

4 Método Híbrido

Como mencionado na Seção 1.2, o problema de espalhamento eletromagnético por corpos de revolução (BOR) foi separado em duas partes, interno e externo.

No Capítulo 2 foi apresentada a formulação do problema interno analisado através do Método do Casamento de Modos (MMT) [58, 59], que teve como resultado a matriz de espalhamento que expressa a relação entre as amplitudes dos modos incidentes e refletidos no guia de onda coaxial de alimentação (a^1 e b^1 , respectivamente) e na abertura (a^A e b^A , respectivamente) tendo como parâmetro conhecido apenas a amplitude do modo fundamental *TEM* incidente no guia de onda coaxial de alimentação da antena.

No Capítulo 3, a análise do problema equivalente externo [84], referente ao espalhamento eletromagnético por BOR constituídos por material condutor elétrico perfeito (PEC), resultou nas equações integrais de campo elétrico e magnético, EFIE e MFIE, respectivamente [40, 84, 87, 88, 90]. A solução destas equações integrais foi obtida através do Método dos Momentos (MoM) [39, 40], expressa pelas equações (3.39) e (3.40), tendo como parâmetros desconhecidos os coeficientes complexos I_j , associados à corrente superficial equivalente elétrica $\vec{J}_s(\vec{r}')$, e as amplitudes complexas dos modos incidentes e refletidos na abertura a^A e b^A , respectivamente, associados à corrente superficial equivalente magnética $\vec{M}_g(\vec{a}^A + \vec{b}^A)$.

Este capítulo apresenta a combinação do Método do Casamento de Modos e Método dos Momentos em um método híbrido (MMT/MoM). A combinação do MMT com o MoM foi bastante usada na literatura na análise de diversos tipos de cornetas como, por exemplo, as cônicas corrugadas e piramidais [70-75]. Entretanto, ainda não foi explorada a sua abordagem no tratamento de estruturas coaxiais. A formulação para o método híbrido MMT/MoM apresentada neste trabalho é baseada na proposta em [70, 73]. A combinação do equacionamento apresentado nos Capítulos 2 e 3 resultará na solução para os parâmetros desconhecidos apresentados por cada método numérico chegando,

assim, as expressões para o cálculo da perda de retorno e campo distante da estrutura coaxial radiante.

4.1.

Matriz de Espalhamento da Combinação das Equações Integrais de Campo Elétrico e Magnético

As equações integrais de campo elétrico e magnético EFIE e MFIE dadas pelas equações (3.39) e (3.40), respectivamente, podem ser combinadas em uma só equação. Para isto, a equação integral do campo elétrico EFIE, dada pela equação (3.39), será reescrita como [73]:

$$[I] = [Z^E]^{-1} [Y^E] [B]^T \left(-[a^A] - [b^A] \right). \quad (4.1)$$

Substituindo a equação (4.1) na equação integral do campo magnético MFIE, dada pela equação (3.40), tem-se:

$$\begin{aligned} [Y^{int}] \left([a^A] - [b^A] \right) &= [B] [Z^H] [Z^E]^{-1} [Y^E] [B]^T \left(-[a^A] - [b^A] \right) \\ &\quad + [B] [Y^H] [B]^T \left(-[a^A] - [b^A] \right). \end{aligned} \quad (4.2)$$

Reescrevendo a equação (4.2), tem-se:

$$[b^A] = [S_{II}^A] [a^A] \quad (4.3)$$

onde $[S_{II}^A]$ é a matriz de espalhamento resultante da combinação das equações integrais de campo elétrico e magnético EFIE e MFIE, respectivamente, expressa por:

$$[S_{II}^A] = \left(-[Y^{INT}] + [Y^A] \right)^{-1} \left(-[Y^{INT}] - [Y^A] \right), \quad (4.4)$$

sendo $[Y^{INT}]$ dada pela equação (3.37) e

$$[Y^A] = [B] [Z^H] [Z^E]^{-1} [Y^E] [B]^T + [B] [Y^H] [B]^T. \quad (4.5)$$

A equação (4.3) tem como parâmetros desconhecidos e as amplitudes complexas dos modos incidentes e refletidos na abertura, a_i^A e b_i^A , respectivamente.

4.2. Perda de Retorno para o Método Híbrido

Através da junção e manipulação da matriz de espalhamento do MMT, dada no Capítulo 2, com a matriz de espalhamento resultante da combinação da EFIE com a MFIE, dada pela equação (4.3), pode-se chegar a uma expressão que relaciona as amplitudes dos modos incidentes a^I (conhecidos) e refletidos b^I (desconhecidos) no guia de onda coaxial de alimentação [73]. A matriz de espalhamento referente ao MMT é expressa por:

$$\begin{bmatrix} [b^I] \\ [b^A] \end{bmatrix} = [S^{MMT}] \begin{bmatrix} [a^I] \\ [a^A] \end{bmatrix}, \quad (4.6)$$

onde $[S^{MMT}]$ é a matriz de espalhamento total da estrutura coaxial interna, resultante do cascadeamento das diversas discontinuidades que compõem esta estrutura. A equação (4.6) pode ser reescrita como:

$$[b^I] = [S_{11}^T][a^I] + [S_{12}^T][a^A], \quad (4.7)$$

$$[b^A] = [S_{21}^T][a^I] + [S_{22}^T][a^A]. \quad (4.8)$$

Analisando as equações (4.7) e (4.8), tem-se que $[S_{11}^T]$ associa as amplitudes dos campos modais refletidos, vistos pelo guia de onda coaxial de alimentação, devido aos campos modais incidentes nessa região e vice-versa para $[S_{22}^T]$, onde o meio referido é a última seção de guia de onda coaxial da abertura. $[S_{12}^T]$ associa as amplitudes dos campos refletidos, vistos pelo guia de onda coaxial de alimentação, devido aos campos modais incidentes através da última seção de guia de onda coaxial da abertura e vice-versa para $[S_{21}^T]$.

Substituindo (4.3) em (4.8) e isolando $[a^A]$, tem-se:

$$[a^A] = \left([S_{11}^A] - [S_{22}^T] \right)^{-1} [S_{21}^T] [a^I]. \quad (4.9)$$

Substituindo (4.9) em (4.7), tem-se:

$$[b^I] = \left\{ [S_{11}^T] + [S_{12}^T] \left([S_{11}^A] - [S_{22}^T] \right)^{-1} [S_{21}^T] \right\} [a^I]. \quad (4.10)$$

A equação (4.10) relaciona as amplitudes dos modos incidentes a^I (conhecidos) e refletidos b^I (desconhecidos) no guia de onda coaxial de alimentação. Chegando-se, assim, a uma expressão para a perda de retorno da estrutura coaxial de radiação que leva em consideração tanto os efeitos eletromagnéticos gerados pelas diversas descontinuidades no interior dessa estrutura quanto os efeitos de espalhamento e acoplamento eletromagnético entre todas as estruturas externas da antena.

Além da perda de retorno, pode-se obter facilmente, através das equações (4.8) e (4.9), as amplitudes complexas dos modos incidentes e refletidos na abertura, a^A e b^A , respectivamente, que substituídos na equação (4.1) fornecerá os coeficientes complexos I_j , associados à corrente superficial equivalente elétrica $\vec{J}_s(\vec{r}')$, necessários para o cálculo dos campos em região de campo distante, apresentado na Seção 4.3.

4.3. Campo Distante

Tendo definidos os parâmetros desconhecidos I_j , associados à corrente superficial equivalente elétrica $\vec{J}_s(\vec{r}')$, e as amplitudes complexas dos modos incidentes a^A e refletidos b^A na abertura, associados à corrente superficial equivalente magnética $\vec{M}_g(\vec{a}^A + \vec{b}^A)$, os campos, elétrico e magnético, em uma região distante ao BOR podem ser expressos por [92]:

$$\vec{E}^{FF}(\vec{r}) = \vec{E}_{inc}^{FF}(\vec{r}) + \vec{E}_J^{FF}(\vec{r}), \quad (4.11)$$

$$\vec{H}^{FF}(\vec{r}) = \frac{1}{\eta} \vec{r} \times \vec{E}^{FF}(\vec{r}), \quad (4.12)$$

onde \vec{r} é o vetor unitário apontando na direção de propagação, $\vec{E}_{inc}^{FF}(\vec{r})$ é o campo elétrico na região de campo distante radiado pela fonte de corrente magnética $\vec{M}_g(\vec{a}^A + \vec{b}^A)$ impressa sobre a abertura e expressa em (3.9), e $\vec{E}_J^{FF}(\vec{r})$ é o campo elétrico na região de campo distante radiado pela fonte de corrente superficial equivalente elétrica $\vec{J}_s(\vec{r}')$, definidas em [92] como:

$$\vec{E}_{inc}^{FF}(\vec{r}) = -\frac{jk_0}{4\pi} \frac{e^{-jk_0r}}{r} \int_{s'} \left\{ \vec{M}_g(\vec{a}^A + \vec{b}^A) \times \hat{r} \right\} e^{jk_0\vec{r}' \cdot \vec{r}} ds', \quad (4.13)$$

$$\vec{E}_J^{FF}(\vec{r}) = -\frac{j\omega_0\mu_0}{4\pi} \frac{e^{-jk_0r}}{r} \int_{s'} \vec{J}_t(\vec{r}') e^{jk_0\vec{r}' \cdot \vec{r}} ds', \quad (4.14)$$

onde

$$\vec{J}_t(\vec{r}') = J_t(\cos u'_i \hat{z} + \text{senu}'_i \hat{\rho}). \quad (4.15)$$

Aplicando as relações

$$\begin{aligned} \hat{t}' = & \left\{ \left[\text{senu}' \text{sen} \theta \cos(\phi' - \phi) + \cos \theta \cos u' \right] \hat{r} + \right. \\ & \left. \left[\text{senu}' \text{sen} \theta \cos(\phi' - \phi) - \text{sen} \theta \cos u' \right] \hat{\theta} + \text{senu}' \text{sen}(\phi' - \phi) \hat{\phi}, \right. \end{aligned} \quad (4.16)$$

$$\hat{\phi}' = -\text{sen}(\phi' - \phi) \left[\text{sen} \theta \hat{r} - \cos \theta \hat{\theta} \right] + \cos(\phi' - \phi) \hat{\phi}, \quad (4.17)$$

$$\vec{r}' \cdot \hat{r} = \rho' \text{sen} \theta \cos(\phi' - \phi) + z' \cos \theta, \quad (4.18)$$

nas equações (4.13) e (4.14), obtêm-se:

$$\begin{aligned} \vec{E}_{inc}^{FF}(\vec{r}) = & -\frac{jk_0}{4\pi} \frac{e^{-jk_0r}}{r} \sum_{l=1}^{N_M} (\vec{a}^A + \vec{b}^A) \int_0^{2\pi} \int_a^b \left\{ (e_{\rho_l} \cos(\phi' - \phi)) \hat{\theta} \right. \\ & \left. + (e_{\rho_l} \text{sen}(\phi' - \phi) \cos \theta) \hat{\phi} \right\} e^{jk_0(\rho' \text{sen} \theta \cos(\phi' - \phi) + z' \cos \theta)} d\rho' d\phi', \end{aligned} \quad (4.19)$$

$$\vec{E}_J^{FF}(\vec{r}) = -\frac{j\omega_0\mu_0}{4\pi} \frac{e^{-jk_0r}}{r} \int_{t_{i-1}}^{t_i} \int_0^{2\pi} \left\{ J_t(\text{sen}\theta \cos u' \hat{z} - \cos\theta \text{senu}' \hat{\rho}) \right\} e^{jk_0(\rho' \text{sen}\theta \cos(\phi' - \phi) + z' \cos\theta)} \rho' dt' d\phi', \quad (4.20)$$

onde r , θ e ϕ são as coordenadas do ponto \vec{r} na região de campo distante e e_{ρ_l} é a componente de campo elétrico modal para o modo *TEM* e modos *TM*.

Para a solução de $\vec{E}_J^{FF}(\vec{r})$, resolvendo a integral em ϕ' tem-se:

$$\vec{E}_J^{FF}(\vec{r}) = \frac{j\pi\eta_0}{\lambda} \frac{e^{-jk_0r}}{r} \int_{t_{i-1}}^{t_i} J_t \left\{ \cos u' J_0(k_0\rho' \text{sen}\theta) \hat{z} + \text{senu}' J_1(k_0\rho' \text{sen}\theta) \hat{\rho} \right\} e^{jk_0z' \cos\theta} \rho' dt'. \quad (4.21)$$

Para a solução de $\vec{E}_{inc}^{FF}(\vec{r})$, sua componente $\hat{\phi}$ é nula, por se tratar de uma integral de função ímpar vezes função par, tendo apenas a componente $\hat{\theta}$. Portanto, a equação (4.19) pode ser reescrita como:

$$E_{\theta_{inc}}^{FF}(\vec{r}) = -\frac{jk_0}{4\pi} \frac{e^{-jk_0r}}{r} e^{jk_0z' \cos\theta} \sum_{l=1}^{N_M} (\vec{a}^A + \vec{b}^A) I_l, \quad (4.22)$$

onde

$$I_l = \int_0^{2\pi} \int_a^b \left\{ e_{\rho_l} \cos(\phi' - \phi) \right\} e^{jk_0\rho' \text{sen}\theta \cos(\phi' - \phi)} \rho' d\rho' d\phi'. \quad (4.23)$$

A integral I_l possui solução analítica e será resolvida, separadamente, para o modo *TEM* e para os modos *TM*.

