

Análise Espectral de uma Folha de Grafeno Excitada por uma Linha de Corrente Magnética

Andrey V. Pires e Karlo Q. da Costa

Resumo— O grafeno é um material bidimensional que possui propriedades com potenciais aplicações em telecomunicações na faixa do terahertz. Neste trabalho, é apresentada uma análise espectral do espalhamento eletromagnético de uma folha de grafeno excitada por uma linha de corrente magnética. O método utiliza a representação das funções de Green bidimensional em termos de transformada de Fourier e função de Green unidimensional. São apresentados resultados numéricos da distribuição espacial do campo magnético e análise espectral da onda superficial plasmônica sobre o grafeno. Os resultados mostram a influência do potencial químico e das permissividades dos meios sobre as características do modo plasmônico.

Palavras-chaves— Espalhamento eletromagnético, folhas de grafeno, terahertz, análise espectral.

Abstract— Graphene is a material that possesses properties with potential applications in telecommunication in the terahertz band. In this work, it is presented a spectral analysis of the electromagnetic scattering of a graphene sheet fed by a linear magnetic current. The method uses the representation of the two-dimensional Green's functions in terms of Fourier transform and one-dimensional Green's function. It is presented numerical results of spatial distribution of magnetic field and spectral analysis of the plasmonic surface wave on the graphene. The results show the influence of the chemical potential and permittivities of the different medium on the characteristics of the plasmonic mode.

Keywords— Electromagnetic scattering, graphene sheet, terahertz, spectral analysis.

I. INTRODUÇÃO

O grafeno é um material bidimensional composto por átomos de carbono organizados em uma estrutura em forma de favo de mel [1]. Em virtude de sua função condutividade, o grafeno apresenta propriedades elétricas diferentes de materiais comumente utilizados em aplicações na engenharia como o ouro e o cobre. Por exemplo, possui boa eficiência de perdas e alta velocidade no transporte de corrente elétrica, além de ser possível controlar suas propriedades condutivas através do seu potencial químico o qual é função de dopagem ou tensão aplicada. Esta propriedade promove versatilidade em suas aplicações [2].

Devido a estas excepcionais propriedades, o grafeno se mostra um material promissor para as mais diversas aplicações, como camuflagem de dispositivos [3], atuação em sensores, promovendo um aumento na interação entre campo e matéria [4-5], aplicação em sistemas fotovoltaicos baseados em grafeno [6], atuação como elemento de regulação das propriedades plasmônicas de nano antenas ópticas metálicas

[7], aplicação no projeto de antenas baseadas em grafeno [8-10], guiamento de ondas entre outros [11].

A modelagem eletromagnética teórica do grafeno é importante para as aplicações. Estudos prévios conseguiram utilizar de forma satisfatória o método da função de Green para solucionar os problemas de campo e obter os modos plasmônicos do grafeno [12-14]. Nestes estudos, funções diádicas de Green foram utilizadas para o cálculo dos campos eletromagnéticos, onde fontes pontuais de corrente foram utilizadas para excitar folhas de grafeno. Os resultados sobre as características do grafeno foram obtidos, tais como: taxa de confinamento e controle da ressonância da onda plasmônica, nível de perdas ôhmicas entre outros.

Este trabalho propõe uma análise teórica eletromagnética de uma folha de grafeno excitada por uma linha de corrente magnética. Utilizamos o método da função de Green bidimensional em conjunto com a Transformada de Fourier. Os resultados apresentados são a variável espectral da onda superficial plasmônica sobre o grafeno e a distribuição espacial do campo magnético deste modo. Analisamos a dependência destas características deste modo plasmônico em função do potencial químico e das permissividades dos meios.

II. DESENVOLVIMENTO TEÓRICO

A. Descrição do Problema

O problema apresenta a configuração representada na fig 1. O grafeno é modelado como uma superfície de impedância ao longo de x , dividindo o problema em dois meios. Os meios 1 e 2 apresentam permeabilidades μ iguais e permissividades ε diferentes. Uma fonte magnética orientada em z é inserida no meio 1 para a observação dos efeitos plasmônicos que surgirão na superfície do grafeno.

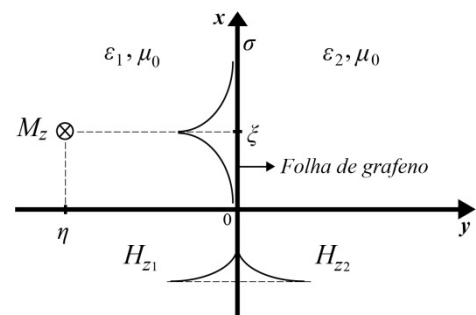


Fig. 1. Geometria do problema de espalhamento de uma folha de grafeno excitada por uma fonte de corrente magnética linear no modo TM_z .

