) [4,13].

$$\sigma_g(\omega) = \frac{\sigma_0}{\pi} \frac{4/\hbar}{j\omega + \tau^{-1}} \left[\mu_c + 2k_B T \ln \left(1 + e^{-\mu_c/k_B T} \right) \right] \quad (19)$$

III. RESULTADOS

A partir do modelo teórico apresentado, um código no software MATLAB foi preparado para realizar o cálculo de campos próximo e distante na estrutura, e da distribuição de corrente superficial na camada de grafeno. No grafeno é conhecido que o tempo de amortecimento τ depende do nível de dopagem do material, seja ela estática (processo químico), ou dinâmica (aplicação de um campo externo polarizante). [13] verificou que este parâmetro fenomenológico pode ser aproximado por $\tau \approx \mu_c \mu_{mb} / v_F^2 e$, sendo μ_{mb} a mobilidade eletrônica no grafeno, μ_c o potencial químico, e a carga do elétron e v_F a velocidade de Fermi. A Fig. 2 mostra a parte real e imaginária da condutividade do grafeno na faixa de 0.5 a 2THz, para três níveis de dopagem dinâmica: $0eV$, $0.25eV$ e $0.5eV$.

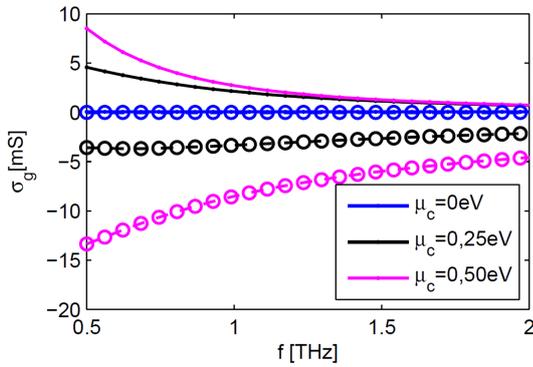


Fig. 2. Condutividade do Grafeno. Linha com pontos: $Re\{\sigma_g\}$, com círculos: $Im\{\sigma_g\}$. Em azul: $\mu_c = 0eV$, magenta: $\mu_c = 0,25eV$, preto: $\mu_c = 0,5eV$

Os valores utilizados no cálculo da condutividade (19) são descritos na Tabela I. Na Fig.2, a parte imaginária da condutividade está relacionada ao comprimento de onda plasmônica no grafeno, e a parte real está associada ao confinamento de campo e as perdas ôhmicas. Podemos perceber que a condutividade aumenta quase proporcionalmente com o potencial químico, no entanto, este aumento da dopagem consequentemente leva a maiores perdas no material.

TABELA I
PARÂMETROS DA CONDUTIVIDADE DO GRAFENO [4,13].

	Valor	Unidade	Descrição
e	$1,60 \times 10^{-19}$	C	Carga do Elétron
\hbar	1.05×10^{-34}	$J \cdot s / rad$	Constante de Planck r.
k_B	1.38×10^{-23}	J/K	Constante de Boltzmann
T	300	K	Temperatura
v_F	10^6	m/s	Velocidade de Fermi
μ_{mb}	10^4	$cm^2/V \cdot s$	Mobilidade Eletrônica
σ_0	$e^2/4\hbar$	$S \cdot rad$	Condutividade AC
μ_c	0; 0,25; 0,5	eV	Potencial Químico

Nas simulações de campo, os dipolos foram orientados nas direções $\theta' = 0^\circ, 90^\circ$, sendo posicionados à distância $|d| = 10\mu m, 100\mu m$ da camada de grafeno, em arranjos de período $\Delta_c = 1000\mu m$. A excitação destas nanofontes de comprimento $l = \lambda/50$ e amplitude $|I_0| = 1mA$ foi realizada na frequência de 1,2THz.

O método da função de Green Periódica se baseia na representação dos campos eletromagnéticos na forma de um somatório de ondas planas. [12] verificou que o número de termos necessários na convergência destas séries depende fundamentalmente da frequência de radiação, do período da célula, e da posição espectral dos polos plasmônicos.

Alternativamente, uma forma semelhante de identificar o número de termos necessários na convergência do método é avaliando a constante de propagação na direção k_{zu} , nos meios 1 e 2. Para a existência de ondas radiadas, é necessário que $Re\{k_{zu}\} \neq 0$, além disso, o decaimento destas ondas depende diretamente da parte imaginária da constante de propagação no meio (que para meios dielétricos é muito menor que 1). Devido à simetria espectral que a PGF apresenta [12], podemos reescrever a constante de propagação na direção z na forma $k_{zu} = \sqrt{k_u^2 - k_\rho^2}$, sendo k_ρ definido em (20).

$$k_\rho = \frac{2\pi}{\Delta_c} \sqrt{m^2 + n^2} \quad (20)$$

Assim, k_{zu} é função das variáveis espectrais m e n em (5). A Fig.3 mostra a constante de propagação k_{zu} em função de k_ρ para uma célula de período $\Delta_c = 1000\mu m$.