➤ Solução analítica da integral I_l para o modo *TEM*:

Substituindo a equação do campo elétrico modal referente ao modo *TEM* dado pela equação (A.93), na equação (4.23), tem-se:

$$I_l = e^{-jk_0z'} \int_0^{2\pi} \int_a^b \cos(\phi' - \phi) e^{jk_0\rho' \text{sen}\theta \cos(\phi' - \phi)} d\rho' d\phi'. \quad (4.24)$$

Como dado em [93], a integral em ϕ' é dada por

$$J_1(k_0\rho'\sin\theta) = \frac{1}{j2\pi} \int_0^{2\pi} \cos(\phi' - \phi) e^{jk_0\rho'\sin\theta \cos(\phi' - \phi)} d\phi', \quad (4.25)$$

e a equação (4.24) pode ser reescrita como:

$$I_l = j2\pi e^{-jk_0z'} \int_a^b J_1(k_0\rho'\sin\theta) d\rho'. \quad (4.26)$$

Resolvendo a integral em ρ' , tem-se:

$$I_l = -\frac{j2\pi e^{-jk_0z'}}{k_0\sin\theta} \left[J_0(k_0b\sin\theta) - J_0(k_0a\sin\theta) \right]. \quad (4.27)$$

➤ Solução analítica da integral I_l para os modos TM:

Substituindo a equação do campo elétrico modal referente aos modos TM dado pela equação (A.99), na equação (4.23), tem-se:

$$I_l = \frac{\chi_{0m}^{TM} \beta_{0m}^{TM}}{\omega\mu\epsilon} e^{-j\beta_{0m}^{TM}z'} \int_0^{2\pi} \int_a^b \left\{ Z_0'(\chi_{0m}^{TM} \rho') \cos(\phi' - \phi) \right\} e^{jk_0\rho'\sin\theta \cos(\phi' - \phi)} \rho' d\rho' d\phi', \quad (4.28)$$

onde $Z_0'(\chi_{0m}^{TM} \rho')$ é dado em (A.106). A integral em ϕ é dada por (4.25), logo, a equação (4.28) pode ser reescrita como:

$$I_l = j2\pi \frac{\chi_{0m}^{TM} \beta_{0m}^{TM}}{\omega\mu\epsilon} e^{-j\beta_{0m}^{TM}z'} \int_a^b Z_0'(\chi_{0m}^{TM} \rho') J_1(k_0\rho'\sin\theta) \rho' d\rho'. \quad (4.29)$$

Substituindo (A.106) em (4.29) e considerando que [93]

$$\wp_0'(\chi_{0m}^{TM} \rho') = -\chi_{0m}^{TM} \wp_1(\chi_{0m}^{TM} \rho'), \quad (4.30)$$

$$\int_z \wp_v(kz) \bar{\wp}_v(lz) z dz \quad (4.31)$$

$$= \frac{z}{k^2 - l^2} \left\{ k \bar{\wp}_v(lz) \wp_{v+1}(kz) - l \wp_v(kz) \bar{\wp}_{v+1}(lz) \right\},$$

onde \wp_v e $\bar{\wp}_v$ denotam funções de Bessel de primeiro e segunda espécie, a integral em ρ' pode ser resolvida e expressa por:

$$\begin{aligned}
I_l = j2\pi \frac{(\chi_{0m}^{TM})^2 \beta_{0m}^{TM}}{\omega\mu\epsilon} e^{-j\beta_{0m}^{TM} z'} & \left[\frac{1}{(k_0 \text{sen}\theta)^2 - (\chi_{0m}^{TM})^2} \right] \\
\left\{ N_0(\chi_{0m}^{TM} a) \left[\rho' \left(\chi_{0m}^{TM} J_1(k_0 \rho' \text{sen}\theta) J_1'(\chi_{0m}^{TM} \rho') \right. \right. \right. & \\
& \left. \left. \left. - k_0 \text{sen}\theta J_1(\chi_{0m}^{TM} \rho') J_1'(k_0 \rho' \text{sen}\theta) \right) \right] \right]_a^b & (4.32) \\
+ J_0(\chi_{0m}^{TM} a) \left[\rho' \left(\chi_{0m}^{TM} J_1(k_0 \rho' \text{sen}\theta) N_2(\chi_{0m}^{TM} \rho') \right. \right. & \\
& \left. \left. \left. - k_0 \text{sen}\theta N_1(\chi_{0m}^{TM} \rho') J_2(k_0 \rho' \text{sen}\theta) \right) \right] \right]_a^b \left. \right\}. &
\end{aligned}$$

4.4.

Resultados Numéricos e Validação do Algoritmo Computacional Implementado

A formulação do método híbrido (MMT/MoM) aplicado na análise de estruturas coaxiais alimentadas pelo modo fundamental *TEM*, proposto neste trabalho e apresentada nos Capítulos 2, 3 e 4, foi implementada em algoritmos computacionais escritos em linguagem *FORTTRAN*. Com o objetivo de validar este algoritmo computacional, foram feitos diversos testes considerando diferentes tipos de estruturas coaxiais e os resultados (perda de retorno e diagramas de radiação) foram comparados com os resultados obtidos pelo Método dos Momentos aplicado na solução da equação integral de campo elétrico (EFIE) combinado com a técnica *Impedance Boundary Condition (IBC)*, apresentado em [40] e discutido no Apêndice C, chamado ao longo deste trabalho de IBC/MoM.

4.4.1.

Guia de Onda Coaxial Aberto

A Figura 4.1 ilustra um guia de onda coaxial alimentado pelo modo fundamental *TEM* em uma de suas extremidades e aberto na outra. As dimensões desta estrutura são ilustradas na Figura 4.2.

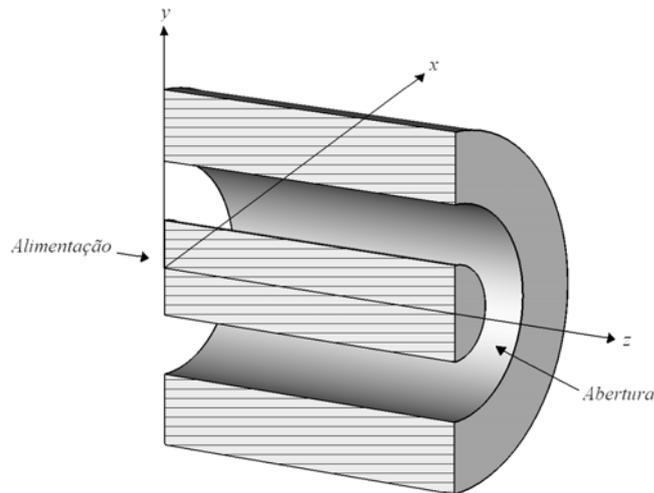


Figura 4.1 – Guia de onda coaxial aberto, visão espacial.

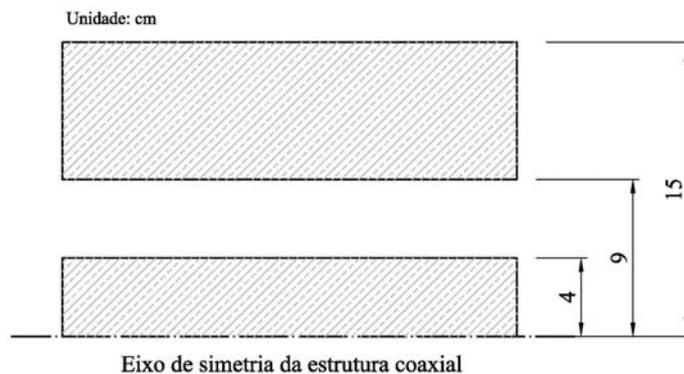


Figura 4.2 – Guia de onda coaxial aberto, corte longitudinal.

Este exemplo foi escolhido devido, primeiramente, a sua simplicidade e também por apresentar peculiaridades teóricas importantes quanto a aplicação dos métodos numéricos abordados neste trabalho, MMT e MoM, buscando uma validação inicial do método híbrido MMT/MoM. A escolha da banda de frequência de 1 a 6 GHz foi feita de forma que, para frequências abaixo de 3 GHz, possa ser avaliada a convergência entre o MMT/MoM e o IBC/MoM e, para frequências acima de 3 GHz, espera-se uma divergência entre os dois métodos, visto que, para o IBC/MoM as fontes são definidas e posicionadas dentro da seção de guia de onda coaxial de alimentação, de forma que se garanta a existência de apenas o modo fundamental TEM , onde todos os modos superiores TM sejam evanescentes e, devido ao posicionamento das fontes ser afastado das regiões de perturbação, sejam dissipados. Porém, para estas dimensões de guia de onda coaxial, considerando frequências maiores ou igual

a 3 GHz, o modo TM_{01} passa a se propagar, fazendo com que a aplicação do IBC/MoM não seja válida.

Outro ponto importante na análise deste exemplo é que, no caso do MMT/MoM, a perda de retorno expressa na equação (4.10) é proveniente exclusivamente da abertura e da superfície externa da estrutura, sendo contabilizada pela matriz de espalhamento S_{11}^A que é resultante da combinação das equações integrais de campo elétrico e magnético, visto que, os elementos das matrizes de espalhamento referentes ao MMT para um trecho de guia de onda liso, no caso das matrizes S_{11} e S_{22} , são iguais a zero, e, no caso das matrizes S_{12} e S_{21} , estão associados à defasagem ou à atenuação do modo, quando este é propagante ou evanescente, respectivamente, como abordado em [83] e citado na Seção 2.3.1.

Ao utilizar o MoM para avaliação do espalhamento eletromagnético por BOR o número de funções de base utilizado para representar as correntes superficiais equivalentes, ou seja, o número de segmentos utilizados na discretização das superfícies do BOR, é fundamental para alcançar a precisão e convergência desejadas na análise numérica. As referências [73, 75] obtiveram, de forma experimental, convergência utilizando segmentos com comprimento de $\lambda_M/20$ e $\lambda_M/10$ na análise de cornetas piramidal e circular corrugada, respectivamente. A discretização da abertura merece uma atenção maior, pois está diretamente ligada ao número de modos considerados na aproximação do campo elétrico da abertura, através da matriz B dada pela equação (3.18) e ilustrada na Figura 3.8, onde, quanto maior for a ordem do modo TM_{0m} , maior deve ser o número de segmentos utilizados na discretização da abertura, de forma a garantir uma boa amostragem deste modo. Como a ordem do modo está ligada ao número de zeros da função característica dada pela equação (A.106) e, de forma a assegurar a taxa de Nyquist, deve-se manter a relação expressa por:

$$NS \geq 4 \times m \quad (4.33)$$

onde NS é o número de segmentos na abertura e m é a ordem do modo TM .

De forma a obter uma convergência satisfatória em função do número de modos, a referência [70] propõe um cálculo para o número de modos em função dos raios dos condutores externo e interno da seção de guia de onda coaxial, expressa por:

$$N_{\text{modos}} = (a - b) / \lambda \quad (4.34)$$

Portanto, a análise de convergência dos resultados para a perda de retorno do MMT/MoM, em função do número de segmentos utilizados na discretização da geratriz do BOR, do número de modos TM utilizados na aproximação dos campos no interior da estrutura coaxial e do número de segmentos utilizados na discretização da abertura, será dada da seguinte forma.

Primeiramente, será superestimado o número de modos TM utilizando-se 15 modos e, de acordo com a equação (4.33), serão utilizados 60 segmentos de comprimento $\lambda_M / 60$ na discretização da abertura, sendo λ_M o comprimento de onda para a frequência máxima. Neste ponto, será analisada apenas a convergência dos resultados obtidos via MMT/MoM para a perda de retorno em função do número de segmentos na discretização do restante da superfície do BOR. A Figura 4.3 mostra esta convergência ao longo da banda de frequência de 1 a 6 GHz. Como observado, segmentos com comprimento de $\lambda_M / 10$ utilizados na discretização da superfície do BOR, exceto para a abertura, são suficientes para garantir a convergência, apresentando um erro máximo de 0,4 dB em 2,8 GHz.

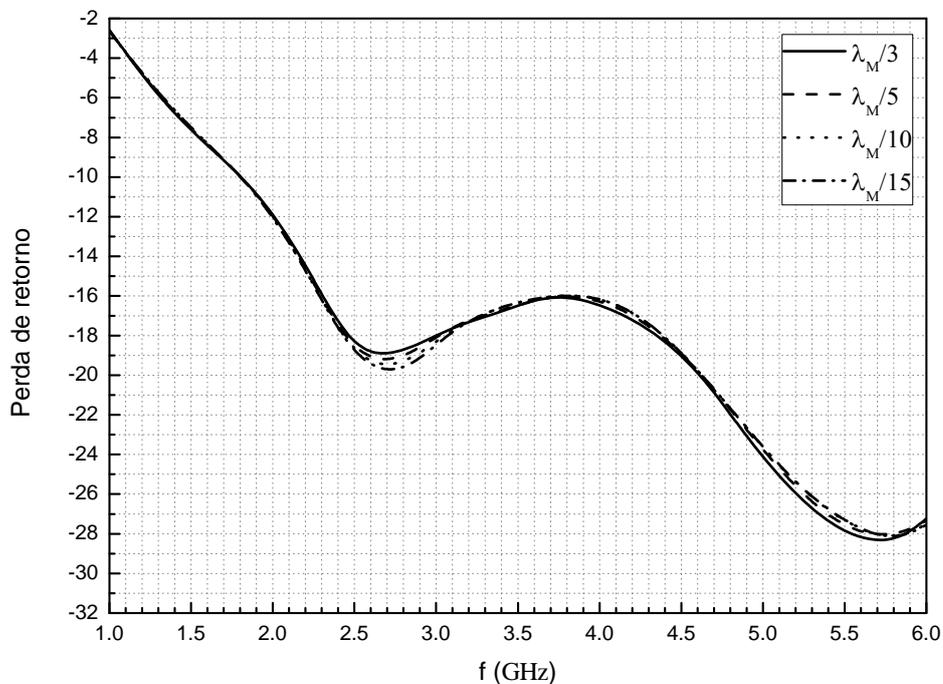


Figura 4.3 – Análise de convergência para a perda de retorno para a estrutura da Figura 4.1 em função do número de segmentos utilizados na discretização do BOR.

Para a segunda análise de convergência, será utilizado o caso anterior com segmentos de comprimento $\lambda_M/10$ utilizados na discretização da superfície do BOR, exceto a abertura que possuirá 60 segmentos, sendo agora analisada a convergência dos resultados obtidos via MMT/MoM em função do número de modos TM . A Figura 4.4 mostra esta convergência ao longo da banda de frequência de 1 a 6 GHz. Como observado, 3 modos TM são suficientes, onde o erro máximo é de 0,3 dB em 5,8 GHz.

Dimensionada a discretização da superfície do BOR, com segmentos de $\lambda_M/10$, e o número de modos TM , onde 3 modos são suficientes para garantir a convergência, agora será analisada a convergência dos resultados para a perda de retorno em função do número de pontos utilizados na discretização da abertura. A Figura 4.5 mostra esta convergência ao longo da banda de frequência de 1 a 6 GHz. Como observado, 10 segmentos na abertura são suficientes para garantir a convergência, onde o erro máximo é de 0,1 dB para 2,8 GHz.

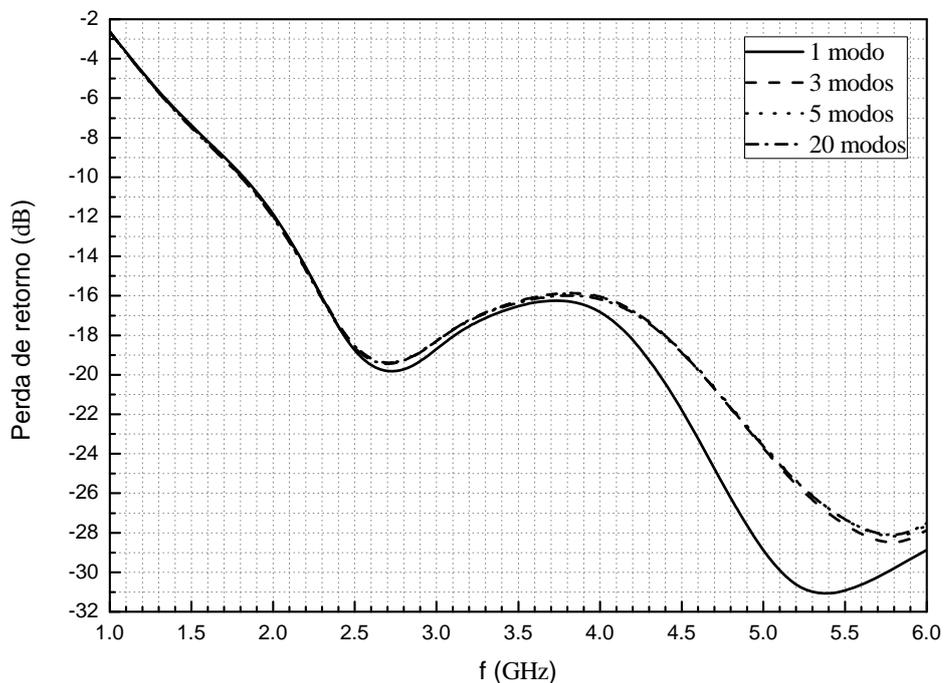


Figura 4.4 – Análise de convergência para a perda de retorno para a estrutura da Figura 4.1 em função do número de modos TM .

