

Análise de Arranjo Periódico de Nanodipolos Sobre Plano de Ouro Através da Função de Green 3D

André Felipe S. da Cruz, Karlo Q. da Costa e Nadson Welkson P. de Souza

Resumo— Neste trabalho é apresentada a modelagem eletromagnética tridimensional de um arranjo periódico planar de nanodipolos operando em frequência óptica sobre um plano de ouro. Os campos eletromagnéticos foram determinados através do método do potencial magnético, definido por meio da Função de Green Periódica (PGF). Foram realizadas análises paramétricas de campo próximo e distante, e análises espectrais dos coeficientes de reflexão e transmissão. A concentração de luz sobre o plano de ouro devido à ressonância plasmônica superficial é observada. Para verificar a convergência do método, foram gerados resultados gráficos da convergência de Cauchy das séries da PGF cossenoidal.

Palavras-Chave— Arranjo planar, Função de Green Periódica, Campos Próximo e Distante, Método Analítico.

Abstract— In this work is presented the three - dimensional electromagnetic modeling of a planar periodic array of nanodipoles operating at optical frequency upon a gold plane. The electromagnetic fields were determined by the magnetic potential method, defined by the Periodic Green Function (PGF). Parametric analyzes of the near and far field were performed, as well as spectral analyzes of the reflection and transmission coefficients. The concentration of light on the gold plane due to surface plasmon resonance is observed. To verify the convergence of the method, graphical results of the Cauchy convergence of the cossenoidal PGF series were generated.

Keywords— Planar Array, Periodic Green Function, Near and Far Fields, Analytical Method.

I. INTRODUÇÃO

Nanoantenas, também conhecidas como antenas ópticas, são estruturas metálicas com dimensões de poucos nanômetros, capazes de transmitir, receber, confinar e amplificar a luz [1,2]. Estas características possibilitam o controle e a modulação da luz, desempenhando assim, o papel principal em muitas aplicações, tais como em sensores [3], microscopia óptica de alta resolução [4], controle e direcionalidade da luz [5], entre outras.

Nanopartículas com dimensões menores que o comprimento de onda de excitação λ podem ser equivalentemente modeladas por nanoantenas do tipo dipolo (nanodipolos) ou por correntes elementares [6]. Dessa forma, o efeito do acoplamento óptico de um arranjo de nanopartículas, sobre um substrato e suas interações de campo próximo e distante, podem ser descritas através da solução de um arranjo de nanodipolos [7,8].

Especial atenção tem sido dada a nanopartículas posicionadas sobre metais nobres (ouro e prata) [9,10], pois, quando excitadas, sua re-irradiação pode provocar ondas

A. F. S. Cruz, K. Q. Costa, N. W. P. Souza, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica (PPGEE), Universidade Federal do Pará (UFPA), Belém-PA, Brasil, E-mails: felipe.andcruz@gmail.com, karlo@ufpa.br e nadsonwelkson@unifesspa.edu.br

plasmônicas de superfície na interface metálica [11] que, por sua vez, alteram características de concentração e emissão de luz do conjunto [5]. Diante disto, diferentes arranjos periódicos de nanoantenas têm sido propostos [12,13]. A análise e designer destas estruturas são, em geral, realizados através de métodos numéricos, tais como Método dos Elementos Finitos (FEM) e Método dos Momentos (MOM), entretanto, a representação de arranjos de nanoantenas pode demandar elevado custo e tempo computacional. Contudo, métodos analíticos baseados em Funções de Green Periódicas (PGF) no domínio espectral são propostos, viabilizando a modelagem eletromagnética [14].

Neste trabalho, é apresentado o estudo analítico full-wave tridimensional de um arranjo planar periódico de nanodipolos hertzianos sobre um plano metálico de ouro. Os campos eletromagnéticos foram definidos através do método do potencial magnético, determinado através da solução da equação de Helmholtz, para isso, utilizou-se o método da transformada série complexa de Fourier, com condições periódicas na coordenada xy , e o método da função de Green na coordenada z . Foram realizadas análises de campo próximo e distante para um comprimento de onda 632,8nm, e análises espectrais dos coeficientes de reflexão e transmissão TE e TM. Através de identidade de Euler, os somatórios nas séries complexas foram alterados para reduzir o custo computacional das simulações, e por fim, verificou-se a convergência de Cauchy destas séries.