O grafeno é modelado por um plano infinito em $y=0$ com uma condutividade superficial $\sigma = \sigma_{intra} + \sigma_{inter}$ [13]:

$$\sigma_{\text{intra}}(\omega) = \frac{2e^2 k_B T}{\pi \hbar^2} \ln \left[2 \cosh \left(\frac{\mu_c}{2k_B T} \right) \right] \frac{-i}{\omega - i\tau^{-1}} \quad (1)$$

$$\sigma_{\text{inter}}(\omega) = \frac{-ie^2}{4\pi \hbar} \ln \left(\frac{2|\mu_c| - (\omega - i2\Gamma)\hbar}{2|\mu_c| + (\omega - i2\Gamma)\hbar} \right) \quad (2)$$

onde μ_c é o potencial químico, ω é a frequência angular, $T=300\text{K}$ é a temperatura, $\tau = 0,5 \times 10^{-12}\text{s}$ é o tempo de relaxação, k_B é a constante de Boltzmann, Γ é a taxa de espalhamento e $\hbar = h/2\pi$ é a constante de Planck reduzida.

B. Método da Função de Green

O problema apresentado na Fig. 1 é representado a partir das equações de Maxwell. Adotando a dependência temporal $e^{i\omega t}$ e considerando a invariância da fonte de corrente magnética com relação ao eixo z , obtêm-se os seguintes problemas de valor de contorno para os meios 1 e 2:

$$\begin{cases} \nabla_{xy}^2 H_{z1} + k_1^2 H_{z1} = i\omega \epsilon_1 M_z \\ \lim_{y \rightarrow -\infty} H_{z1} = 0 \\ H_{z1} + \frac{1}{\gamma_1} \frac{\partial H_{z1}}{\partial y} = H_{z2} \Big|_{y=0} \\ \lim_{x \rightarrow \pm\infty} H_{z1} = 0 \end{cases} \quad \begin{cases} \nabla_{xy}^2 H_{z2} + k_2^2 H_{z2} = 0 \\ \lim_{y \rightarrow +\infty} H_{z2} = 0 \\ H_{z2} - \frac{1}{\gamma_2} \frac{\partial H_{z2}}{\partial y} = H_{z1} \Big|_{y=0} \\ \lim_{x \rightarrow \pm\infty} H_{z2} = 0 \end{cases} \quad (3)$$

para $-\infty < x < \infty$ e $-\infty < y < 0$ para $-\infty < x < \infty$ e $0 < y < \infty$

onde H_{zq} ($q = 1$ e 2) são os campos magnéticos nos meios 1 e 2, M_z é a fonte de corrente magnética no meio 1, $k_1 = \omega(\mu_0 \epsilon_1)^{1/2}$ e $k_2 = \omega(\mu_0 \epsilon_2)^{1/2}$, μ_0 é a permeabilidade do espaço livre, ϵ_i são as permissividades dos meios 1 e 2, $\gamma_1 = i\omega \epsilon_1 / \sigma$ e $\gamma_2 = i\omega \epsilon_2 / \sigma$. De acordo com as propriedades dos meios, da condutividade do grafeno composta por (1) e (2) e a dependência temporal adotada, as seguintes condições devem ser satisfeitas: $\text{Re}(k_q) > 0$, $\text{Im}(k_q) < 0$, $\text{Re}(\gamma) < 0$ e $\text{Im}(\gamma) > 0$. As condições de contorno em (3) foram obtidas das condições de fronteira dos campos eletromagnéticos na interface entre os dois meios e das condições de limite dos meios 1 e 2.

Aplicando o método da função de Green para as duas regiões $q = 1$ e 2 , obtêm-se as seguintes equações [15]:

$$\int_{V_q} (-\nabla^2 - k_q^2) H_{zq} g_q dV_q = \int_{V_q} H_{zq} (-\nabla^2 - k_q^2) g_q dV_q + \int_{S_q} [H_{zq} \nabla g_q - g_q \nabla H_{zq}] \cdot \bar{n}_q dS_q \quad (4)$$

onde V_q são os volumes dos meios $q = 1$ e 2 , os quais são compreendidos entre $-\infty < y < 0$ e $0 < y < \infty$ (Fig. 1), respectivamente, S_q são as superfícies de contorno destes volumes V_q , \bar{n}_q são os vetores unitários normais as superfícies S_i e com sentido para fora de V_q .