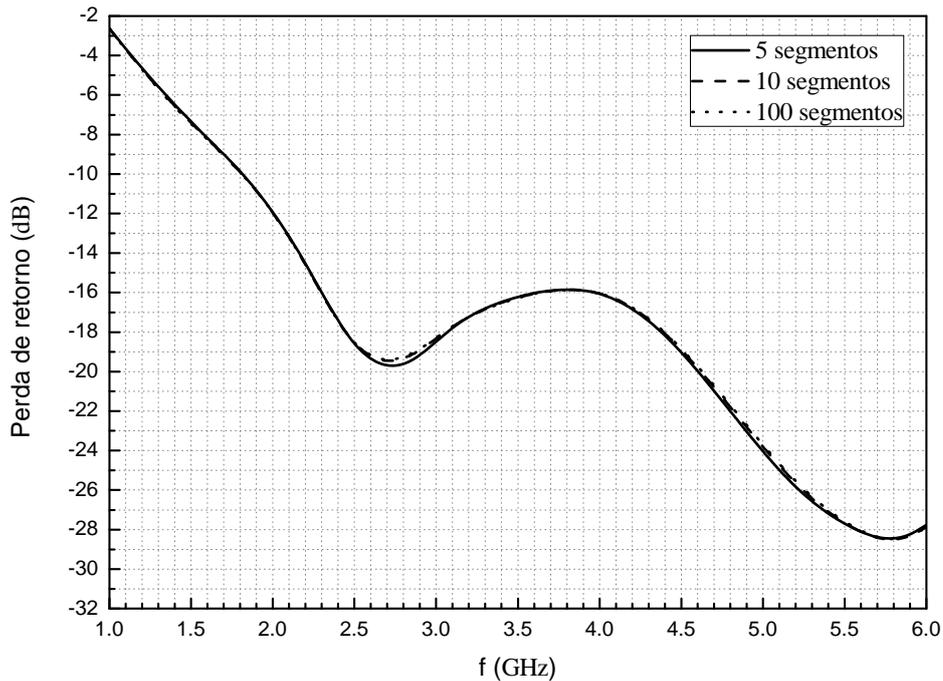


Figura 4.5 – Análise de convergência para a perda de retorno para a estrutura da Figura 4.1 em função do número de segmentos utilizados na discretização da abertura do BOR.

Para avaliar a convergência/divergência entre o MMT/MoM e o IBC/MoM para frequências abaixo/acima de 3 GHz, como mencionado no início desta seção, serão utilizados segmentos de comprimento $\lambda_M/10$ na discretização da geratriz do BOR, inclusive na abertura, e 3 modos TM , que garantiram boa convergência nas análises feitas e ilustradas nas Figuras 4.3 a 4.5 para o MMT/MoM. De forma a garantir a precisão dos resultados, para o IBC/MoM serão utilizados segmentos de comprimento $\lambda_M/30$ na discretização da geratriz do BOR, a parede final de absorção é posicionada em $z_p = -3\lambda_M$ (considerando a abertura posicionada em $z = 0$) e as fontes de corrente elétrica $\vec{J}_g(\vec{r})$ e magnética $\vec{M}_g(\vec{r})$ são colocadas em $z_g = -2\lambda_M$ (ver Figura C.1).

A Figura 4.6 mostra os valores para a perda de retorno ao longo da banda de frequência de 1 a 6 GHz, obtidos através do MMT/MoM e do IBC/MoM. Como visto, os resultados numéricos comprovam as análises teóricas feitas acima, mostrando a convergência entre os dois métodos para valores de frequências

abaixo de 3 GHz e a divergência para freqüências acima de 3 GHz, onde as diferenças máximas são de 0,5 dB e 3 dB, respectivamente.

Para o cálculo do diagrama de radiação a divergência entre os métodos para freqüências acima de 3 GHz é percebida no nível de lóbulos laterais. As Figuras 4.7 e 4.8 ilustram os diagramas de radiação para as freqüências de 1 e 3 GHz. Observa-se a convergência entre os dois métodos, com uma diferença máxima de 0,56 dB em $\theta = 134^\circ$ para 1 GHz e 3 dB em $\theta = 78^\circ$ para 3 GHz. Para 3 GHz, apesar do modo TM_{01} ser propagante, a boa convergência para os lóbulos laterais ocorrem porque a energia associada a este modo é pequena comparado com o modo fundamental TEM . Para o diagrama de radiação na freqüência de 6 GHz ilustrado na Figura 4.9, a influência do modo superior TM_{01} é maior, observando-se discrepâncias maiores entre os dois métodos na representação dos lóbulos laterais, chegando a um valor máximo de 12,5 dB em $\theta = 154^\circ$.

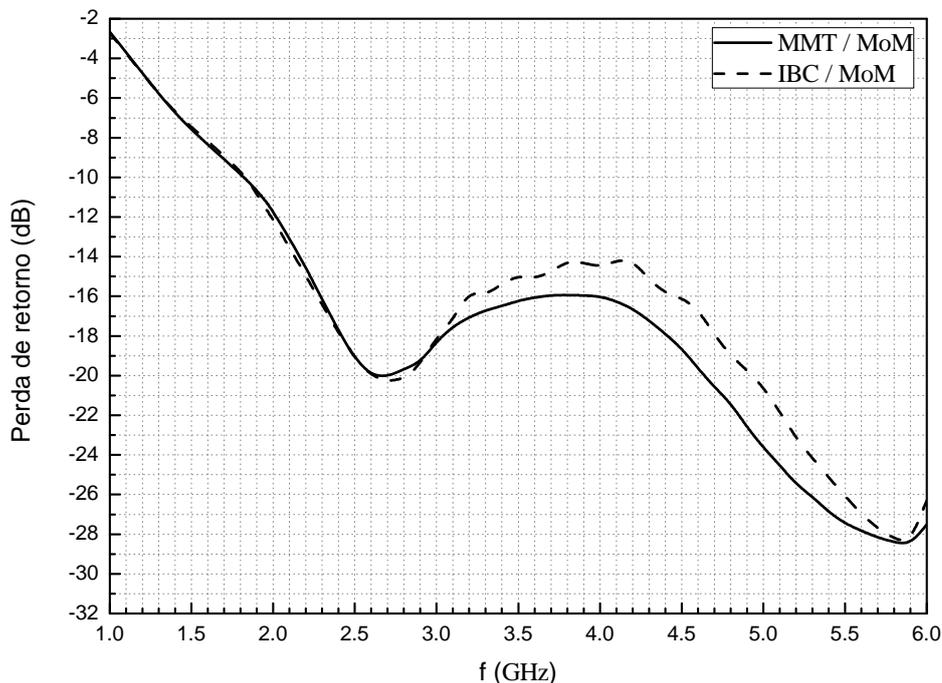


Figura 4.6 – Perda de retorno para a estrutura da Figura 4.1.

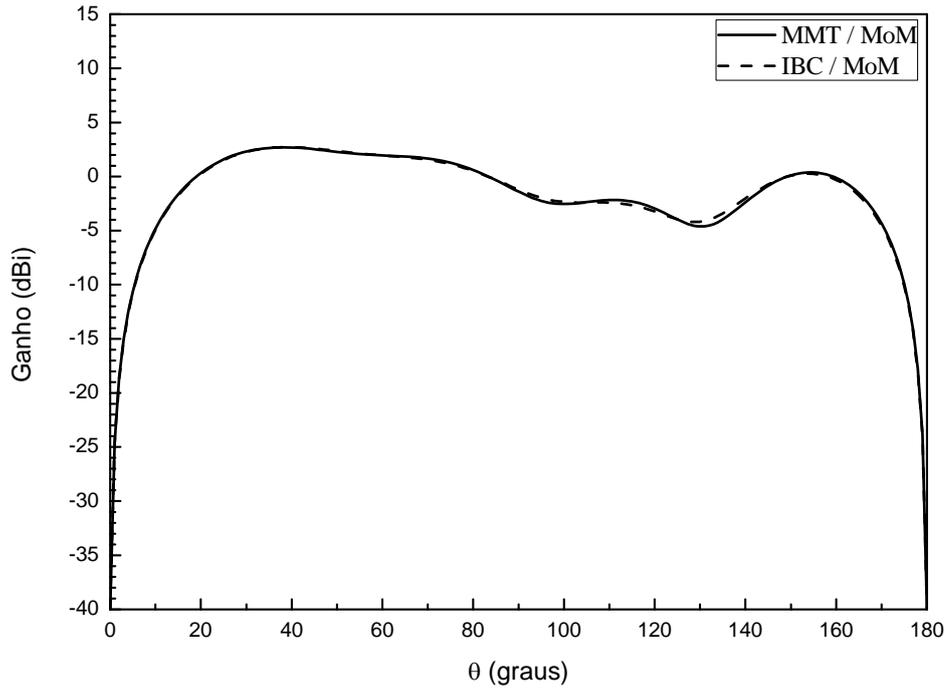


Figura 4.7 – Diagrama de radiação para a estrutura da Figura 4.1 em 1 GHz.

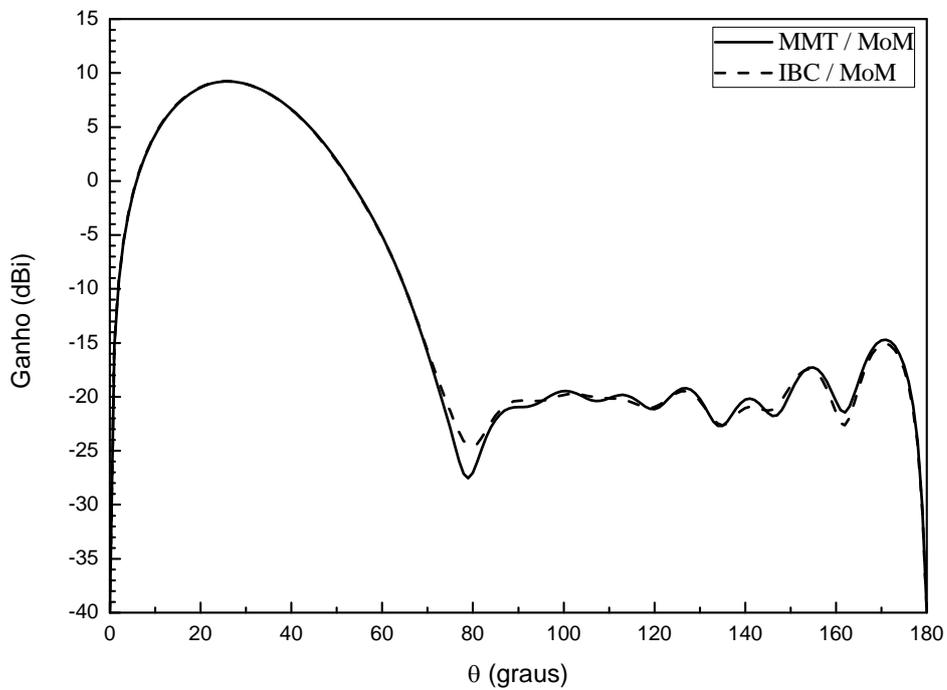


Figura 4.8 – Diagrama de radiação para a estrutura da Figura 4.1 em 3 GHz.

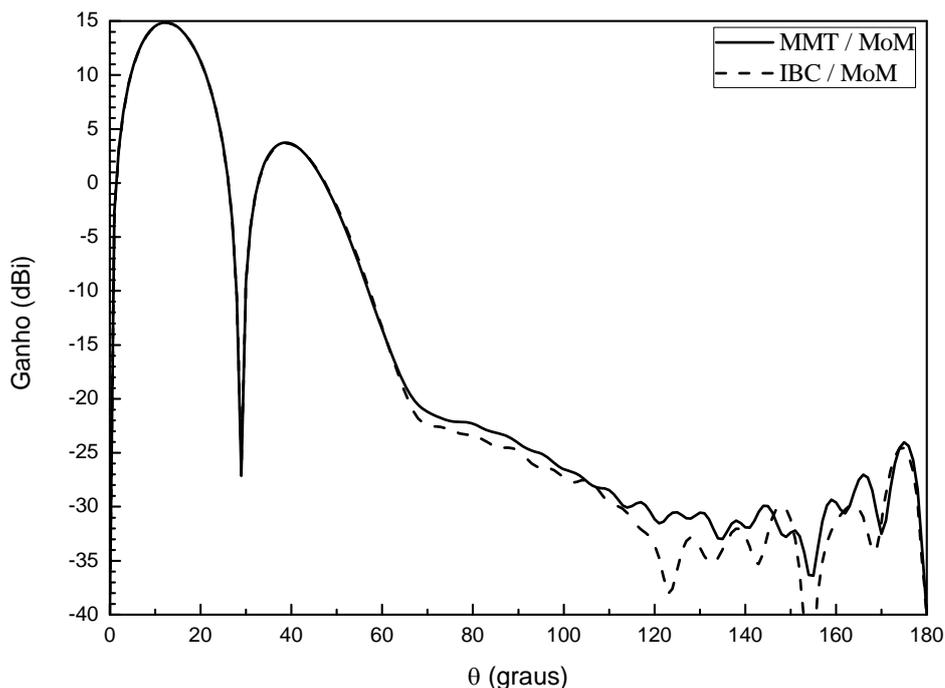


Figura 4.9 – Diagrama de radiação para a estrutura da Figura 4.1 em 6 GHz.

4.4.2. Guia de Onda Coaxial Aberto com uma Descontinuidade Interna

A estrutura analisada nesta seção é semelhante à anterior, também excitada pelo modo fundamental TEM e ilustrada na Figura 4.10, porém, nesta foi incluída uma descontinuidade no interior do guia de onda coaxial com o objetivo de diminuir a relação entre os raios dos condutores interno e externo a/b do guia de onda coaxial de alimentação, aumentando, assim, a banda de frequência onde a aplicação do IBC/MoM é válida, visto que para estas dimensões de guia de onda coaxial de alimentação, ilustradas na Figura 4.11, a propagação do modo superior TM_{01} passa a acontecer para frequências maiores ou igual a 3,8 GHz.