II. MODELAGEM ANALÍTICA

A. Descrição Teórica e Modelagem da Estrutura

A estrutura em análise é definida por um arranjo periódico de nanodipolos hertzianos sobre uma camada de ouro infinita, conforme Fig. 1:

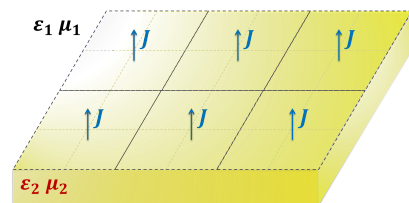


Fig. 1. Arranjo periódico de nanodipolos sobre camada de ouro.

Considera-se dipolos com comprimento $l \ll \lambda/50$ localizados a uma altura h da interface d , representados por correntes concentradas \mathbf{J} , com momentos de corrente $I_0 l$ orientados na direção \hat{a}_r , definidos pelos ângulos fixos θ' e ϕ' :

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

onde $\mathbf{r} = (x, y, z)$ e $\mathbf{r}' = (0, 0, h)$. Como a estrutura possui periodicidade bidimensional ao longo do plano xy , podemos realizar a análise de campo através de uma célula com largura $2a$ em x e $2b$ em y (Fig. 2a). Neste trabalho ambos os meios são considerados não magnéticos, sendo o meio 1 (ε_1, μ_1), $z > d$, o espaço livre, e o meio 2 (ε_2, μ_2), $z < d$, caracterizado pela permissividade relativa complexa do ouro que, no espectro óptico, é descrita pelo modelo de Lorentz-Drude com excelente precisão [11].

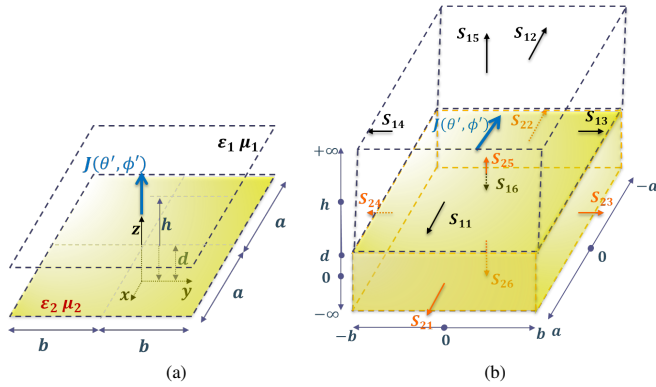


Fig. 2. (a) Célula de análise. (b) Regiões de análise V1 e V2.

Para determinar analiticamente os campos elétrico e magnético, primeiramente foi definido o potencial magnético em ambos os meios através da solução da equação diferencial vetorial de Helmholtz, não homogênea no meio 1, e homogênea no meio 2 [14]:

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

A região de análise é delimitada por dois volumes V1 e V2, meio 1 e meio 2, respectivamente, encerrados pelas superfícies fechadas $S_1 = S_{11} + S_{12} + S_{13} + S_{14} + S_{15} + S_{16}$ e $S_2 = S_{21} + S_{22} + S_{23} + S_{24} + S_{25} + S_{26}$, conforme Fig. 2b.

Note que o campo potencial nas superfícies $S_{11}, S_{12}, S_{13}, S_{14}, S_{21}, S_{22}, S_{23}, S_{24}$ deve atender as condições periódicas em (3), e em regiões distantes da fonte, como nas superfícies S_{15} e S_{26} , o campo potencial deve atender as condições de limite em (4), ou seja, serem nulos no infinito.

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_1(a, y, z)|_{S_{11}} &= \mathbf{A}_1(-a, y, z)|_{S_{12}}, \quad \frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial x}(a, y, z)|_{S_{11}} = \frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial x}(-a, y, z)|_{S_{12}} \\ \mathbf{A}_1(x, b, z)|_{S_{13}} &= \mathbf{A}_1(x, -b, z)|_{S_{14}}, \quad \frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial x}(x, b, z)|_{S_{13}} = \frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial x}(x, -b, z)|_{S_{14}} \\ \mathbf{A}_2(a, y, z)|_{S_{21}} &= \mathbf{A}_2(-a, y, z)|_{S_{22}}, \quad \frac{\partial \mathbf{A}_2}{\partial x}(a, y, z)|_{S_{21}} = \frac{\partial \mathbf{A}_2}{\partial x}(-a, y, z)|_{S_{22}} \\ \mathbf{A}_2(x, b, z)|_{S_{23}} &= \mathbf{A}_2(x, -b, z)|_{S_{24}}, \quad \frac{\partial \mathbf{A}_2}{\partial x}(x, b, z)|_{S_{23}} = \frac{\partial \mathbf{A}_2}{\partial x}(x, -b, z)|_{S_{24}} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\lim_{z \rightarrow +\infty} \mathbf{A}_1(x, y, z)|_{S_{15}} = 0, \quad \lim_{z \rightarrow -\infty} \mathbf{A}_2(x, y, z)|_{S_{26}} = 0 \quad (4)$$