Em (6), g_q são as funções de Green dos meios 1 e 2, sendo que estas são obtidas dos seguintes problemas das funções de Green:

$$\nabla_{xy}^2 g_q(x, y, x', y') + k_q^2 g_q(x, y, x', y') = \delta(x - x') \delta(y - y') \quad (5)$$

$$\begin{cases} \lim_{y \rightarrow -\infty} g_1 = 0 \\ g_1 + \frac{1}{\gamma_1} \frac{\partial g_1}{\partial y} = 0 \Big|_{y=0} \\ \lim_{x \rightarrow \pm\infty} g_1 = 0 \end{cases} \quad \begin{cases} \lim_{y \rightarrow +\infty} g_2 = 0 \\ g_2 - \frac{1}{\gamma_2} \frac{\partial g_2}{\partial y} = 0 \Big|_{y=0} \\ \lim_{x \rightarrow \pm\infty} g_2 = 0 \end{cases} \quad (6)$$

para $-\infty < x < \infty$ e $-\infty < y < 0$ para $-\infty < x < \infty$ e $0 < y < \infty$

Substituindo (3), (5) e (6) em (4), obtemos as seguintes soluções dos campos H_{zq} nos meios 1 e 2:

$$H_{z1}(x, y) = -i\omega \epsilon_1 M_0 g_1(x, y, \xi, \eta) + \gamma_1 \int_{-\infty}^{+\infty} g_1(x, y, x', 0) H_{z2}(x', 0) dx' \quad (7)$$

$$H_{z2}(x, y) = \gamma_2 \int_{-\infty}^{+\infty} g_2(x, y, x', 0) H_{z1}(x', 0) dx' \quad (8)$$

onde consideramos uma fonte de corrente magnética linear localizada em $x = \xi$ e $y = \eta$, ou seja, $M_z(x, y) = M_0 \delta(x - \xi) \delta(y - \eta)$. A próxima seção apresenta as soluções de (5) e (6) por transformada de impedância.

C. Solução dos Problemas das Funções de Green por Transformada de Fourier

De acordo com [15] as Funções de Green para o problema analisado podem ser resolvidas através da Transformada de Fourier. Ao utilizar este método, são obtidos os seguintes resultados:

$$g_1(x, y, x', y') = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{ik_x(x-x')}}{ik_{y1} + \gamma_1} dk_x \times \begin{cases} e^{ik_y y'} [\cos k_{y1} y - \frac{\gamma_1}{k_{y1}} \sin k_{y1} y] & , y > y' \\ e^{ik_y y} [\cos k_{y1} y' - \frac{\gamma_1}{k_{y1}} \sin k_{y1} y'] & , y < y' \end{cases} \quad (9)$$

$$g_2(x, y, x', y') = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{ik_x(x-x')}}{ik_{y2} + \gamma_2} dk_x \times \begin{cases} e^{-ik_y y} [\cos k_{y2} y' + \frac{\gamma_2}{k_{y2}} \sin k_{y2} y'] & , y > y' \\ e^{-ik_y y'} [\cos k_{y2} y + \frac{\gamma_2}{k_{y2}} \sin k_{y2} y] & , y < y' \end{cases} \quad (10)$$

onde k_{yq} ($q = 1$ e 2) apresenta as condições:

$$\begin{aligned} k_{y1} &= \sqrt{k_1^2 - k_x^2} & \text{Im}(k_{y1}) < 0 & \quad \text{Re}(\gamma_1) < 0 \\ k_{y2} &= \sqrt{k_2^2 - k_x^2} & \text{Im}(k_{y2}) < 0 & \quad \text{Re}(\gamma_2) < 0 \\ k_1 &= \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_1} & \text{Im}(k_1) < 0 & \quad \text{Re}(\gamma_1) > 0 \\ k_2 &= \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_2} & \text{Im}(k_2) < 0 & \quad \text{Re}(\gamma_2) > 0 \end{aligned} \quad (11)$$

que surgem de acordo com as propriedades do grafeno. Na próxima seção, os campos H_{z1} e H_{z2} são formulados a partir das Funções de Green em (9) e (10).