Outro ponto importante na análise deste exemplo é que as matrizes de espalhamento referentes ao MMT passam a ter influência no cálculo da perda de retorno através do MMT/MoM, expressa na equação (4.10), visto que, a descontinuidade existente no interior da estrutura excitará os modos superiores TM evanescentes ou propagantes, dependendo da frequência, que serão contabilizados via MMT.

A estratégia de análise de convergência em função do número de segmentos na discretização da superfície do BOR, exceto a abertura, feita na Seção 4.4.1, não será necessária, pois a estrutura analisada nesta seção possui a mesma geratriz da estrutura da Seção 4.4.1. Porém, eventualmente, serão necessários mais modos TM para garantir a convergência dos resultados, devido à perturbação causada pela descontinuidade no interior da estrutura, o que levaria a necessidade de um número maior de segmentos na discretização da abertura.

Para esta análise de convergência, será utilizada a geratriz com segmentos de comprimento $\lambda_M/10$, exceto a abertura que possuirá 50 segmentos com comprimento de $\lambda_M/50$, o que, de acordo com a equação (4.33), garante uma boa discretização para até 10 modos superiores TM , sendo agora analisada a convergência em função desse número de modos TM . A Figura 4.12 mostra esta convergência ao longo da banda de frequência de 1 a 6 GHz. Como observado, 5 modos TM são suficientes para garantir a convergência dos resultados para a perda de retorno, onde o erro máximo é de 0,69 dB em 4,9 GHz, sendo que este erro ocorre a, aproximadamente, -38 dB. Comparado com a estrutura da Seção 4.4.1, foram necessários mais modos para esta análise de convergência, pois, como mencionado anteriormente, a perturbação causada pela descontinuidade é mais intensa, excitando um número maior de modos superiores TM .

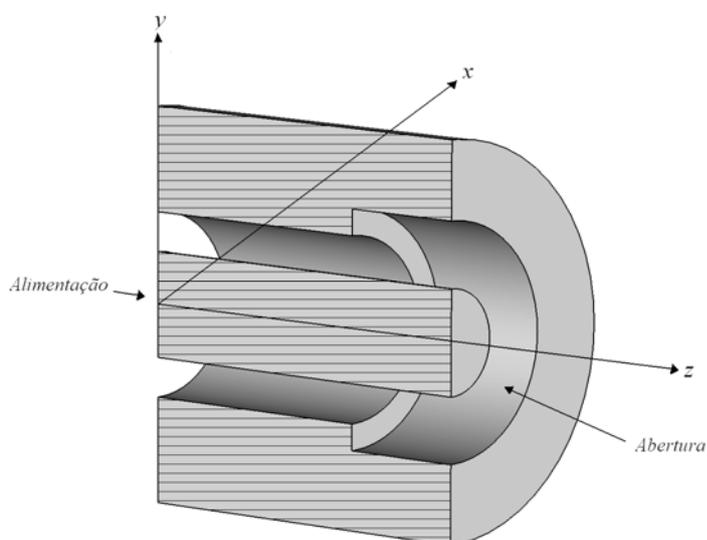


Figura 4.10 – Guia de onda coaxial aberto com uma descontinuidade interna, visão espacial.

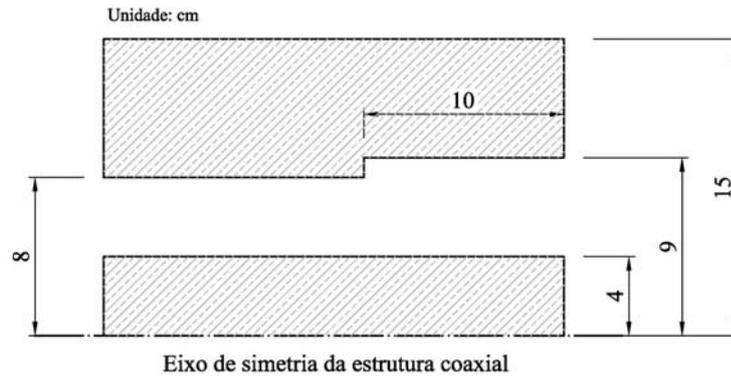


Figura 4.11 – Guia de onda coaxial aberta com uma descontinuidade interna, corte longitudinal.

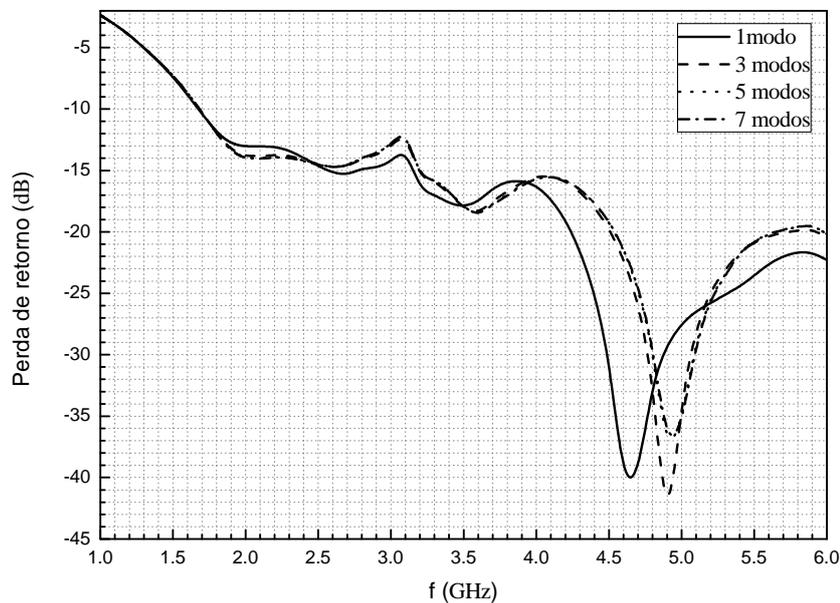


Figura 4.12 – Análise de convergência para a perda de retorno para a estrutura da Figura 4.10 em função do número de modos TM .

Para a análise do aumento de banda de frequência onde é válida a aplicação do IBC/MoM, refletindo na convergência entre o IBC/MoM e o MMT/MoM, serão utilizados segmentos de comprimento $\lambda_M/10$ na discretização da geratriz do BOR, exceto na abertura que possuirá 50 segmentos com comprimento de $\lambda_M/50$ e 5 modos TM , que garantiram boa convergência na análise feita e ilustrada na Figura 4.12 para o MMT/MoM. De forma a garantir a precisão dos resultados, para o IBC/MoM serão utilizados segmentos de comprimento $\lambda_M/30$ na discretização da geratriz do BOR, a parede final de

absorção é posicionada em $z_p = -4\lambda_M$ (considerando a abertura posicionada em $z=0$) e as fontes de corrente elétrica $\vec{J}_g(\vec{r})$ e magnética $\vec{M}_g(\vec{r})$ são colocadas em $z_g = -3\lambda_M$ (ver Figura C.1).

A Figura 4.13 mostra os valores para a perda de retorno ao longo da banda de frequência de 1 a 6 GHz, obtidos através do MMT/MoM e do IBC/MoM. Observa-se uma diferença máxima de 0,47 dB, para frequências abaixo de 3,8 GHz. Para a faixa de frequência de 3,8 a 6 GHz a divergência entre os dois métodos chega a um valor máximo de 20,4 dB, para a frequência de 5 GHz.

As Figuras 4.14 e 4.15 ilustram os diagramas de radiação para as frequências de 1 e 3 GHz. Observa-se a convergência entre os resultados obtidos através dos dois métodos utilizados, apresentando uma diferença máxima de 0,52 dB em $\theta = 134^\circ$ para 1 GHz e 8,1 dB em $\theta = 89^\circ$ para 3 GHz. Apesar do modo superior TM_{01} ser evanescente para 3 GHz, os resultados obtidos para esta estrutura apresentaram diferenças maiores, quando comparados com o caso da Seção 4.4.1. Porém, observa-se que estas diferenças ocorrem entre -40 e -50 dB, em uma faixa muito abaixo da ocorrida na estrutura da Seção 4.4.1. Para o diagrama de radiação na frequência de 6 GHz ilustrado na Figura 4.16, observa-se discrepâncias maiores entre os dois métodos na representação dos lóbulos laterais, chegando a um valor máximo de 15,1 dB em $\theta = 172^\circ$, devido à propagação do modo TM_{01} nesta frequência.

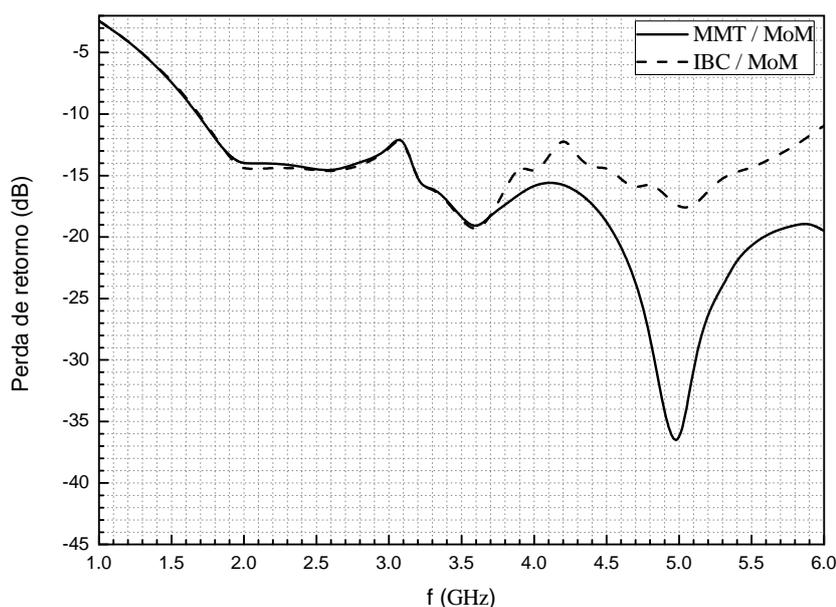


Figura 4.13 – Perda de retorno para a estrutura da Figura 4.10.

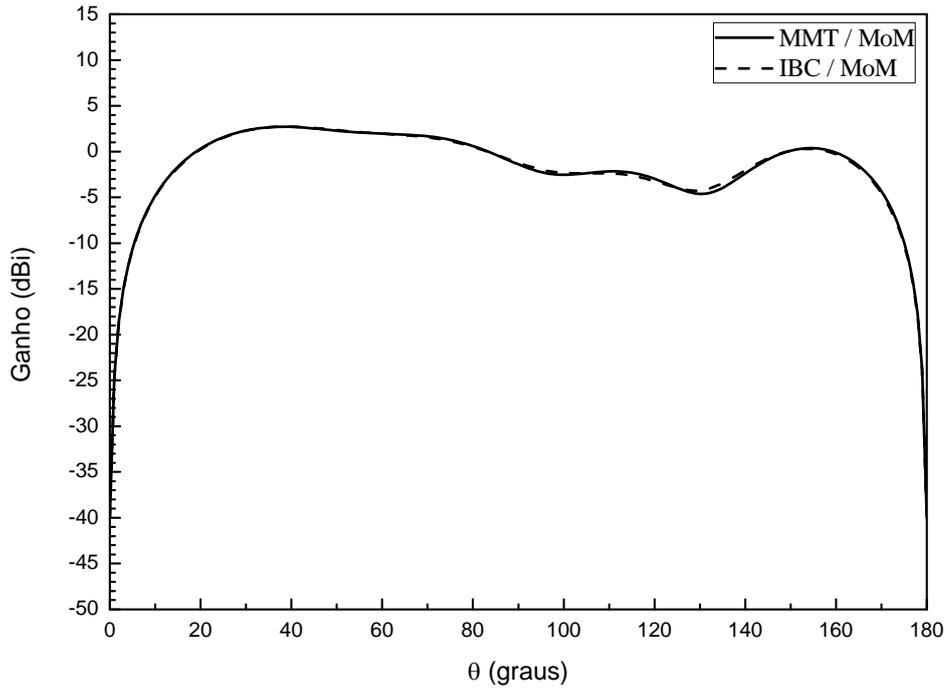


Figura 4.14 – Diagrama de radiação para a estrutura da Figura 4.10 em 1 GHz.

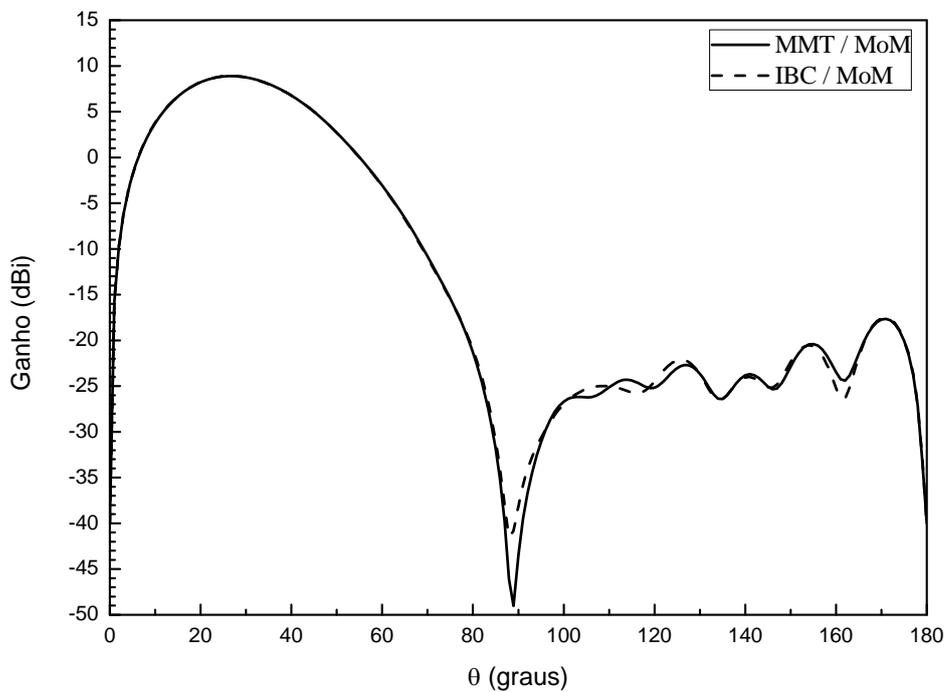


Figura 4.15 – Diagrama de radiação para a estrutura da Figura 4.10 em 3 GHz.