Na interface $z = d$ formada pelas superfícies S_{16} e S_{25} , o campo potencial deve atender (5) para que sejam obedecidas às condições de continuidade dos campos EM tangenciais e fluxos EM normais.

$$\begin{aligned} A_{x2, y2}|_{z=d} &= A_{x1, y1}|_{z=d}, \quad \frac{1}{\mu_2} \frac{\partial A_{x2, y2}}{\partial z}|_{z=d} = \frac{1}{\mu_1} \frac{\partial A_{x1, y1}}{\partial z}|_{z=d} \\ \frac{1}{\mu_2} A_{z2}|_{z=d} &= \frac{1}{\mu_1} A_{z1}|_{z=d}, \quad \frac{1}{\varepsilon_2 \mu_2} \nabla \cdot \mathbf{A}_2|_{z=d} = \frac{1}{\varepsilon_1 \mu_1} \nabla \cdot \mathbf{A}_1|_{z=d} \end{aligned} \quad (5)$$

Cada equação em (2) produz três equações diferenciais escalares com a mesma estrutura e condições de contorno idênticas, com exceção das condições na interface $z = d$, dito isso, primeiramente determinou-se a solução para uma componente genérica A_v excitada pela fonte genérica $J_v = I_0 l f_v(\theta', \phi')$, e posteriormente o resultado foi estendido para as componentes A_x, A_y e A_z , no meio 1 e 2.

B. Tensores de Campos Através do Método PGF

Este tópico apresenta os principais passos do formalismo utilizado na obtenção das soluções de (2), com condições (3) - (5). As equações diferenciais genéricas de A_v foram determinadas com o auxílio da Função de Green Periódica (PGF), com condições de Neumann e Limite em z , e condições periódicas em xy , todas homogêneas e derivadas a partir das condições de contorno dos problemas em A_v [14]. O método baseia-se em utilizar a transformada dupla série complexa de Fourier para levar o problema tridimensional espacial ao domínio espectral discreto m e n , retirando a dependência espacial de xy , e então resolvendo o problema unidimensional na variável z com constante de propagação k_{zu} (6), com $Im(k_{zu}) < 0$, nos meios $u = 1$ e 2.

$$k_{zu} = \sqrt{k_u^2 - \left[\frac{m\pi}{a} \right]^2 - \left[\frac{n\pi}{b} \right]^2} \quad (6)$$

Através da transformada inversa dupla série complexa de Fourier [14] obtém-se a PGF no domínio espacial xyz (7), em que os índices 1 e 2 indicam o meio de análise.

$$g^{1,2}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} g_{mn}^{1,2}(z, z') \bar{u}_m(x') \bar{u}_n(y') u_m(x) u_n(y) \quad (7)$$

$$u_m(x) = e^{j \frac{m\pi}{a} x} / \sqrt{2a} \quad (8)$$

$$u_n(x) = e^{j \frac{n\pi}{b} y} / \sqrt{2b} \quad (9)$$

onde $u_m(x)$ e $u_n(y)$ são as autofunções próprias do problema periódico em x e y , com autovalores $\lambda_m = (m\pi/a)^2$ e $\lambda_n = (n\pi/b)^2$. No domínio espectral mn as funções de Green unidimensionais em z no meio 1 e 2 são, respectivamente:

$$g_{mn}^1(z, z') = \frac{1}{2jk_{z1}} \left[e^{-jk_{z1}|z-z'|} + e^{-jk_{z1}(z+z'-2d)} \right] \quad (10)$$

$$g_{mn}^2(z, z') = \frac{1}{2jk_{z2}} \left[e^{-jk_{z2}|z'-z|} + e^{jk_{z2}(z+z'-2d)} \right] \quad (11)$$

Aplicando a identidade de Green ao produto interno entre a equação diferencial escalar de Helmholtz, na componente genérica A_v , e a função de Green nos meios $u = 1$ e 2 (7):

$$\langle -(\nabla^2 + k_u^2) A_{vu} | g^u \rangle = \langle A_{vu} | -(\nabla^2 + k_u^2) g^u \rangle + J(A_{vu}, g^u)|_{S_u} \quad (12)$$