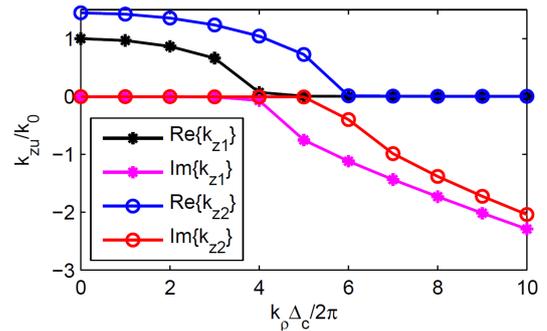


Fig. 3. Constante de propagação k_{zu} nos meios 1 e 2, para $\Delta_c = 1000\mu m$, $m = 0 : 10$, e $n = 0$

Na Fig. 3, podemos verificar que a partir de $m > 6$, $Re\{k_{zu}\} = 0$, ou seja, no somatório em (5), qualquer termo de ordem superior será uma onda plana não propagante. Outra característica notável é o aumento da $Im\{k_{zu}\}$ para $m > 6$, assim, mesmo que estas ondas fossem propagantes, elas decairiam rapidamente na direção perpendicular à interface. Contudo, o confinamento na interface é uma das características fundamentais de uma onda superficial. Assim, provavelmente o modo plasmônico deve ser introduzido pelos termos $m > 6$ no somatório.

Como já é conhecido, o modo plasmônico é excitado por radiação TM, dando origem a ondas SPP evanescentes na direção longitudinal, e a existência desse modo é seguida de forte absorção no grafeno. A absorvância em uma única camada de grafeno (graphene single-layer) é definida por [4]:

$$A_{SLG}^{TM} = 1 - R_{SLG}^{TM} - T_{SLG} \quad (21)$$

sendo $T_{SLG} = (\varepsilon_1 k_{z2} / \varepsilon_2 k_{z1}) |T_{Zs}^{TM}|^2$ a transmitância e $R_{SLG} = |R_{Zs}^{TM}|^2$ a reflectância, ambos calculados a partir dos coeficientes de Fresnel (14). A Fig.4 mostra a Absorvância do grafeno em função de k_ρ , para um arranjo de período $\Delta_c = 1000\mu m$, e potencial químico $0eV, 0.25eV$ e $0.5eV$.

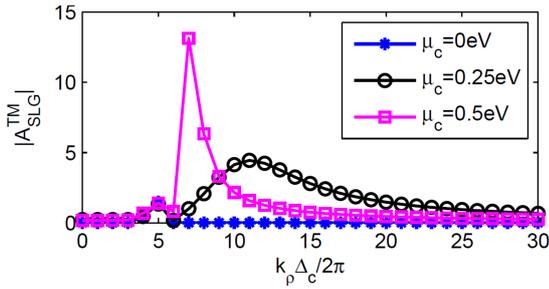


Fig. 4. Absorvância em uma única camada de grafeno para $\Delta_c = 1000\mu m$, $m = 0 : 30$, $n = 0$ e potencial químico $0eV$, $0,25eV$ e $0,5eV$

Primeiramente, podemos verificar que para $m < 6$, temos $|A_{SLG}^{TM}| < 1$, o que ocorre normalmente com a energia absorvida pelo grafeno na interação com ondas propagantes (em torno de 2% [4]). Para $m > 6$, este comportamento se mantém no grafeno sem dopagem. Com a aplicação do potencial químico de $0,25eV$, surge uma ressonância próximo a $m = 10$, e com o aumento do potencial químico para $0,5eV$, esta ressonância se amplifica (maior absorção) e é deslocada para esquerda, $m = 7$. O surgimento dessa ressonância indica os termos de (5), responsáveis por introduzir o modo plasmônico na estrutura. Dessa forma, para os cálculos de campo do arranjo de período $\Delta_c = 1000\mu m$ (e menor), podemos truncar as séries de (5) em $m = 0 : 20$ e $n = 0 : 20$.

A partir de (17) e (18), na Fig. 5, é mostrado os campos elétrico e magnético no plano xz , em $y = 0$, para duas células de período $\Delta_c = 1000\mu m$, com os dipolos orientados em $\theta' = 0$, e posicionados a distância $|d| = 100\mu m$ da camada de grafeno sem dopagem, e com $0,5eV$ de potencial químico.