D. Soluções dos campos H_{z1} e H_{z2}

Para a solução dos campos H_{z1} e H_{z2} , aplicamos a seguinte transformada de Fourier

$$f(x) = (1/2\pi) \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{f}(k_x) e^{ik_x x} dk_x \Leftrightarrow \tilde{f}(k_x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) e^{-ik_x x} dx \quad (12)$$

Ao aplicar (12) em ambos os lados de (7) e (8), obtêm-se

$$\tilde{H}_{z1}(k_x, y) = -i\omega\epsilon_1 M_0 [A(k_x, y) + B(k_x, y)] \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \tilde{H}_{z2}(k_x, y) = & -i\omega\epsilon_1 M_0 e^{-ik_x \xi} e^{ik_{y1} \eta} e^{-ik_{y2} y} \times \\ & \times \frac{\gamma_2}{[i(k_{y1} \gamma_2 + k_{y2} \gamma_1) - k_{y1} k_{y2}]} \end{aligned} \quad (14)$$

onde

$$A(k_x, y) = -\frac{i\omega\epsilon_1 M_0 e^{-ik_x \xi} e^{ik_{y1} \eta}}{ik_{y1} + \gamma_1} \left[\cos k_{y1} y - \frac{\gamma_1}{k_{y1}} \sin k_{y1} y \right] \quad (15)$$

$$\begin{aligned} B(k_x, y) = & -i\omega\epsilon_1 M_0 e^{-ik_x \xi} e^{ik_{y1} \eta} e^{ik_{y1} y} \times \\ & \times \frac{\gamma_1 \gamma_2}{(ik_{y1} + \gamma_1)[i(k_{y1} \gamma_2 + k_{y2} \gamma_1) - k_{y1} k_{y2}]} \end{aligned} \quad (16)$$

Aplicando a Transformada Inversa de Fourier em (13) e (14) é possível obter as equações do campo magnético em função de x e y :

$$H_{z1}(x, y) = -i\omega\epsilon_1 M_0 \left[g_1(x, y, \xi, \eta) + F^{-1}\{B(k_x, y)\} \right] \quad (17)$$

$$H_{z2}(x, y) = -i\omega\epsilon_1 M_0 \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\gamma_2 e^{ik_x(x-\xi)} e^{ik_{y1} \eta} e^{-k_{y2} y}}{[i(k_{y1} \gamma_2 + k_{y2} \gamma_1) - k_{y1} k_{y2}]} dk_x \quad (18)$$

onde

$$F^{-1}\{B(k_x, y)\} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\gamma_1 \gamma_2 e^{ik_x(x-\xi)} e^{ik_{y1}(y+\eta)}}{(ik_{y1} + \gamma_1)[i(k_{y1} \gamma_2 + k_{y2} \gamma_1) - k_{y1} k_{y2}]} dk_x \quad (19)$$

E. Campos H_{z1} e H_{z2} para o Modo Plasmônico

A análise espectral em k_x de (17) e (18) pode ser feita estudando as suas singularidades. Nestas equações, observamos dois tipos de singularidades do tipo cortes de ramo e pólos simples. Os cortes de ramo possuem pontos de ramificação em $k_x = k_1$ e k_2 conforme a Fig. 2. Já os pólos são obtidos analisando-se os denominadores dos integrandos destas equações. Pode ser mostrado que o único termo que irá contribuir para no espectro discreto é:

$$[i(k_{y1} \gamma_2 + k_{y2} \gamma_1) - k_{y1} k_{y2}] = 0 \quad (20)$$

onde a solução desta equação característica produz quatro raízes para k_x^2 , sendo que apenas uma satisfaz (11). Esta solução é a constante de propagação na direção x do modo plasmônico sobre a folha de grafeno, a qual representaremos aqui por k_{xSP} . Portanto, este pólo está localizado na superfície própria de Riemann (Fig. 2), onde $\text{Im}(k_{xSP}) < 0$ e $\text{Re}(k_{xSP}) > 0$, satisfazendo assim as condições de radiação.

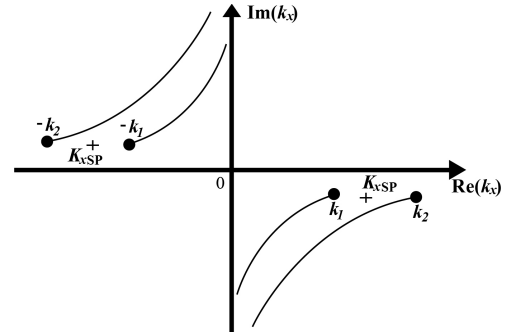


Fig. 2. Plano k_x da superfície de Riemann definida por (11) mostrando as singularidades de (17) e (18).

Pode ser mostrado que este pólo produz a seguinte solução no domínio espacial:

$$H_{z1SP}(x, y) = c_1 e^{-\gamma_1 y} e^{-ik_{xSP}|x-\xi|} \quad \text{para } y < 0 \quad (21)$$

$$H_{z2SP}(x, y) = c_2 e^{\gamma_2 y} e^{-ik_{xSP}|x-\xi|} \quad \text{para } y > 0 \quad (22)$$

onde as constantes c_q são obtidas dos resíduos de (17) e (18).