O operador $-\nabla^2$, para condições de contorno periódicas, Neumann e limite, possui propriedades do operador auto-adjunto [14]. Assim, a solução para as componentes genéricas do campo potencial magnético no meio 1 e 2 são obtidas por:

$$A_{v1}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_1}{j8ab} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{I_0 l f_v(\theta', \phi')}{k_{z1}} \left[e^{-jk_{z1}|z-h|} + e^{-jk_{z1}(z+h-2d)} \right] - \frac{2\Lambda_{v1}^{mn}}{\mu_1 k_{z1}} e^{-jk_{z1}(z-d)} \right\} e^{-j\pi \left[\frac{m}{a}x + \frac{n}{b}y \right]} \quad (13)$$

$$A_{v2}(\mathbf{r}) = \frac{1}{j8ab} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{2}{k_{z2}} e^{-jk_{z2}(z-d)} \Lambda_{v2}^{mn} \right\} e^{-j\pi \left[\frac{m}{a}x + \frac{n}{b}y \right]} \quad (14)$$

onde:

$$\Lambda_{v1}^{mn} = \int_{-b}^b \int_{-a}^a e^{j\pi \left[\frac{m}{a}x' + \frac{n}{b}y' \right]} \frac{\partial}{\partial z} A_{v1}(x', y', d) dx' dy' \quad (15)$$

$$\Lambda_{v2}^{mn} = \int_{-b}^b \int_{-a}^a e^{j\pi \left[\frac{m}{a}x' + \frac{n}{b}y' \right]} \frac{\partial}{\partial z} A_{v2}(x', y', d) dx' dy' \quad (16)$$

Aplicando as condições de fronteira (5) na interface $z = d$ e resolvendo o sistema de equações formado por (13)-(16), o campo potencial magnético na forma tensorial é dado por (17).

$$\mathbf{A} = \mathbf{I}(\theta', \phi') \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \begin{bmatrix} A_{x,y}^{mn^o} & 0 & 0 \\ -j \left[\frac{m\pi}{a} \right] A_{zx,zy}^{mn^o} & -j \left[\frac{n\pi}{b} \right] A_{zx,zy}^{mn^o} & A_{zz}^{mn^o} \\ \times e^{-j\pi \left[\frac{mx}{a} + \frac{ny}{b} \right]} & & \end{bmatrix} \quad (17)$$

com elementos A_{ij} , sendo a componente i excitada pela componente j da fonte de corrente linear $\mathbf{I}(\theta', \phi')$, conforme (18).

$$\mathbf{I}(\theta', \phi') = \frac{I_0 l}{8ab} [\cos\phi' \sin\theta' \hat{a}_x + \sin\phi' \sin\theta' \hat{a}_y + \cos\theta' \hat{a}_z] \quad (18)$$

Nos meios 1 e 2, as componentes do tensor (17) são formadas por:

$$A_{x1,y1}^{mn^o} = -j\mu_1 \frac{1}{k_{z1}} \left[e^{-jk_{z1}|z-h|} + R^{TE} e^{-jk_{z1}(z+h-2d)} \right] \quad (19)$$

$$A_{zx1,zy1}^{mn^o} = \mu_1 S^{TEM} e^{-jk_{z1}(z+h-2d)} \quad (20)$$

$$A_{zx1}^{mn^o} = -j\mu_1 \frac{1}{k_{z1}} \left[e^{-jk_{z1}|z-h|} + R^{TM} e^{-jk_{z1}(z+h-2d)} \right] \quad (21)$$

$$A_{x2,y2}^{mn^o} = -j\mu_2 \left[\frac{\mu_1 k_{z2}}{\mu_2 k_{z1}} \right] T^{TE} \frac{1}{k_{z2}} e^{j[k_{z2}(z-d) - k_{z1}(h-d)]} \quad (22)$$

$$A_{zx2,zy2}^{mn^o} = \mu_2 S^{TEM} e^{j[k_{z2}(z-d) - k_{z1}(h-d)]} \quad (23)$$

$$A_{zx2}^{mn^o} = -j\mu_2 \left[\frac{k_{z2}}{k_{z1}} \right] T^{TM} \frac{1}{k_{z2}} e^{j[k_{z2}(z-d) - k_{z1}(h-d)]} \quad (24)$$

onde os coeficientes de reflexão e transmissão de Fresnel dos modos TE e TM são [16]:

$$R^{TE} = \left[\frac{\mu_2 k_{z1} - \mu_1 k_{z2}}{\mu_2 k_{z1} + \mu_1 k_{z2}} \right] \quad (25)$$

$$T^{TE} = \left[\frac{2\mu_2 k_{z1}}{\mu_2 k_{z1} + \mu_1 k_{z2}} \right] \quad (26)$$