Na Fig. 5, podemos verificar que a condição periódica é atendida tanto na componente E_z do campo elétrico, quanto na componente H_y do campo magnético. No caso do grafeno sem dopagem (Fig. 5a e 5.b), nota-se que parte da radiação dipolar é transmitida para dentro do substrato de SiO_2 , enquanto o restante da radiação é refletida de volta para o espaço livre. Nota-se também que, por causa da proximidade entre os dipolos, há um forte acoplamento entre os campos.

Para o caso do grafeno submetido a um potencial químico de $0.5eV$, a Fig. 5c mostra a intensificação de campo próximo na interface entre os meios, sendo consequência do fenômeno plasmônico no grafeno. Esta mudança de campo próximo irá influenciar diretamente na radiação de campo distante, possibilitando assim controle do diagrama de radiação do arranjo. Na Fig. 5d verificamos também que o campo magnético tangencial perde sua característica de contínuo com o surgimento de uma corrente superficial sobre a camada de grafeno. Utilizando a Lei de Ohm $\mathbf{J} = \sigma_g[E_x\hat{a}_x + E_y\hat{a}_y]$, a Fig. 6 mostra a distribuição de corrente sobre a camada de grafeno para o arranjo orientado em $\theta' = 0^\circ$ (polarização vertical) e $\theta' = 90^\circ$ (polarização horizontal).

No caso da polarização vertical (Fig. 6a), podemos verificar que a distribuição de corrente apresenta uma característica radial em relação ao centro da célula de análise. Para a polarização horizontal (Fig. 6b), a distribuição de corrente é direcionada na direção x , estando de acordo com a direção do campo elétrico paralelo a orientação dos dipolos ($\theta' = 90^\circ, \phi' = 0^\circ$).

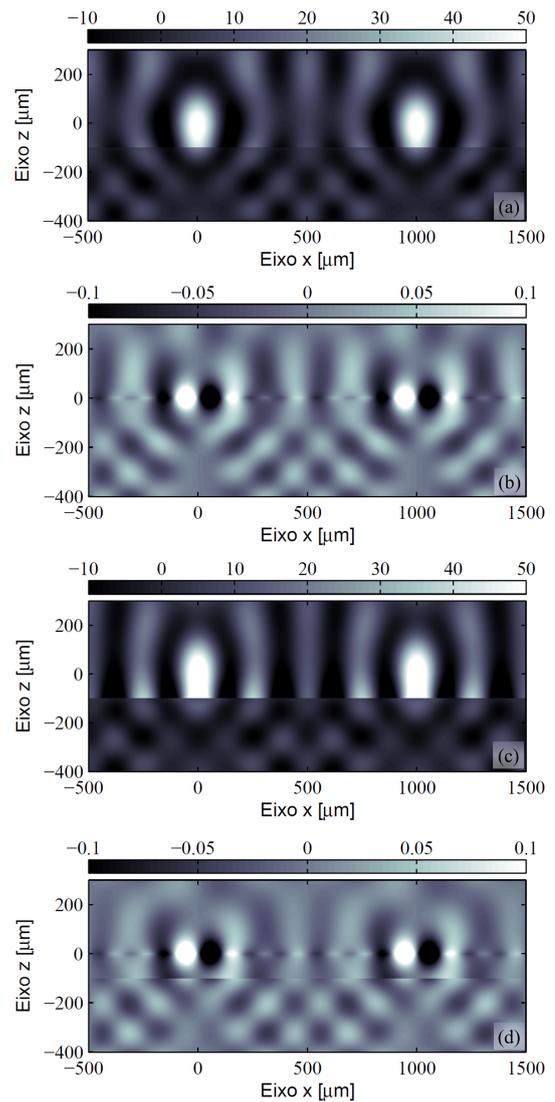


Fig. 5. Componentes de campo no plano xz , para $\mu_c = 0eV$: (a) $Re\{E_z\}$, (b) $Re\{H_y\}$, para $\mu_c = 0,5eV$: (c) $Re\{E_z\}$, (d) $Re\{H_y\}$, $I_0 = -1mA$.