III. RESULTADOS NUMÉRICOS

Esta seção apresenta resultados da análise espectral e espacial do modo plasmônico em função do potencial químico do grafeno μ_c e das permissividades dos meios 1 e 2. A equação característica (20) foi resolvida numericamente através de um programa desenvolvido em Matlab [16], onde as condições (11) foram aplicadas para selecionar a raiz correspondente ao modo plasmônico k_{xSP} .

A. Análise Espectral do Modo Plasmônico

Nesta seção apresentamos os resultados numéricos da análise espectral do modo plasmônico (21) e (22). Calculamos o decaimento ou confinamento normalizado com λ_0 do modo na direção y , o qual é definido por $\delta_q/\lambda_0 = 1/(\text{Re}(\gamma_q)\lambda_0)$, onde λ_0 é o comprimento de onda no espaço livre. Calculamos também as partes real e imaginária da constante de propagação em x normalizadas com k_0 , a qual são definidas por $\text{Re}(k_{xSP}/k_0)$ e $\text{Im}(k_{xSP}/k_0)$, onde k_0 é a constante de propagação do espaço livre.

A Fig. 3 mostra os resultados destes parâmetros definidos acima versus a frequência para diferentes valores de μ_c e meios iguais $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 1$. Observamos que estes resultados estão de acordo com aqueles obtidos em [14], onde foi utilizada uma fonte de corrente pontual. Estes resultados mostram que quando se aumenta o potencial químico, o confinamento δ_q/λ_0 em y e nos dois meios aumenta, a atenuação $\text{Im}(k_{xSP}/k_0)$ em x diminui e a constante de fase $\text{Re}(k_{xSP}/k_0)$ em x diminui. Estes fenômenos ocorrem devido ao grafeno se tornar uma superfície menos indutiva com o aumento de μ_c , ou seja, o efeito plasmônico diminui, visto que o comprimento de onda plasmônico normalizado $\lambda_{SP}/\lambda_0 = 1/\text{Re}(k_{xSP}/k_0)$ aumenta com o aumento de μ_c .

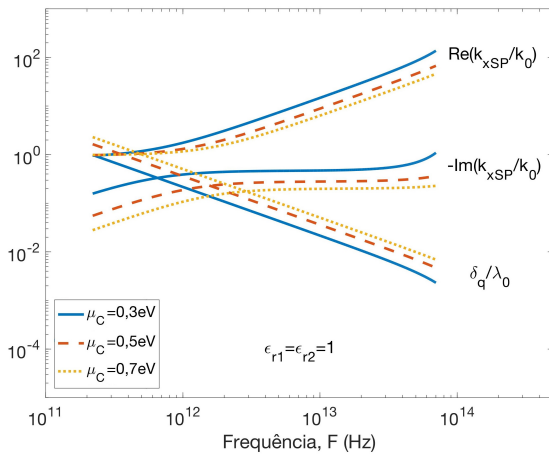


Fig. 3. Variação do confinamento δ_q/λ_0 ($q=1$ e 2) e constante k_{xSP}/k_0 versus frequência para diferentes valores de $\mu_c=0,3; 0,5$ e $0,7\text{eV}$, e $\epsilon_{r1}=\epsilon_{r2}=1$.

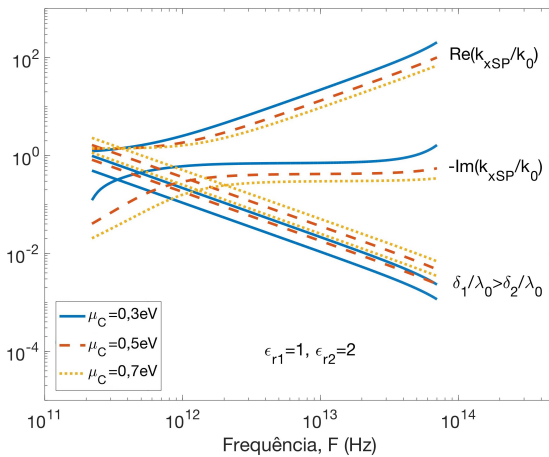


Fig. 4. Variação do confinamento δ_q/λ_0 ($q=1$ e 2) e constante k_{xSP}/k_0 versus frequência para diferentes valores de $\mu_c=0,3; 0,5$ e $0,7\text{eV}$, e $\epsilon_{r1}=1$ e $\epsilon_{r2}=2$.