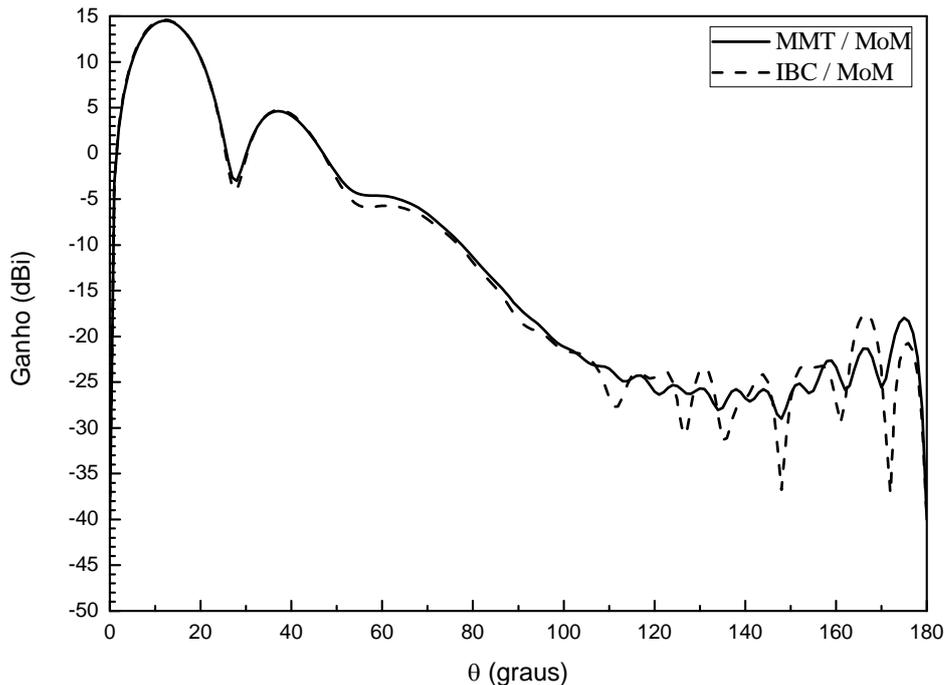


Figura 4.16 – Diagrama de radiação para a estrutura da Figura 4.10 em 6 GHz.

4.4.3. Guia de Onda Coaxial Aberto com duas Descontinuidades Internas

Para este exemplo, foi incluída mais uma descontinuidade no interior do guia de onda coaxial da estrutura apresentada na Seção 4.4.2, como ilustrado na Figura 4.17 e dimensões apresentadas na Figura 4.18, diminuindo ainda mais a relação entre os raios dos condutores interno e externo a/b do guia de onda coaxial de alimentação. Isto faz com que a aplicação do IBC/MoM seja válida até 5,2 GHz, que é a frequência onde a propagação do modo superior TM_{01} passa a acontecer. Portanto, espera-se uma convergência entre os dois métodos até esta frequência de 5,2 GHz.

Não será necessária a análise de convergência em função do número de modos TM para esta estrutura, pois, testes realizados mostraram que os mesmos 5 modos TM utilizados na seção anterior são suficientes para garantir a convergência dos resultados para a perda de retorno, mesmo com a presença de duas descontinuidades no interior da estrutura. Mais modos superiores TM não foram requeridos porque o comprimento das seções de guias de onda coaxiais que compõem a estrutura é suficientemente grande para dissipar os

modos evanescentes. A discretização para a geratriz do BOR e para a abertura, com comprimentos de $\lambda_M/10$ e $\lambda_M/50$ para cada segmento, respectivamente, também é a mesma da Seção 4.4.2. Para o IBC/MoM, a discretização da geratriz do BOR, o posicionamento da parede final de absorção e das fontes de corrente elétrica $\vec{J}_g(\vec{r})$ e magnética $\vec{M}_g(\vec{r})$ são iguais aos da Seção 4.4.2.

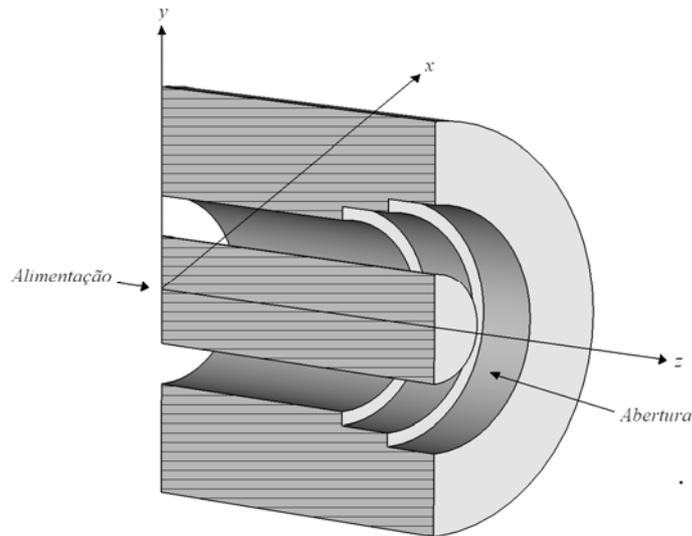


Figura 4.17 – Guia de onda coaxial aberto com duas descontinuidades internas, visão espacial.

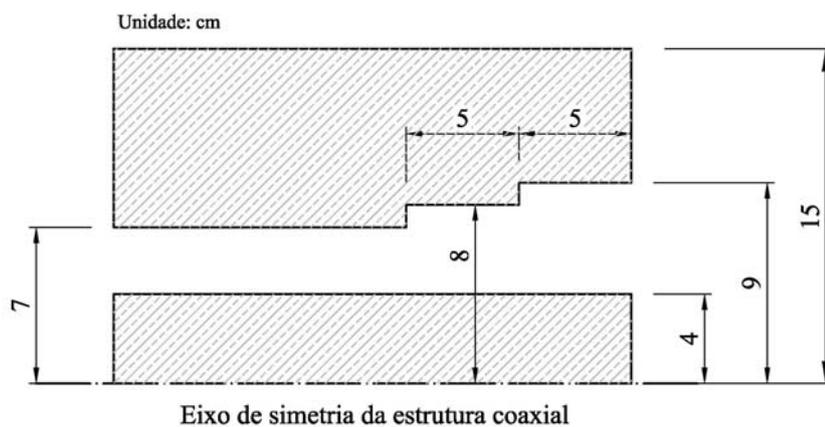


Figura 4.18 – Guia de onda coaxial aberto com duas descontinuidades internas, corte longitudinal.

O aumento de banda de frequência, onde é esperada uma convergência entre o IBC/MoM e o MMT/MoM, pode ser visualizado na Figura 4.19 que mostra os valores obtidos através do IBC/MoM e do MMT/MoM para a perda de retorno ao longo da banda de frequência de 1 a 6 GHz. Observa-se uma diferença máxima de 0,6 dB, para frequências abaixo de 5,2 GHz. Para a faixa de frequência de 5,2 a 6 GHz a divergência entre os dois métodos chega a um valor máximo de 15,1 dB, para a frequência de 6 GHz.

As Figuras 4.20 e 4.21 ilustram os diagramas de radiação para as frequências de 1 e 3 GHz, respectivamente, onde observa-se a convergência dos resultados com uma diferença máxima de 0,6 dB em $\theta = 134^\circ$ para 1 GHz e 2,9 dB em $\theta = 137^\circ$ para 3 GHz. Para o diagrama de radiação na frequência de 6 GHz ilustrado na Figura 4.22, observa-se discrepâncias maiores entre os dois métodos na representação dos lóbulos laterais, chegando a um valor máximo de 8,7 dB em $\theta = 171^\circ$, devido à propagação do modo TM_{01} nesta frequência.

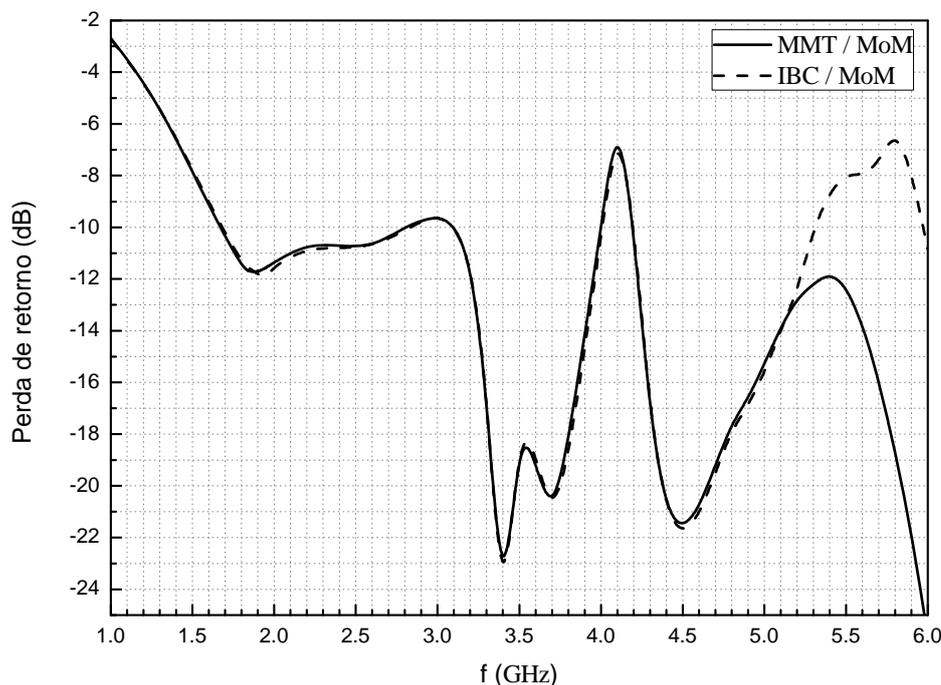


Figura 4.19 – Perda de retorno para a estrutura da Figura 4.17.

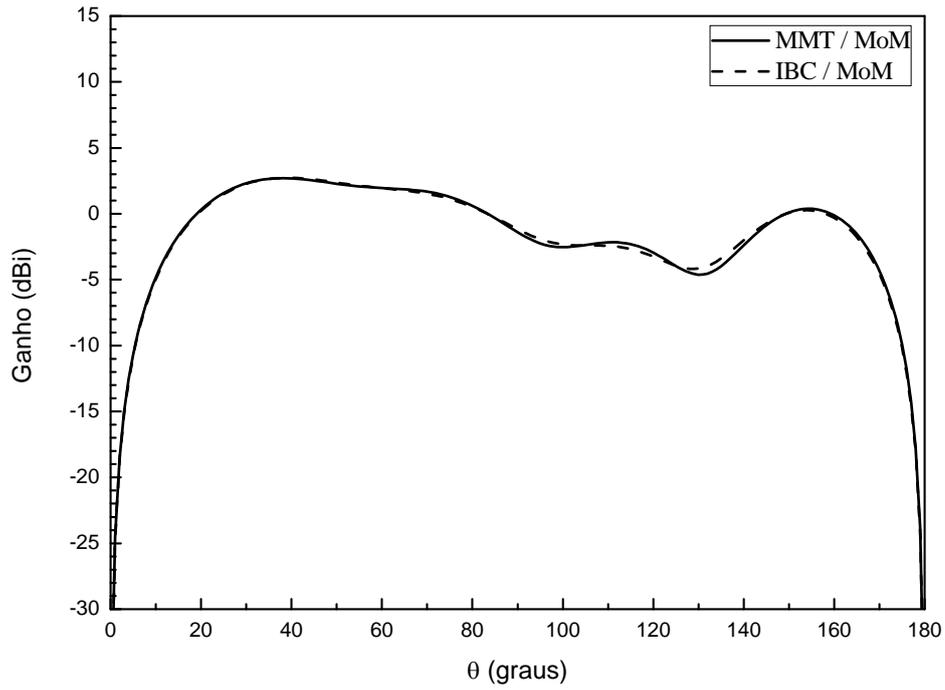


Figura 4.20 – Diagrama de radiação para a estrutura da Figura 4.17 em 1 GHz.

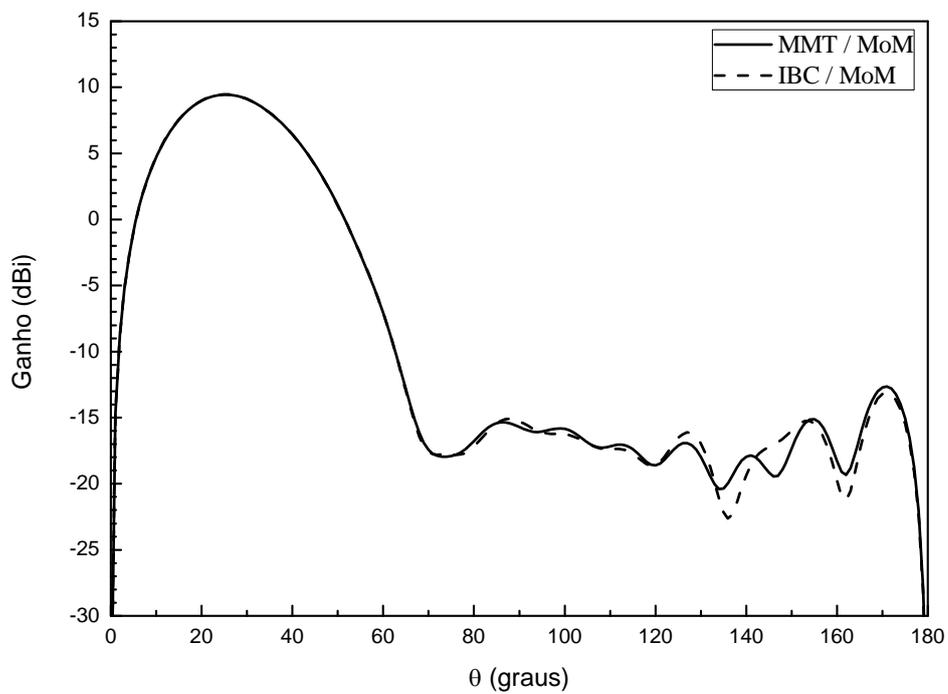


Figura 4.21 – Diagrama de radiação para a estrutura da Figura 4.17 em 3 GHz.

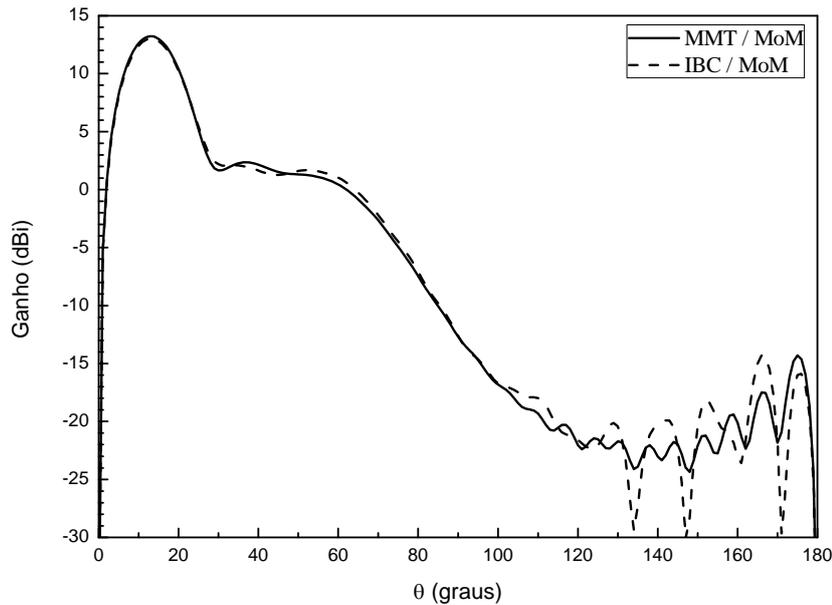


Figura 4.22 – Diagrama de radiação para a estrutura da Figura 4.17 em 6 GHz.