$$R^{TM} = \left[\frac{\varepsilon_2 k_{z1} - \varepsilon_1 k_{z2}}{\varepsilon_2 k_{z1} + \varepsilon_1 k_{z2}} \right] \quad (27)$$

$$T^{TM} = \left[\frac{2\varepsilon_2 k_{z1}}{\varepsilon_2 k_{z1} + \varepsilon_1 k_{z2}} \right] \quad (28)$$

e STEM um coeficiente de acoplamento que relaciona os coeficientes de transmissão dos modos TE e TM:

$$S^{STEM} = \frac{1}{2k_{z1}^2} \left[\frac{\mu_1 \varepsilon_1}{\mu_2 \varepsilon_2} - 1 \right] T^{TE} T^{TM} \quad (29)$$

Definido o potencial magnético (17), os tensores de campos magnético e elétrico próximos e distante podem ser facilmente obtidos através de operações diferenciais [15].

C. Forma Alternativa da Representação Espectral da PGF

A representação espectral discreta, nas soluções das PGF em (17), são feitas na forma de somatórios duplos de menos infinito a mais infinito, o que pode demandar um razoável custo computacional nas simulações. Para reduzir tal custo é proposto alterar os somatórios utilizando a identidade de Euler, desde que os termos espectrais nas expressões de campo obedecem as seguintes condições:

$$\begin{aligned} c_{m,n}(z) &= c_{-m,-n}(z) = c_{-m,n}(z) = c_{m,-n}(z) \\ c_{m,0}(z) &= c_{-m,0}(z), \quad c_{0,n}(z) = c_{0,-n}(z) \end{aligned} \quad (30)$$

As identidades propostas são:

$$S = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_{mn}(z) e^{-j\pi \left[\frac{mx}{a} + \frac{ny}{b} \right]} = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_{mn} c_{mn}(z) \cos \left[\frac{m\pi}{a} x \right] \cos \left[\frac{n\pi}{b} y \right] \quad (31)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} S = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_{mn}(z) \left[-j \frac{m\pi}{a} \right] e^{-j\pi \left[\frac{mx}{a} + \frac{ny}{b} \right]} = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_{mn} c_{mn}(z) \left[-\frac{m\pi}{a} \right] \sin \left[\frac{m\pi}{a} x \right] \cos \left[\frac{n\pi}{b} y \right] \quad (32)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} S = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_{mn}(z) \left[-j \frac{n\pi}{b} \right] e^{-j\pi \left[\frac{mx}{a} + \frac{ny}{b} \right]} = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_{mn} c_{mn}(z) \left[-\frac{n\pi}{b} \right] \cos \left[\frac{m\pi}{a} x \right] \sin \left[\frac{n\pi}{b} y \right] \quad (33)$$

onde ϵ_{mn} é o número de Neumann duplo:

$$\epsilon_{mn} = \begin{cases} 1, & m = 0, n = 0 \\ 2 & m = 0, n \neq 0 \\ 2 & m \neq 0, n = 0 \\ 4 & m \neq 0, n \neq 0 \end{cases} \quad (34)$$

III. RESULTADOS

A partir do modelo teórico desenvolvido, foram preparados algoritmos computacionais no software Matlab, que permitem avaliar numericamente os coeficientes de reflexão e transmissão TE e TM na interface ar/ouro, o campo próximo e o diagrama de radiação de um arranjo de dipolos. Os resultados dos coeficientes de transmissão e reflexão foram coletados no intervalo λ entre $450nm$ e $750nm$. Para análises de campo próximo e diagrama de radiação foram gerados resultados gráficos em $\lambda = 632.8nm$, equivalente ao utilizado em circuitos ópticos. No programa desenvolvido foram utilizadas as séries cossenoidais propostas em (31) - (33), estas foram truncadas utilizando $m = 0 : M$ e $n = 0 : N$. Por fim, verificou-se a característica de convergência das séries cossenoidais nas PGF do campo potencial A.

A. Coeficientes de Reflexão e Transmissão TE e TM

Os modos TE e TM, ou mesmo modos híbridos, podem ser excitados na estrutura através da orientação dos dipolos sobre o plano de ouro. Os campos radiados pelos dipolos são compostos por somas discretas de ondas planas, das quais a componente espectral fundamental $m = n = 0$, com incidência normal (onda predominante), é a escolhida para as análises gráficas dos coeficientes de reflexão e transmissão apresentados na Fig. 3.