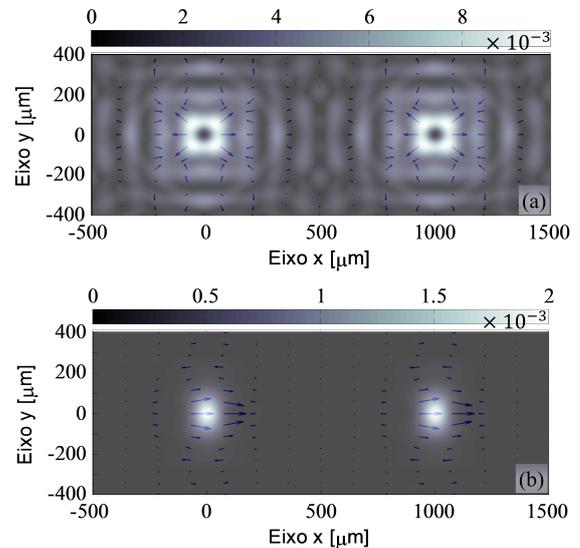


Fig. 6. Distribuição de corrente na camada de grafeno para $\Delta_c = 1000\mu m$, $\mu_c = 0,5eV$: (a) Polarização vertical, (b) Polarização horizontal, $I_0 = 1mA$.

A partir da definição de campo distante [15], os diagramas de radiação foram gerados e são demonstrados na Fig. 7. Nesta análise, foram variados a orientação do arranjo em $\theta' = 0^\circ$ e 90° , o espaçamento entre o arranjo e a camada de grafeno em $|d| = 10\mu\text{m}$ e $100\mu\text{m}$, e o potencial químico em $\mu_c = 0\text{eV}$, $0,25\text{eV}$ e $0,5\text{eV}$.

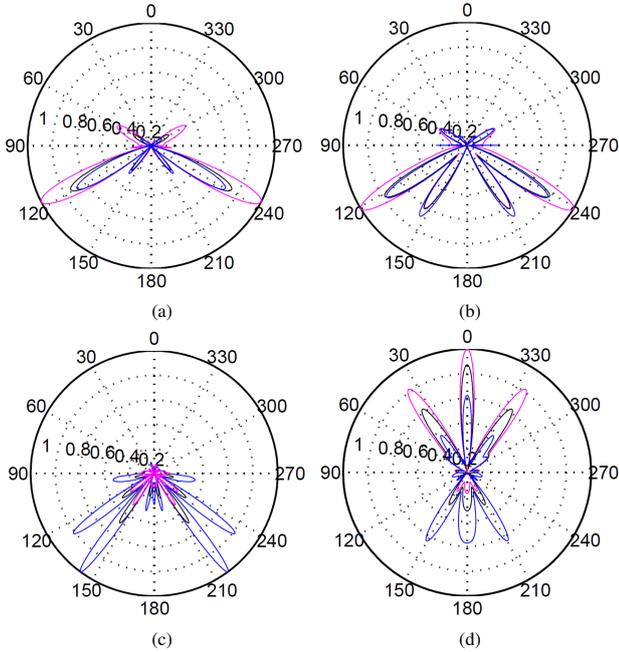


Fig. 7. Diagramas de Radiação com dipolos orientados na: Vertical: (a) $|d| = 10\mu\text{m}$, (b) $|d| = 100\mu\text{m}$; Horizontal: (c) $|d| = 10\mu\text{m}$, (d) $|d| = 100\mu\text{m}$. Em azul $\mu_c = 0\text{eV}$, em preto $\mu_c = 0,25\text{eV}$ e em magenta $\mu_c = 0,5\text{eV}$.

Primeiramente, para polarização vertical (Fig. 7a e 7b), a radiação do arranjo é focalizada através do substrato de SiO_2 , que age como uma lente dielétrica. Nesta configuração, a variação da distância relativa entre o arranjo e a camada de grafeno não afetou drasticamente o diagrama de radiação, basicamente, vemos o surgimento de um segundo lóbulo principal no caso $|d| = 100\mu\text{m}$. A variação da impedância superficial do grafeno ocasionou em ambos os casos uma abertura angular dos lóbulos principais. Esta característica é de grande interesse no estudo de sensores SPR baseados em nanopartículas fluorescentes, como por exemplo o sensor plasmônico na configuração SPCE (Surface Plasmon Coupled Emission) [12].

Na polarização horizontal, para o caso $|d| = 10\mu\text{m}$ (Fig. 7c), verificamos novamente que o substrato age como uma lente dielétrica, no entanto, com o aumento do potencial químico, temos um aumento drástico na absorção da radiação por parte da camada de grafeno. Para o caso $|d| = 100\mu\text{m}$, com o grafeno sem dopagem (linha azul na Fig. 7d), verificamos que o efeito de lente do SiO_2 é reduzido. A medida que o potencial químico é aumentado, a distribuição de corrente no grafeno diminui a transmissão da radiação para dentro do substrato, ocasionando em maior reflexão na direção do espaço livre, e assim, tornando o arranjo mais diretivo.