4.4.4. Guia de Onda Coaxial Aberto com três Descontinuidades Internas

Seguindo o raciocínio feito nas Seções 4.4.2 e 4.4.3, foi incluída mais uma descontinuidade no interior da estrutura analisada, conforme ilustrado na Figura 4.23 e dimensões apresentadas na Figura 4.24. Para esta relação entre os raios dos condutores interno e externo a/b do guia de onda coaxial de alimentação, todos os modos superiores TM são evanescentes ao longo da banda de 1 a 6 GHz. Sendo assim, espera-se uma convergência entre o MMT/MoM e o IBC/MoM para todas as frequências analisadas, visto que a aplicação do IBC/MoM na análise dessa estrutura é válida ao longo de toda a faixa de operação.

Novamente, pelos mesmos motivos citados na Seção 4.4.3, a análise de convergência dos resultados obtidos via MMT/MoM em função do número de modos TM não será necessária para esta estrutura, pois, testes realizados mostraram que os mesmos 5 modos TM são suficientes para garantir a convergência dos resultados para a perda de retorno, mesmo com a presença de três descontinuidades no interior da estrutura. A discretização para a geratriz do BOR e para a abertura, com comprimentos de $\lambda_M/10$ e $\lambda_M/50$ para cada segmento, respectivamente, também é a mesma das Seções 4.4.2 e 4.4.3. Para o IBC/MoM, a discretização da geratriz do BOR, o posicionamento da parede

final de absorção e das fontes de corrente elétrica $\vec{J}_g(\vec{r})$ e magnética $\vec{M}_g(\vec{r})$ são iguais aos da Seção 4.4.2.

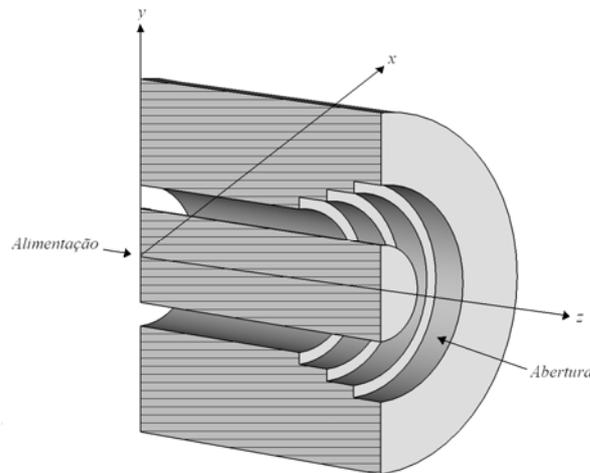


Figura 4.23 – Guia de onda coaxial aberto com três descontinuidades internas, visão espacial.

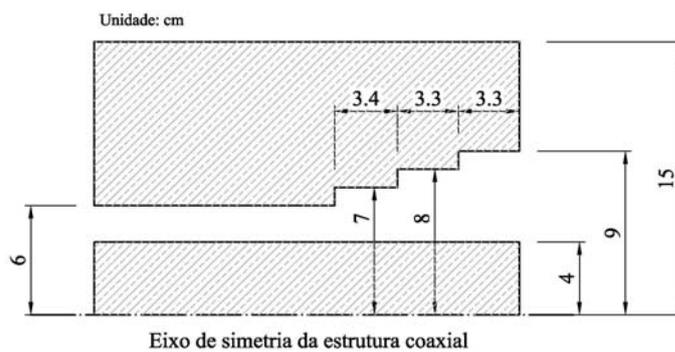


Figura 4.24 – Guia de onda coaxial aberto com três descontinuidades internas, corte longitudinal.

A convergência entre o IBC/MoM e o MMT/MoM ao longo de toda a banda de frequência, pode ser visualizada na Figura 4.25 que mostra os valores obtidos através do IBC/MoM e do MMT/MoM para a perda de retorno ao longo da banda de frequência de 1 a 6 GHz. Observa-se uma diferença máxima de 0,8 dB para a frequência de 2 GHz.

As Figuras 4.26 e 4.27 ilustram os diagramas de radiação para as frequências de 1 e 3 GHz, respectivamente, onde observa-se a convergência dos resultados com uma diferença máxima de 0,58 dB em $\theta = 134^\circ$ para 1 GHz e 2,7 dB em $\theta = 70^\circ$ para 3 GHz. Para o diagrama de radiação na frequência de 6 GHz ilustrado na Figura 4.28, observa-se discrepâncias maiores entre os dois métodos na representação dos lóbulos laterais, chegando a um valor máximo de

18,2 dB em $\theta = 158^\circ$. Os valores obtidos na comparação entre os dois métodos analisado para a frequência de 6 GHz apresentam discrepâncias maiores que no caso analisado na Seção 4.4.3, apesar dos modos superiores *TM* serem evanescentes para a estrutura apresentada nesta seção. Entretanto, estas diferenças ocorrem para valores abaixo de -20 dB, já no caso apresentado na Seção 4.4.3 elas ocorrem para valores no entorno de -14 dB.

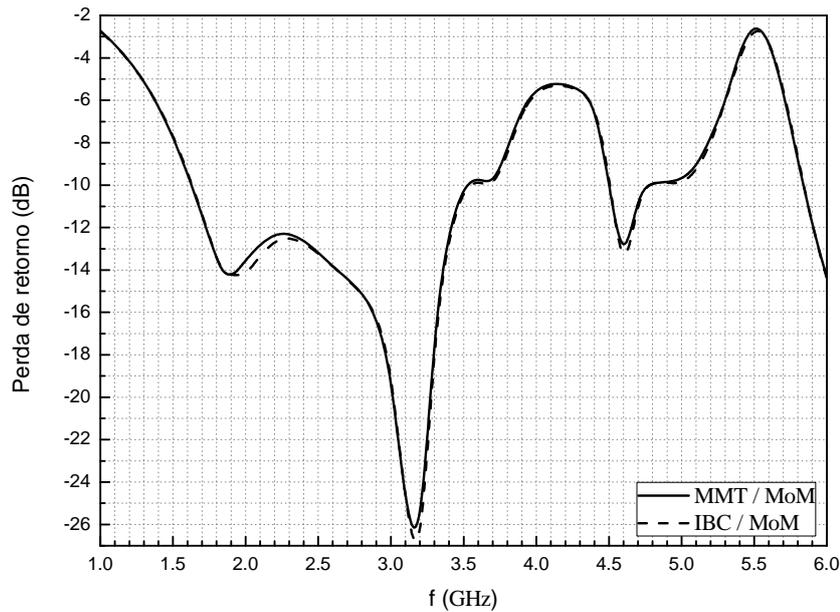


Figura 4.25 – Perda de retorno para a estrutura da Figura 4.23.

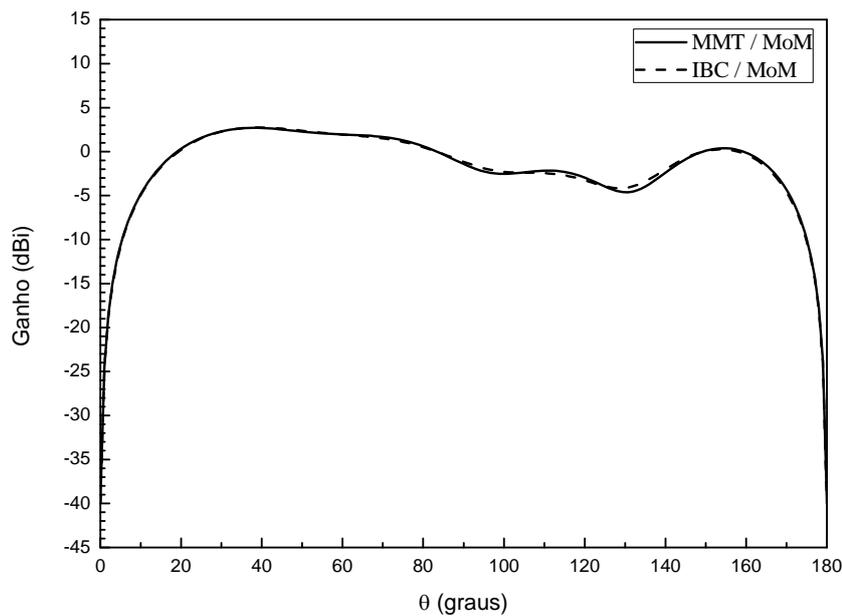


Figura 4.26 – Diagrama de radiação para a estrutura da Figura 4.23 em 1 GHz.

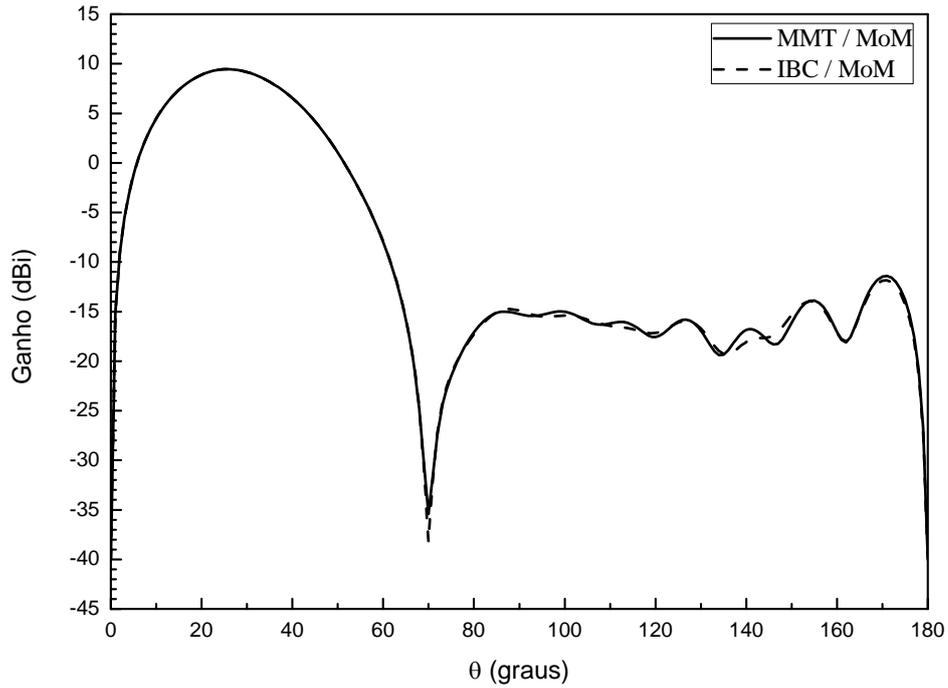


Figura 4.27 – Diagrama de radiação para a estrutura da Figura 4.23 em 3 GHz.

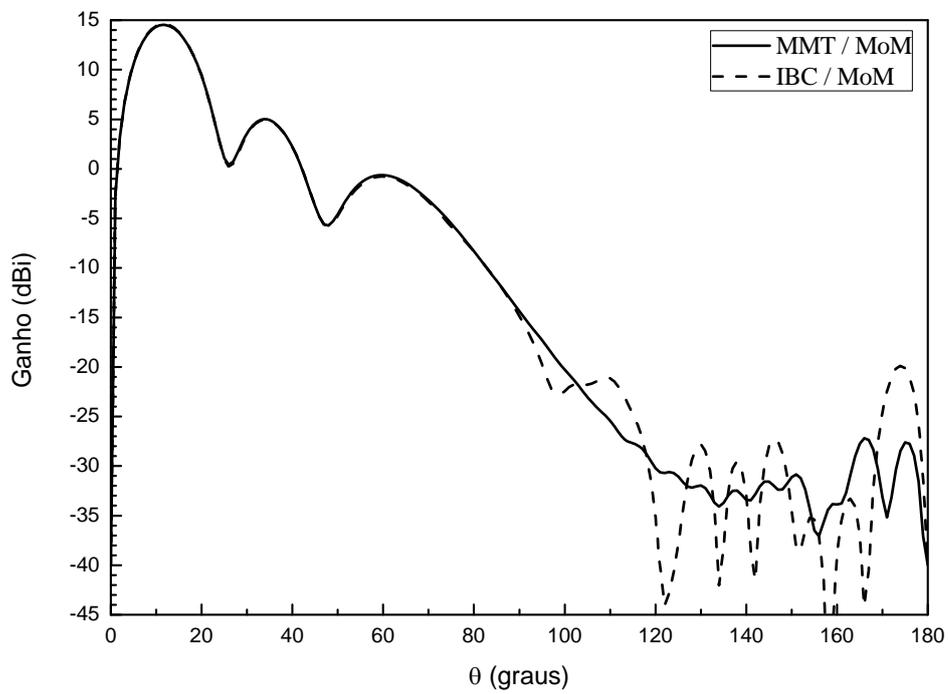


Figura 4.28 – Diagrama de radiação para a estrutura da Figura 4.23 em 6 GHz.

4.4.5. Corneta Coaxial com Rampa apenas no Condutor Elétrico Externo

Para as estruturas analisadas nas Seções de 4.4.2 a 4.4.4, à medida que o número de discontinuidades cresce para um valor muito grande, chega-se a configuração de uma corneta coaxial, discretizada em pequenos saltos, como por exemplo, a corneta coaxial ilustrada na Figura 4.29 e dimensões apresentadas na Figura 4.30.

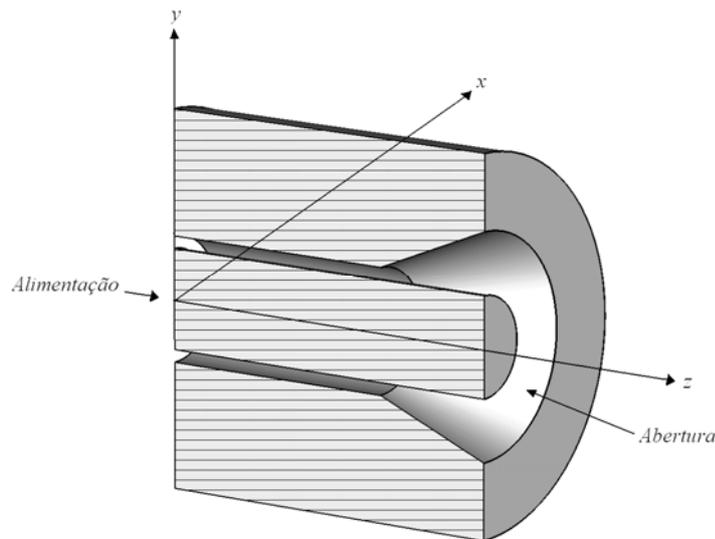


Figura 4.29 – Corneta coaxial com rampa no condutor elétrico externo, visão espacial.