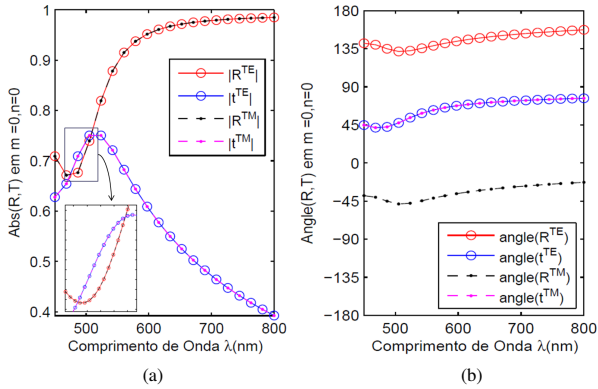


Fig. 3. Coeficientes R_{TE} , t_{TE} , R_{TM} e t_{TM} : (a) Módulo (b) Fase, com $m = n = 0$.

Através da Fig. 3a podemos notar que em amplitude as ondas refletidas e transmitidas, para incidência normal, nos modos TM e TE são iguais. Na Fig. 3b, verifica-se que os coeficientes de reflexão R^{TE} e R^{TM} estão defasados de 180° em todos os comprimentos de onda, estando de acordo com o esperado para incidência normal sobre bons condutores [15]. Os coeficientes de transmissão t^{TE} e t^{TM} possuem o mesmo ângulo de defasagem (curva ao centro), indicando que a transmissão nos modos TE e TM sempre estão em fase.

A partir da Fig. 3a, nota-se também que para comprimentos de onda menores, o ouro perde sua característica de condutor perfeito, ou seja, há a presença da onda transmitida. Na maior parte do espectro em análise, a transmissão é menor que a reflexão, com exceção de uma pequena faixa entre $473.64nm$ e $507.89nm$, onde a transmissão se torna ligeiramente maior que a reflexão. O pico de transmissão ocorre no comprimento de onda $\lambda \approx 514.14nm$. Os coeficientes de reflexão efetiva foram calculados a partir de (25) e (27), e os coeficientes de transmissão efetiva foram calculados através das relações:

$$t^{TM} = \left[\frac{k_{z2}\epsilon_1}{k_{z1}\epsilon_2} \right] T^{TM} = 1 - R^{TM} \quad (35)$$

$$t^{TE} = \left[\frac{k_{z2}\mu_1}{k_{z1}\mu_2} \right] T^{TE} = 1 - R^{TE} \quad (36)$$

B. Campos Elétrico e Magnético Próximos

Foram gerados gráficos das componentes E_z e H_y em três células, considerando que os dipolos nos arranjos possuem comprimento $l \ll \lambda/50$ e estão localizados no centro da célula, a uma distância $a = 3\lambda$, em x , e $b = 3\lambda$, em y , das bordas da célula, posicionados em uma altura $h = \lambda/10$ da interface metal/ar em $z = d = 0$. Todos excitados por uma corrente normalizada em $I_0 = 1A$.

A Fig. 4 mostra a distribuição de campo no plano xy em $z = 0.15\lambda$ (altura focal) para um arranjo de dipolos horizontais ($\theta' = 90$ e $\phi' = 45$). A Fig. 5 mostra a distribuição no plano xz em $y = 0$ para um arranjo de dipolos verticais ($\theta' = 0$).

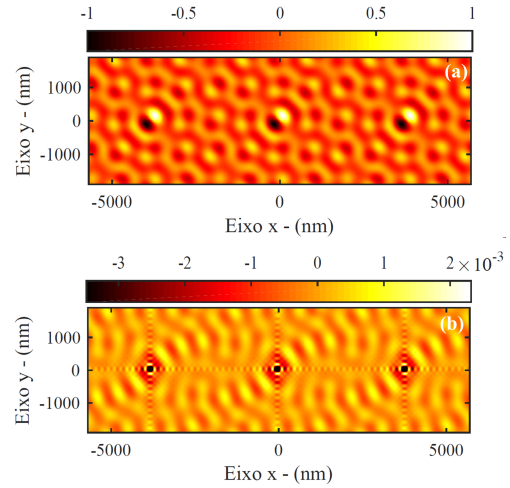


Fig. 4. Componentes de campos no plano xy em $z = 0.15\lambda$, polarização vertical: (a) $Re\{E_z\}$, (b) $Re\{H_y\}$.