É interessante notar que, dependendo da disposição geométrica do arranjo, o controle da impedância do grafeno pode apresentar efeitos distintos no diagrama de radiação.

IV. CONCLUSÕES

Neste trabalho, foi apresentado uma análise de um arranjo periódico de nanodipolos sobre uma camada de grafeno depositada em um substrato dielétrico. Em trabalhos semelhantes, a modelagem do grafeno como um material com espessura monoatômica costuma demandar alto custo computacional. Assim, a principal vantagem do modelo apresentado é a descrição eletromagnética da camada de grafeno como uma impedância superficial na interface entre os meios. Podemos verificar as alterações de campo próximo e distante na região do arranjo em função do controle da impedância superficial do grafeno. Para trabalhos futuros, propõe-se utilizar a formulação baseada na PGF para calcular numericamente através do Método dos Momentos os campos radiados por um arranjo de antenas de grafeno de geometria distintas, sobre a camada de grafeno agindo como um elemento parasita.

AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem aos integrantes do Laboratório de Nanoeletrônica e Nanofotônica (NANOTRIBO) da UFPA e ao apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES).

REFERÊNCIAS

- [1] I. Llatser, C. Kremers, A. Cabellos-Aparicio, J. M. Jornet, E. Alarcón & D. N. Chigrin. Graphene-based nano-patch antenna for terahertz radiation. *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications*, 10(4), 353-358, 2012.
- [2] Z. Fang, Z. Liu, Y. Wang, P. M. Ajayan, P. Nordlander & N. J. Halas. Graphene-antenna sandwich photodetector. *Nano letters*, 12(7), 3808-3813, 2012.
- [3] H. S. P. Wong & D. Akinwande. *Carbon nanotube and graphene device physics*. Cambridge University Press, 2011.
- [4] P. A. D. Gonçalves, & N. M. Peres. *An introduction to graphene plasmonics*. 2016.
- [5] M. Dragoman, A. A. Muller, D. Dragoman, F. Coccetti & A. R. Plana. Terahertz antenna based on graphene. *Journal of Applied Physics*, 107(10), 104313, 2010.
- [6] M. Tamagnone, J. S. Gomez-Diaz, J. R. Mosig & J. Perruisseau-Carrier. Reconfigurable terahertz plasmonic antenna concept using a graphene stack. *Applied Physics Letters*, 101(21), 214102, 2012.
- [7] M. Tamagnone, J. S. Gomez-Diaz, J. R. Mosig & J. Perruisseau-Carrier. Analysis and design of terahertz antennas based on plasmonic resonant graphene sheets. *Journal of Applied Physics*, 112(11), 114915, 2012.
- [8] P. Alonso-González, A. Y. Nikitin, F. Golmar, A. Centeno, A. Pesquera, S. Vézé & F. Casanova. Controlling graphene plasmons with resonant metal antennas and spatial conductivity patterns. *Science*, 344(6190), 1369-1373, 2014.
- [9] G. S. Pinto & da K. Q. Costa. Análise de Dipolos de Grafeno com Potenciais Químicos Diferentes em Cada Braço. *Simpósio Brasileiro de Telecomunicações (SBrt 2018)*, pp. 1-5, 2018.
- [10] G. S. Pinto & da K. Q. Costa. Radiation Diagram Control of Graphene Dipoles by Chemical Potential. In *2018 SBFoton International Optics and Photonics Conference (SBFoton IOPC)* (pp. 1-5), IEEE, 2018.
- [11] A. F. S. Cruz, N. W. P. Souza & K. Q. Costa. Análise de Arranjo Periódico de Nanodipolos Sobre Plano de Ouro Através da Função de Green 3D. *Simpósio Brasileiro de Telecomunicações (SBrt 2018)*, pp. 1-5, 2018.
- [12] A. F. S. Cruz, K. Q. Costa, V. Dmitriev & T. Del Rosso. Spectral Analysis of a Surface Plasmon Resonance Sensor of Nanoparticles by Periodic Green Function. In *2018 SBFoton International Optics and Photonics Conference (SBFoton IOPC)* (pp. 1-5), IEEE, 2018.
- [13] W. Liu, J. Zhang, Z. Zhu, X. Yuan & S. Qin. Electrically tunable absorption enhancement with spectral and polarization selectivity through graphene plasmonic light trapping. *Nanomaterials*, 6(9), 155, 2016.
- [14] D. G. Dudley, *Mathematical Foundations for Electromagnetic Theory*, IEEE Press, 1994
- [15] C. A. Balanis, *Antenna Theory: Analysis and Design*. MICROSTRIP ANTENNAS, third edition, John wiley sons,(2005).