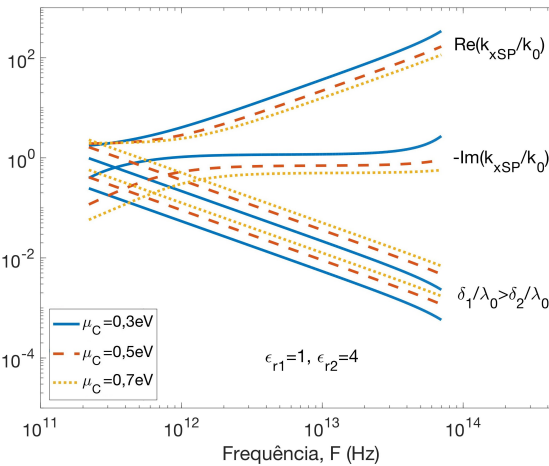


Fig. 5. Variação do confinamento δ_q/λ_0 ($q=1$ e 2) e constante k_{xSP}/k_0 versus frequência para diferentes valores de $\mu_c=0,3; 0,5$ e $0,7\text{eV}$, e $\epsilon_{r1}=1$ e $\epsilon_{r2}=4$.

As Figs. 4 e 5 mostram a variação dos parâmetros definidos acima para diferentes valores de μ_c e para meios diferentes, sendo que na Fig. 4 $\epsilon_{r1}=1$ e $\epsilon_{r2}=2$, e na Fig. 5 $\epsilon_{r1}=1$ e $\epsilon_{r2}=4$.

Observamos uma dependência similar dos parâmetros em função de μ_c daquela observado para meios iguais (Fig. 3). A diferença ocorre principalmente no confinamento em y , onde neste caso tem $\delta_1/\lambda_0 > \delta_2/\lambda_0$, ou seja, a onda é mais confinada no meio que possui a maior permissividade. Além disso, essa diferença entre os confinamentos nos dois meios aumenta com a diferença entre as permissividades, como pode ser observado nas Figs. 4 e 5. Também é possível observar que com o aumento da permissividade do meio 2, a atenuação $\text{Im}(k_{xSP}/k_0)$ em x aumenta e o comprimento de onda plasmônico normalizado $\lambda_{SP}/\lambda_0 = 1/\text{Re}(k_{xSP}/k_0)$ diminui. Em outras palavras, o feito plasmônico da folha de grafeno é amplificado com o aumento da permissividade do meio 2, isto para μ_c constante.

B. Análise Espacial do Modo Plasmônico

Esta seção apresenta exemplos de distribuição espacial do modo plasmônico (21) e (22). Nos resultados apresentados a seguir utilizaram-se amplitudes normalizadas $c_1=1=c_2$ e fixou-se também a frequência em $F=1,0\text{THz}$.

A Fig. 6 mostra um exemplo da distribuição do campo H_x no plano xy para meios diferentes. Observamos as concentrações do modo plasmônico próximo de $y=0$, próximo

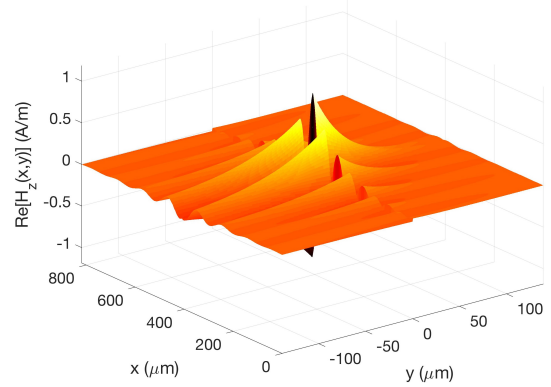


Fig. 6. Distribuição espacial de $\text{Re}(H_z(x,y))$ no plano xy para $\mu_c=0,5\text{eV}$, $F=1,0\text{THz}$, $\epsilon_{r1}=1$ e $\epsilon_{r2}=2$.