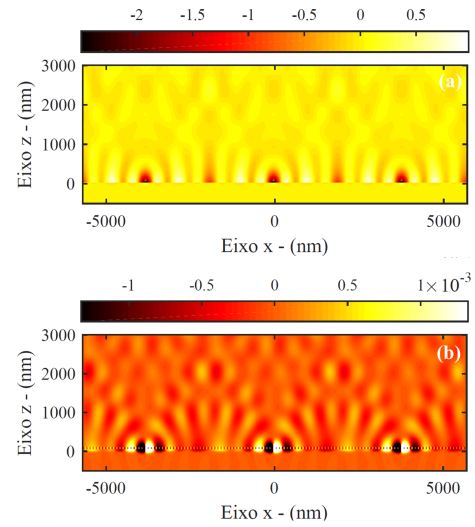


Fig. 5. Componentes de campos no plano xz em $y = 0$, polarização horizontal: (a) $Re\{E_z\}$, (b) $Re\{H_y\}$.

Primeiramente, verifica-se que as condições de contorno periódicas para ambos os campos são atendidas. Nas Fig. 4 e Fig.5, os modos predominantes são, respectivamente, o TE e o TM. Note, na Fig. 5, o surgimento de ondas plasmônicas de superfície sobre a camada metálica, justamente devido à predominância do modo TM que é exigência necessária ao surgimento destas ondas [11,17].

C. Diagramas de Radiação

Utilizando a definição de far-field [15], os diagramas de radiação foram gerados e são demonstrados na Fig. 6. O espaçamento entre os dipolos no arranjo é calculado para $a = b = 0.25\lambda, 0.5\lambda$ e 1λ . Os dipolos são posicionados em $h = \lambda/10$ e $h = \lambda$, e orientados na vertical e horizontal.

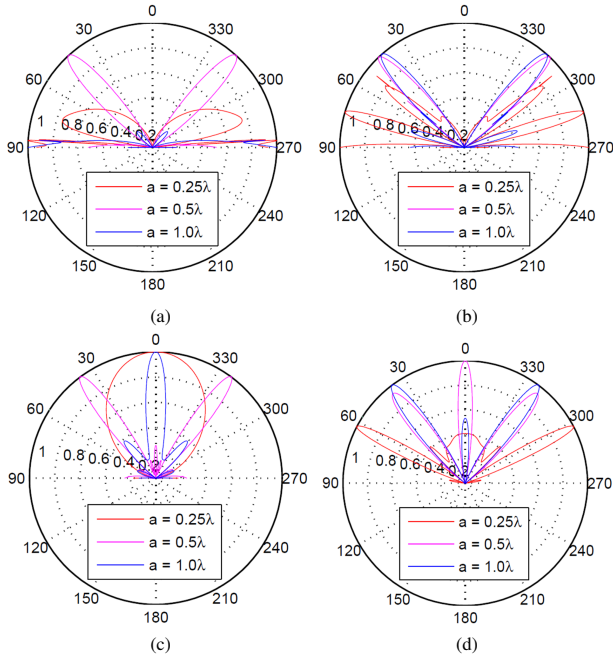


Fig. 6. Diagramas de Radiação com dipolos orientados na: Vertical: (a) $h = \lambda/10$, (b) $h = \lambda$; Horizontal: (c) $h = \lambda/10$, (d) $h = \lambda$

A partir das Fig. 6a e 6b, podemos verificar que quando os dipolos são orientados verticalmente, ($\theta' = 0$), a radiação é concentrada na região da interface metal/ar. Esta concentração de ondas é proveniente da excitação de ondas SPP, e é amplificada a medida que aproximamos o arranjo da interface, confinando a radiação nesta região. No caso das Fig. 6c e 6d, quando os dipolos são orientados horizontalmente ($\theta' = 90$) praticamente toda radiação é longitudinal e perpendicular ao arranjo. Os resultados demonstram a capacidade de controle da intensidade da luz em diferentes direções a partir da mudança da distribuição e inclinação do arranjo de dipolos.

D. Convergência do Método

Nos resultados de campos as séries duplas foram truncadas em $M=N=20$ para Fig. 4, $M=N=30$ para Fig.5, e $M=N=50$ para Fig.6. As simulações foram realizadas com razoável custo computacional, contudo, fez-se necessário verificar a convergência do método e a real necessidade do número de termos nas séries. Na Fig. 7 é demonstrada o erro relativo para a componente $A_z(0, 0, z)$ em termos do número de iterações $m * n$, para três pontos em z .

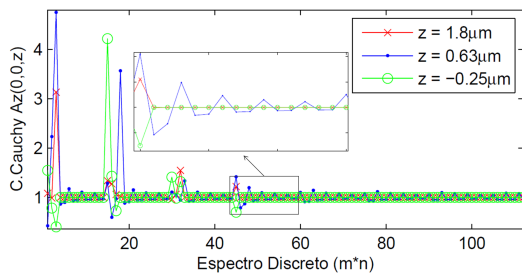


Fig. 7. Erro relativo da série cossenoidal na componente $A_z(0, 0, z)$, onde $z = 1.8\mu\text{m}$ (sobre a fonte), $z = 0.63\mu\text{m}$ (próximo a fonte) e $z = -0.25\mu\text{m}$ (abaixo da interface metal/ar).