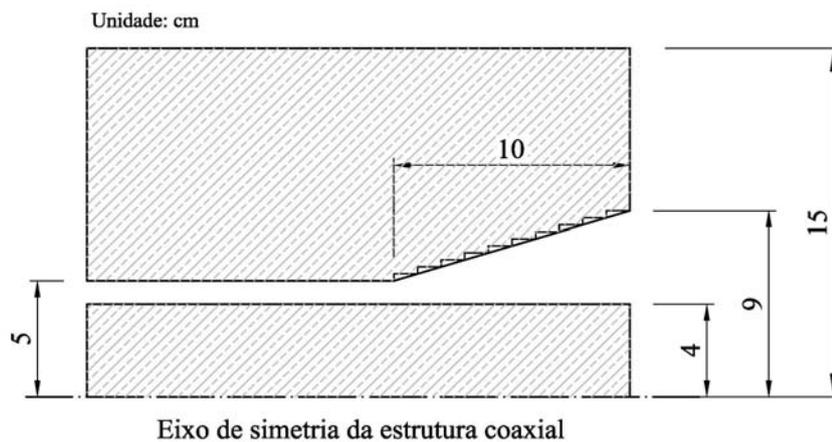


Figura 4.30 – Corneta coaxial com rampa no condutor elétrico externo, corte longitudinal.

Dado que a estrutura externa da corneta coaxial apresentada nesta seção é igual a das estruturas apresentadas anteriormente, nas análises que seguem

serão utilizados segmentos de comprimento $\lambda_M/10$ e $\lambda_M/50$ na discretização da superfície do BOR e da abertura, respectivamente. Entretanto, para a análise de convergência dos resultados numéricos é muito importante o dimensionamento correto do número de saltos utilizados na discretização desta corneta e, também, do número de modos superiores TM utilizados na aproximação dos campos no interior de cada seção de guia de onda coaxial pelo MMT. A referência [70] obteve resultados experimentais que mostram convergência satisfatória para a análise de cornetas cônicas, onde a diferença entre o diâmetro de dois saltos consecutivos é $1/30$ do diâmetro do guia de alimentação. Já a referência [73] obteve convergência, experimental, na análise de cornetas piramidais em função de λ , onde o comprimento de cada seção de guia de onda retangular obtido foi $\lambda/32$. De forma semelhante, foram considerados 10 modos TM em cada seção de guia de onda coaxial e a Figura 4.31 ilustra a convergência dos resultados numéricos obtidos via MMT/MoM para a perda de retorno em função do número de saltos na discretização da corneta, ao longo da banda de 1 a 6 GHz. Como observado, 50 saltos, com comprimento de $\lambda_M/25$, são suficientes para obter uma boa convergência, onde o erro máximo é de 1,7 dB para a frequência de 3,7 GHz, sendo que este erro ocorre entre -30 e -32 dB, aproximadamente.

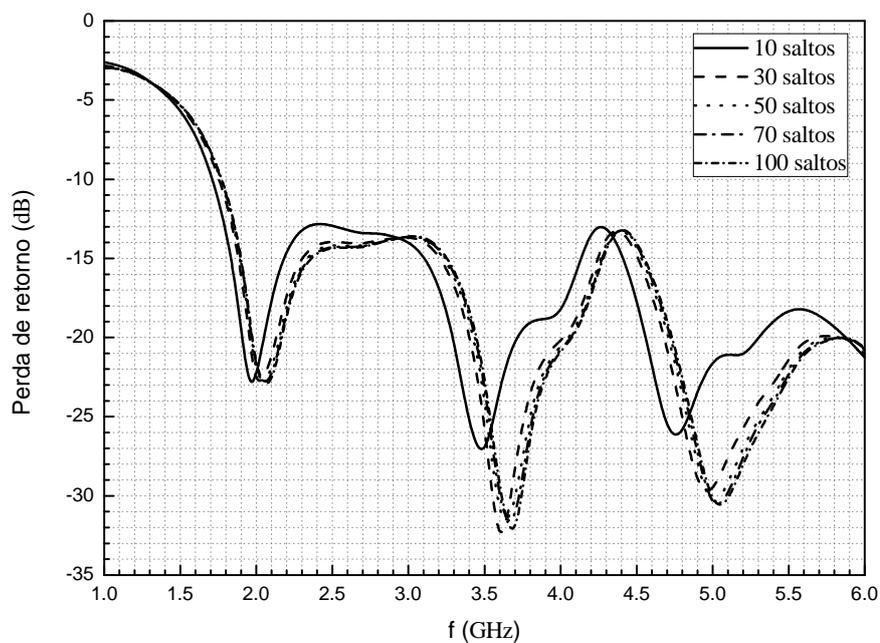


Figura 4.31 – Análise de convergência para a perda de retorno para a estrutura da Figura 4.29 em função do número de saltos da discretização da corneta coaxial.

Para a análise de convergência em função do número de modos TM considerados pelo Método de Casamento de Modos (MMT) em cada seção de guia de onda coaxial, foi considerada a estrutura com 50 saltos na discretização da corneta. A Figura 4.32 ilustra esta análise de convergência. Observa-se que, 3 modos TM em cada seção de guia de onda coaxial são suficientes para garantir uma boa convergência dos resultados, onde o erro máximo é de 0,56 dB para a frequência de 3,7 GHz, sendo que este erro ocorre entre -30 e -32 dB, aproximadamente.

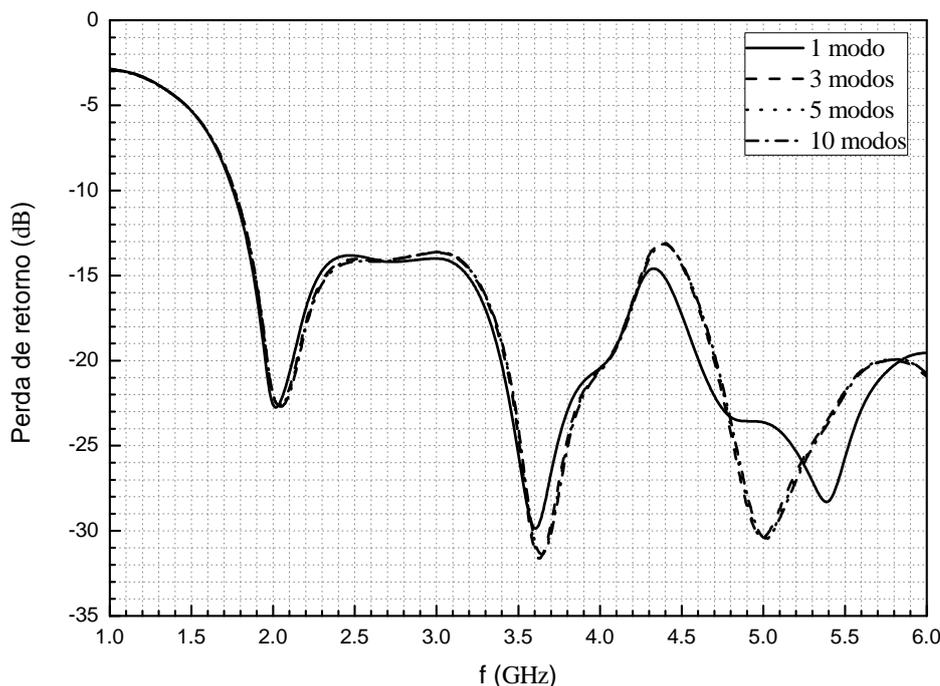


Figura 4.32 – Análise de convergência para a perda de retorno para a estrutura da Figura 4.29 em função do número de modos TM .

Para o IBC/MoM, a discretização da geratriz do BOR, o posicionamento da parede final de absorção e das fontes de corrente elétrica $\vec{J}_g(\vec{r})$ e magnética $\vec{M}_g(\vec{r})$ são iguais aos da Seção 4.4.2. A Figura 4.33 mostra a convergência entre o IBC/MoM e o MMT/MoM para os valores da perda de retorno ao longo da banda de frequência de 1 a 6 GHz, considerando a corneta coaxial com 50 saltos na discretização do cone, onde cada seção de guia possui comprimento de 2 mm, e 3 modos superiores TM em cada uma destas seções de guia de onda coaxial, para o MMT/MoM. Observa-se uma diferença máxima de 3,2 dB

para freqüências de 5,1 GHz, sendo que este erro ocorre entre -30 e -33 dB, aproximadamente.

Nota-se também que, além da convergência dos resultados apresentados pelos dois métodos numéricos, há uma redução para a perda de retorno ao longo de grande parte da banda de freqüência, quando comparada com as estruturas anteriores. Isto ocorre à medida que a transição entre o guia de onda coaxial de alimentação e a abertura se dá de uma forma mais suave, através do aumento do número de saltos na discretização da corneta coaxial.

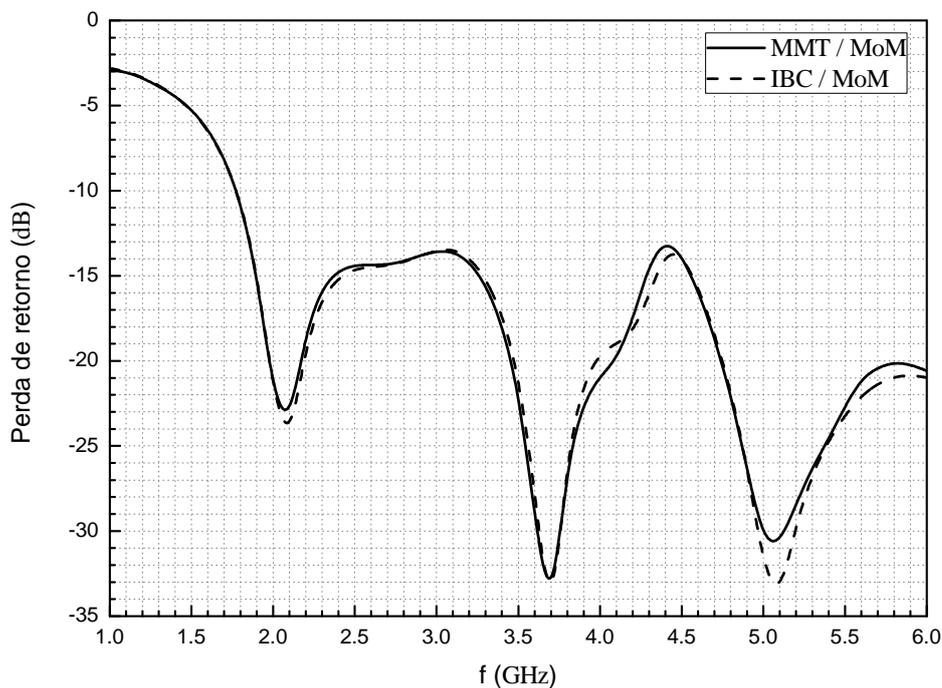


Figura 4.33 – Perda de retorno para a estrutura da Figura 4.29.

As Figuras 4.34 e 4.35 ilustram os diagramas de radiação para as freqüências de 1 e 3 GHz, respectivamente, onde observa-se a convergência dos resultados com uma diferença máxima de 0,9 dB em $\theta = 134^\circ$ para 1 GHz e 1,6 dB em $\theta = 142^\circ$ para 3 GHz. Para o diagrama de radiação na freqüência de 6 GHz ilustrado na Figura 4.36, observa-se discrepâncias maiores entre os dois métodos na representação dos lóbulos laterais, chegando a um valor máximo de 22,1 dB em $\theta = 148^\circ$. Os valores obtidos na comparação entre os dois métodos para a freqüência de 6 GHz apresentam discrepâncias maiores que nos casos anteriores, porém, estas diferenças ocorrem para valores abaixo de -36 dB.

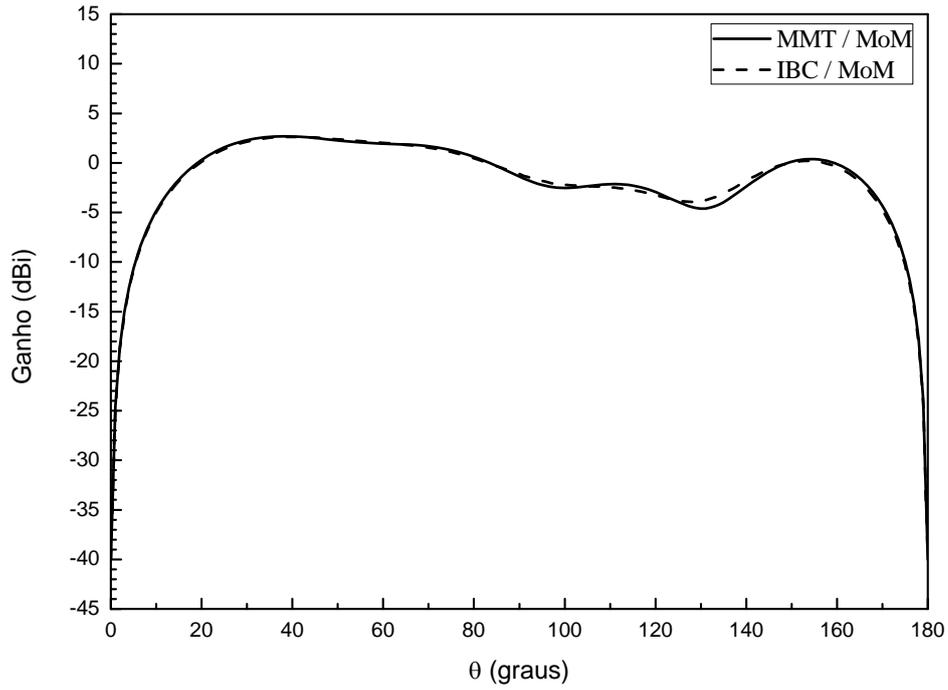


Figura 4.34 – Diagrama de radiação para a estrutura da Figura 4.29 em 1 GHz.