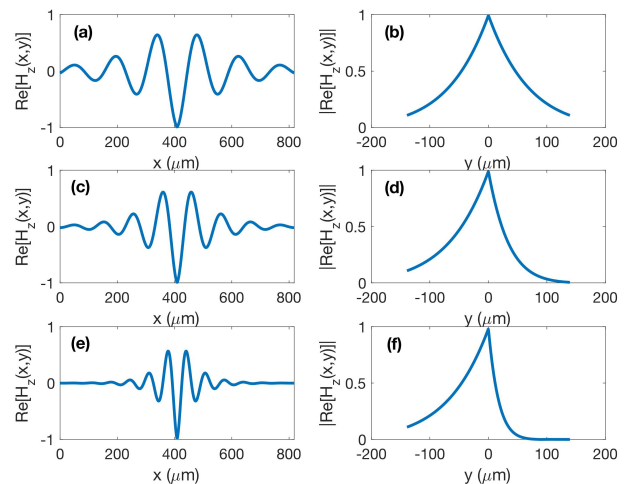


Fig. 7. Variação do campo $\text{Re}(H_z(x,y))$ versus x e y para diferentes valores de ϵ_{r1} e ϵ_{r2} , para $\mu_c=0,5\text{eV}$ e $F=1,0\text{THz}$. (a) e (b) para $\epsilon_{r1}=\epsilon_{r2}=1$. (c) e (d) para $\epsilon_{r1}=1$ e $\epsilon_{r2}=2$. (e) e (f) para $\epsilon_{r1}=1$ e $\epsilon_{r2}=4$.

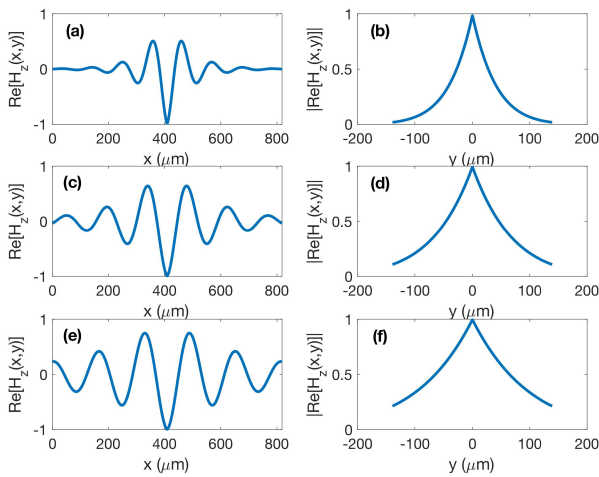


Fig. 8. Variação do campo $\text{Re}[H_z(x,y)]$ versus x e y para diferentes valores de μ_c , para $\epsilon_{r1}=\epsilon_{r2}=1$ e $F=1,0\text{THz}$. (a) e (b) para $\mu_c=0,3\text{eV}$. (c) e (d) para $\mu_c=0,5\text{eV}$. (e) e (f) para $\mu_c=0,7\text{eV}$.

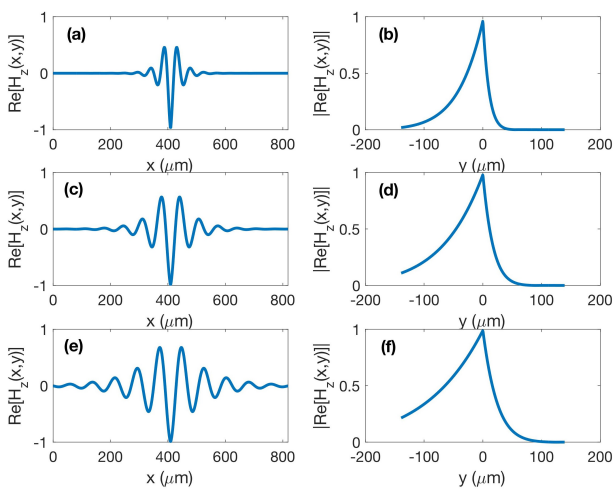


Fig. 9. Variação do campo $\text{Re}[H_z(x,y)]$ versus x e y para diferentes valores de μ_c , para $\epsilon_{r1}=1$ e $\epsilon_{r2}=4$ e $F=1,0\text{THz}$. (a) e (b) para $\mu_c=0,3\text{eV}$. (c) e (d) para $\mu_c=0,5\text{eV}$. (e) e (f) para $\mu_c=0,7\text{eV}$.

da superfície do grafeno, e em x com o valor máximo perto da fonte de corrente linear $x=\xi=409\mu\text{m}$. Observe que este campo não é uma onda cilíndrica, como no caso obtido para uma fonte de corrente pontual [14], mas sim é uma onda unidimensional que se propaga para $+x$ e $-x$ a partir de $x=\xi$, independente de z , visto que a fonte de excitação é uma corrente linear infinita em z .