IV. CONCLUSÕES

Neste trabalho, foi apresentada a modelagem eletromagnética de um arranjo periódico planar de nanodipolos, sobre um plano de ouro, através do método da função de Green periódica, com o principal intuito de propor um modelo que possa ser utilizado na otimização de projetos de nanodispositivos. A partir dos resultados obtidos podemos verificar as características de campos próximo e radiado. Na Fig. 7, verificamos que a convergência das séries ocorre de formas diferentes para diferentes pontos no espaço, sendo muito rápida distante da fonte, e lenta nas proximidades, principalmente pelo fato do método tentar aproximar uma fonte delta de Dirac. A utilização da série dupla em termos de cosseno propicia a redução em 4 vezes o número de termos em relação a série complexa de Fourier convencional. Contudo, métodos aproximados de aceleração da PGF tem sido propostos cada vez mais na literatura, como o método de Ewald, decomposição de Kummer, e transformações de Shanks.

REFERÊNCIAS

- [1] D. W. Pohl, A. Alu, N. Engheta and F. Marquier, Optical Antennas. Forthcoming Publications: Science, PRL, 2013.
- [2] T. L. T. Santos, Análise comparativa das propriedades ressonantes de nanopartículas e nanoantennas bowtie de ouro de diferentes geometrias, 2012. Tese, Universidade Federal do Pará, Belém.
- [3] C. P. J. Rodríguez, M. M. Martínez, F. F. J. Rodríguez, N. B. Tomás, R. Ortuño, L. S. Peransí, and A. Martínez, Demonstration of near infrared gas sensing using gold nanodisks on functionalized silicon. Opt. Express 19, pp. 7664-7672, 2011.
- [4] O. Sqalli, I. Utke, P. Hoffmann and F. M.-Weible, Gold elliptical nanoantennas as probes for near field optical microscopy. J. of Appl. Physics, vol. 92, pp. 1078-1083, July 2002.
- [5] A. Ahmadi, S. Ghadarghad, and H. Mosallaei, An optical reflectarray nanoantenna: The concept and design. Opt. Express 18, pp. 123-133, 2010.
- [6] H. F. Hofmann1, T. Kosako, and Y. Kadoya, Design parameters for a nano-optical Yagi-Uda antenna. New Journal of Physics 9, 2007.
- [7] M. M. Tajdini, and H. Mosallaei1, Characterization of large array of plasmonic nanoparticles on layered substrate: dipole mode analysis integrated with complex image method. Applied EM and Optics Laboratory Northeastern University, 2011.
- [8] C. F. Bohren, D. R. Huffman, Absorption and Scattering of Light by Small Particles, Wiley: New York, 1983.
- [9] K. Q. Costa, J. S. Costa, V. Dmitriev, T. D. Rosso, O. Pandoli, and R. Q. Aucelio, Analysis of surface plasmon resonance sensor coupled to periodic array of gold nanoparticles, in IMOC/IEEE MTT-S International, Porto de Galinhas, PE, Brazil, 2015, pp. 1?5.
- [10] A. Rashidi and H. Mosallaei, Array of plasmonic particles enabling optical near-field concentration: A non-linear inverse scattering design approach, Phys. Rev. B, 82, 035117, 2010.
- [11] N. W. P. de Souza, J. S. Costa, R. C. Santos, A. F. S. da Cruz, T. D. Rosso, and K. Q. da Costa, Modal analysis of surface plasmon resonance sensor coupled to periodic array of core-shell metallic nanoparticles, Resonance, Prof. Jan Awrejcewicz (Ed.), InTech, 2017.
- [12] M. Rostami, D. Ansari O.B., and H. Mosallaei, Dispersion diagram analysis of arrays of multishell multimaterial nanospheres, PIERB, 48, pp. 77-98, 2013.
- [13] A. Rashidi, H. Mosallaei, and R. Mitra, Numerically efficient analysis of array of plasmonic nanorods illuminated by an oblique incident plane wave using the characteristic basis function method, J. Comput. Theor. Nanosci. 10, pp 427-445, 2013.
- [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).
- [16] W. C. Chew, Waves and Fields in inhomogeneous media. IEEE press,(1995).
- [17] S. A. Maier, Plasmonics: Fundamentals and Applications, 1st ed. New York, NY, USA: Springer, 2007, pp. 65-87.