A Fig. 7 mostra a variação da distribuição $\text{Re}[H_z(x,y)]$, do modo plasmônico, versus x e y para diferentes valores da permissividade do meio 2. Observamos que os resultados estão de acordo com a análise espectral da seção anterior, por exemplo, o efeito plasmônico é acentuado com o aumento da permissividade do meio 2, para μ_c constante. Já as Figs. 8 e 9 mostram a variação da distribuição de $\text{Re}[H_z(x,y)]$ para diferentes valores de μ_c para $\epsilon_{r1}=\epsilon_{r2}=1$ (Fig. 8) e $\epsilon_{r1}=1$ e $\epsilon_{r2}=4$ (Fig. 9). Novamente os resultados estão de acordo com a análise espectral da seção anterior, onde o efeito plasmônico é acentuado para menores valores de μ_c .

IV. CONCLUSÕES

Neste artigo foi apresentada uma análise do problema de espalhamento de uma folha de grafeno por uma linha de corrente magnética. O grafeno situa-se na interface entre dois meios diferentes e foram utilizados os métodos da função de Green e análise espectral. Através destes métodos, o modo plasmônico na superfície do grafeno foi obtido e analisado. Os resultados da análise espectral mostram que este modo possui comportamento semelhante ao problema de espalhamento quando a fonte é pontual. Observamos que o efeito plasmônico é acentuado para menores valores do potencial químico e para maiores valores da permissividade do meio 2. No entanto, a distribuição espacial do campo magnético possui propagação unidimensional sobre a folha de grafeno, a qual é diferente da propagação cilíndrica observada quando a fonte é pontual. Os resultados obtidos são importantes para aplicações em plasmônica com grafeno.

REFERÊNCIAS

- [1] A.K. Geim and K. S. Novoselov, "The rise of graphene", Nature materials, vol. 6, pp. 183-191, Mar. 2007.
- [2] A. N. Grigorenko, M. Polini and K. S. Novoselov, "Graphene plasmonics", Nat. Photonics, vol. 6, pp. 749-752, Nov. 2012.
- [3] P.-Y. Chen and A. Alù, "Atomically thin surface cloak using graphene monolayers", ACS Nano, vol.5, no. 7, pp. 5855-5863, Jun. 2011.
- [4] F. H. L. Koppens, D. E. Chang, and F. J. G. de Abajo, "Graphene plasmonics: A platform for strong light-matter interactions", Nano Letters, vol. 11, pp. 3370-3377, Jul. 2011.
- [5] Y. Zhao and Y. Zhu, "Graphene-base hybrid films for plasmonic sensing", Nanoscale, vol. 7, pp. 14561-14576, Aug. 2015.
- [6] V. Yong and J. M. Tour, "Theoretical efficiency of nanostructured graphene-based photovoltaics", Small, vol. 6, no. 2, pp. 313-318, Nov. 2009.
- [7] B. Mehta and M. E. Zaghoul, "Tuning the scattering response of the optical nano antennas using graphene", IEEE Photonics Journal, vol. 6, no. 1, pp.1-8, Feb. 2014.
- [8] I. Llatser, C. Kremers, A. Cabello-Aparicio, J. M. Jornet, E. Alarcón, and D. N. Chingrin, "Graphene-based nano-patch antenna for terahertz radiation", Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications, vol. 10, no. 4, pp. 353-358, Oct. 2012.
- [9] M. Tamagnone, J. S. Gómez-Díaz, J. R. Mosig and J. Perruisseau-Carrier, "Analysis and design of terahertz antennas based on plasmonic resonant graphene sheets," Journal of Applied Physics, vol. 112, Dec. 2012.
- [10] K. Q. da Costa, V. Dimitriev, C. M. Nascimento and G. L. Silvano, "Theoretical analysis of graphene nanoantennas with different shapes," Microwave and Optical Technology Letters, vol. 56, no. 5, May 2014.
- [11] J. Christensen, A. Manjavacas, S. Thongrattanasiri, F. H. L. Koppens, and F. J. G. de Abajo, "Graphene plasmon waveguiding and hybridization in individual and paired nanoribbons", ACS Nano, vol. 6, no. 1, pp. 431-440, Dec. 2011.
- [12] G. W. Hanson, "Dyadic Green's Function for an anisotropic, non-local model of biased graphene", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 56, no. 3, pp.747-757, Mar.2008.
- [13] G. W. Hanson, "Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene", Journal of Applied Physics, vol. 103, Mar. 2008.
- [14] G.W. Hanson, A. B. Yakovlev and A. Mafi "Excitation of discrete and continuous spectrum for a surface conductivity model of graphene" Journal of applied physics, vol. 110, pp. 114305, Dec. 2011
- [15] D. G. Dudley, "Mathematical foundations for electromagnetic theory", IEEE Press, 1994.
- [16] MATLAB version 8.5.0. Natick, Massachusetts: The MathWorks Inc., 2010.