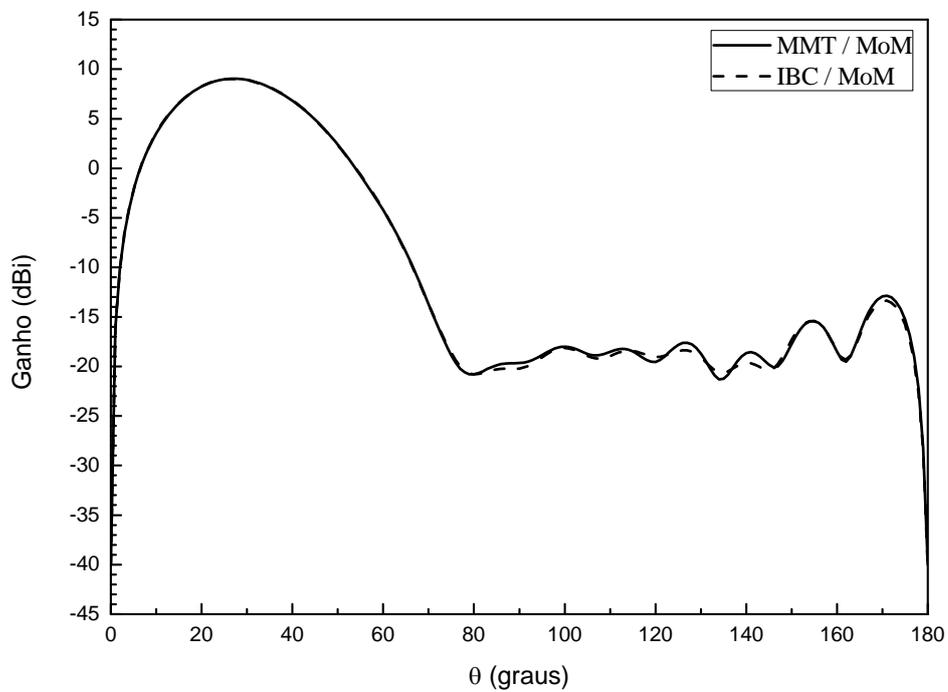


Figura 4.35 – Diagrama de radiação para a estrutura da Figura 4.29 em 3 GHz.

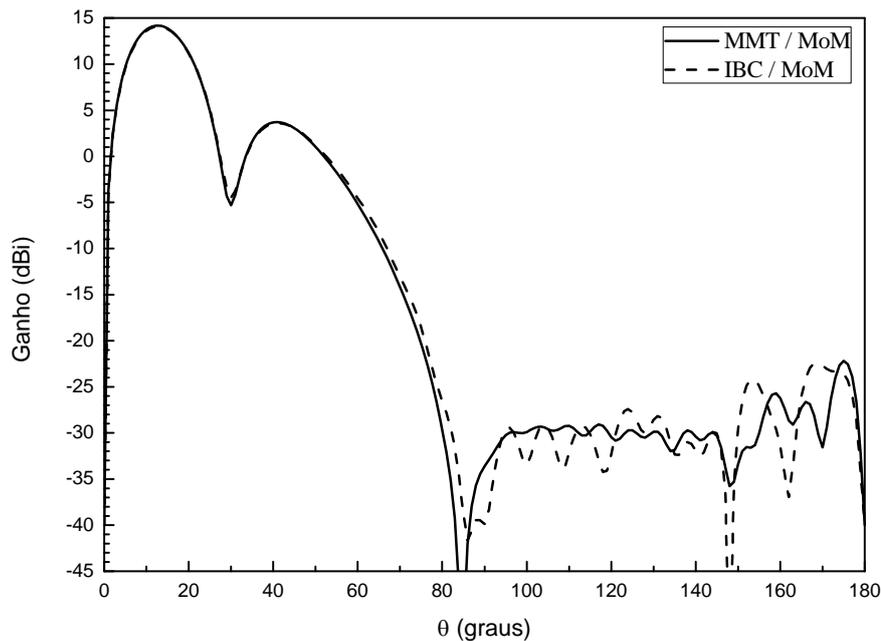


Figura 4.36 – Diagrama de radiação para a estrutura da Figura 4.29 em 6 GHz.

4.4.6. Corneta Coaxial Apresentada em [18]

No projeto de antenas duplo-refletoras para cobertura omnidirecional, o fator determinante na largura de faixa de operação é o comportamento da perda de retorno. Como discutido na Seção 1.2, a utilização das configurações OADE, OADC, OADG e OADH minimiza o campo espalhado pelo subrefletor que retorna para a abertura da corneta coaxial (ver Figuras 1.2.(a)-(d)), fazendo com que a perda de retorno da antena duplo-refletora passe a ser em grande parte proveniente deste alimentador [18]. Sendo assim, o modelamento desta corneta é fundamental para aumentar a largura de banda de operação da antena duplo-refletora.

A Figura 4.37 ilustra a visão tridimensional da corneta coaxial apresentada em [18] e utilizada como referência neste trabalho, e a Figura 4.38 mostra as dimensões desta corneta, projetada para operar na banda de 8,4 a 10 GHz com uma perda de retorno menor que -15 dB ao longo desta banda. Para a análise inicial, não será considerada a estrutura de acoplamento que faz a transição entre o conector padrão do tipo “N” e o guia de onda coaxial de alimentação desta corneta, mencionada no Capítulo 1 e ilustrada na Figura 1.4-(a), pois o

objetivo desta análise inicial é apresentar a convergência dos resultados obtidos a partir do IBC/MoM e do MMT/MoM, sendo que o IBC/MoM não prevê a utilização deste tipo de estrutura de acoplamento no guia de alimentação da corneta coaxial.

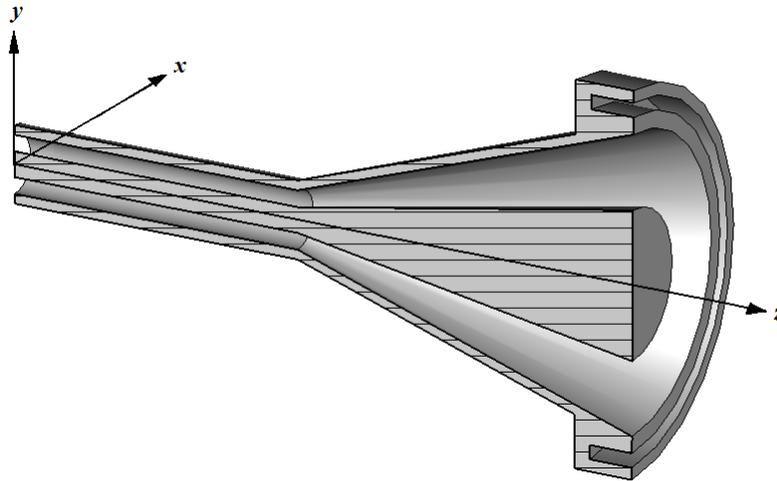


Figura 4.37 – Corneta coaxial apresentada em [18].

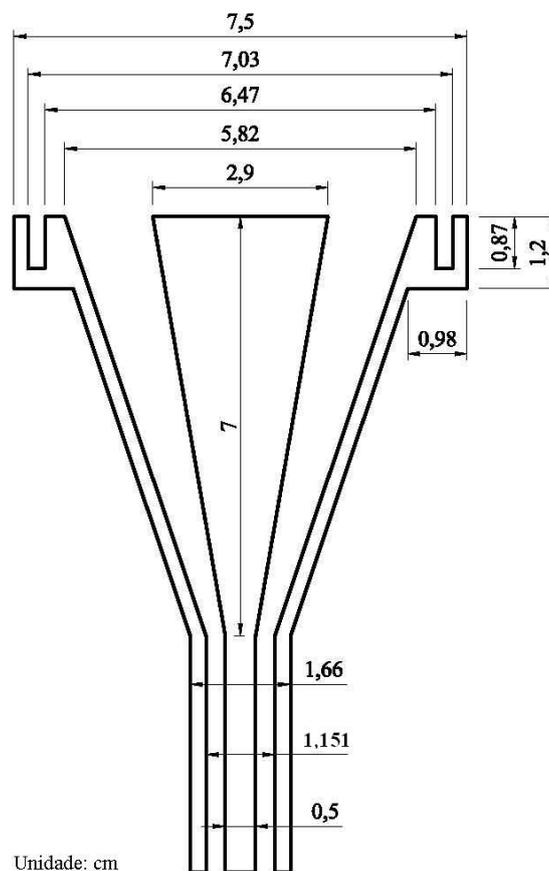


Figura 4.38 – Dimensões da corneta coaxial apresentada em [18].

Assim como feito nas Seções 4.4.1 a 4.4.5 e em [70, 73], são necessárias análises preliminares para a avaliação da convergência dos resultados para a perda de retorno obtidos através do MMT/MoM.

Primeiramente, será superestimado o número de saltos utilizados na discretização da corneta (150 saltos) e o número de modos TM (20 modos). De acordo com a equação (4.33), para uma correta representação destes modos TM na abertura da corneta coaxial serão utilizados 100 segmentos de comprimento $\lambda_M/100$ na discretização da abertura. Para esta primeira análise será considerado apenas a convergência dos resultados em função do número de segmentos utilizados na discretização do restante da geratriz da corneta coaxial. A Figura 4.39 mostra esta convergência ao longo da banda de frequência de 8,4 a 10 GHz. Observa-se que, segmentos com comprimento de $\lambda_M/30$ utilizados na discretização da curva geratriz da corneta coaxial, exceto para a abertura, são suficientes para garantir a convergência, apresentando um erro máximo de 0,1 dB em 8,4 GHz. Para esta corneta há a necessidade de uma maior discretização da geratriz devido à presença da corrugação na parte externa a abertura, quando comparada com a da Seção 4.4.5.

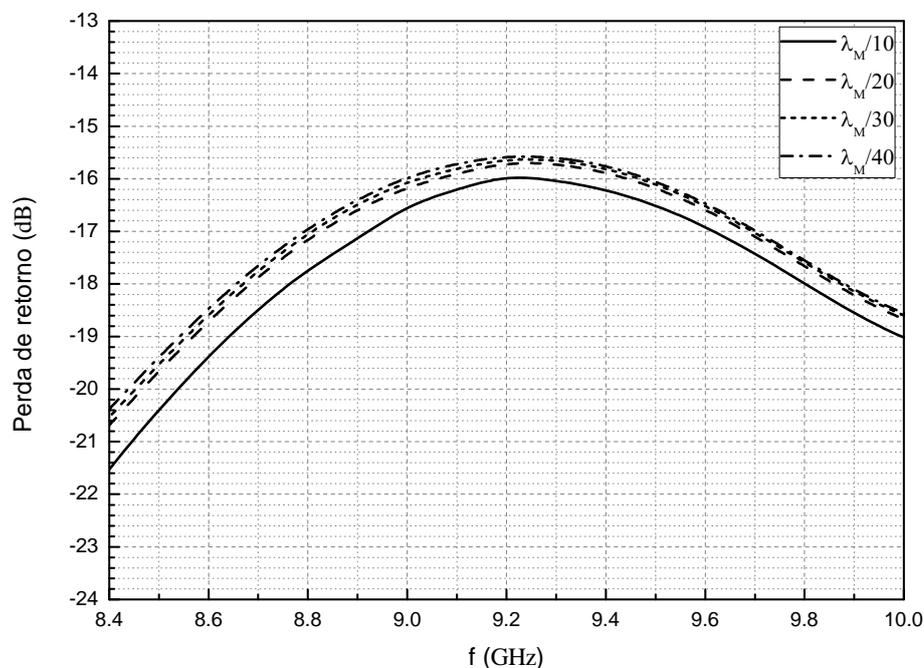


Figura 4.39 – Análise de convergência para a perda de retorno em função do número de segmentos utilizados na discretização da curva geratriz da corneta coaxial ilustrada na Figura 4.38.

Para a análise de convergência em função do número de saltos utilizados na discretização da corneta coaxial foram considerados segmentos com comprimento de $\lambda_M/30$ para a discretização da curva geratriz, resultante da análise anterior, mantendo os 20 modos TM e 100 segmentos na discretização da abertura. A Figura 4.40 mostra esta convergência. Como observado, 100 saltos são suficientes para obter uma boa convergência, onde o erro máximo é de 0,2 dB para a frequência de 8,4 GHz.

Dimensionado o tamanho dos segmentos da curva geratriz ($\lambda_M/30$), o número de saltos na discretização da corneta (100 saltos) e mantendo os 100 segmentos utilizados na discretização da abertura, a próxima análise pretende avaliar a convergência dos resultados em função do número de modos superiores TM , considerados pelo MMT em cada seção de guia de onda coaxial. A Figura 4.41 ilustra esta análise de convergência. Como observado, 15 modos superiores TM em cada seção de guia de onda coaxial são suficientes para garantir uma boa convergência dos resultados, onde o erro máximo é de 0,02 dB para as altas frequências. Comparado com a corneta da Seção 4.4.5, este aumento no número de modos TM é devido à limitação teórica do MMT discutida no Apêndice B, onde há a necessidade de um deslocamento G no condutor elétrico central quando a descontinuidade ocorre nos dois condutores simultaneamente, sendo $G = 10^{-3} mm$. Devido a esta pequena seção de guia de onda coaxial inserida pelo deslocamento $G = 10^{-3} mm$, necessita-se mais modos na aproximação dos campos no seu interior [83].

A análise de convergência dos resultados em função do número de segmentos utilizados na discretização da abertura, não será necessária, pois, de acordo com a equação (4.33) e os testes realizados na Seção 5.1, 60 segmentos são suficientes para obter esta convergência.

De forma a garantir a precisão dos resultados, para o IBC/MoM serão utilizados segmentos de comprimento $\lambda_M/30$ na discretização da geratriz do BOR, a parede final de absorção é posicionada em $z_p = -5\lambda_M$ (considerando a abertura posicionada em $z=0$) e as fontes de corrente elétrica $\vec{J}_g(\vec{r})$ e magnética $\vec{M}_g(\vec{r})$ são colocadas em $z_g = -3,5\lambda_M$ (ver Figura C.1).

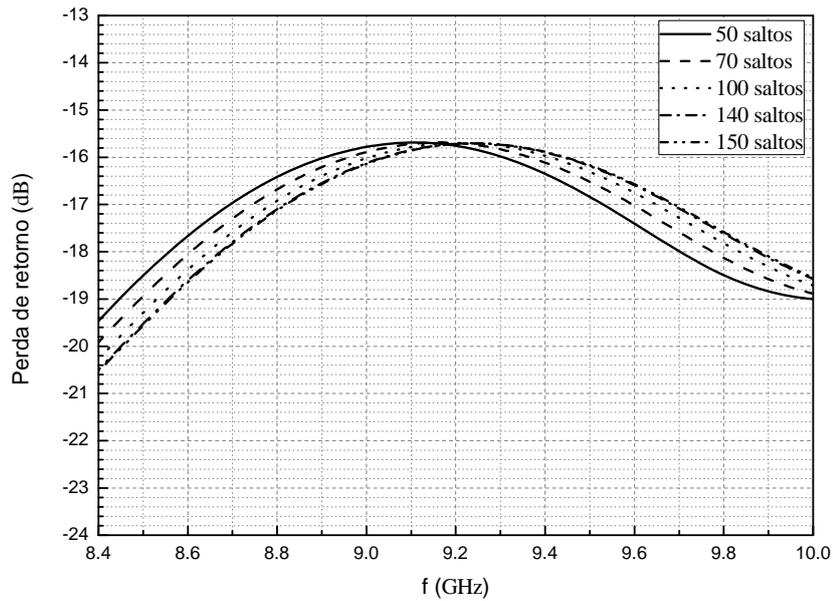


Figura 4.40 – Análise de convergência para a perda de retorno em função do número de saltos utilizados na discretização da corneta coaxial ilustrada na Figura 4.38.

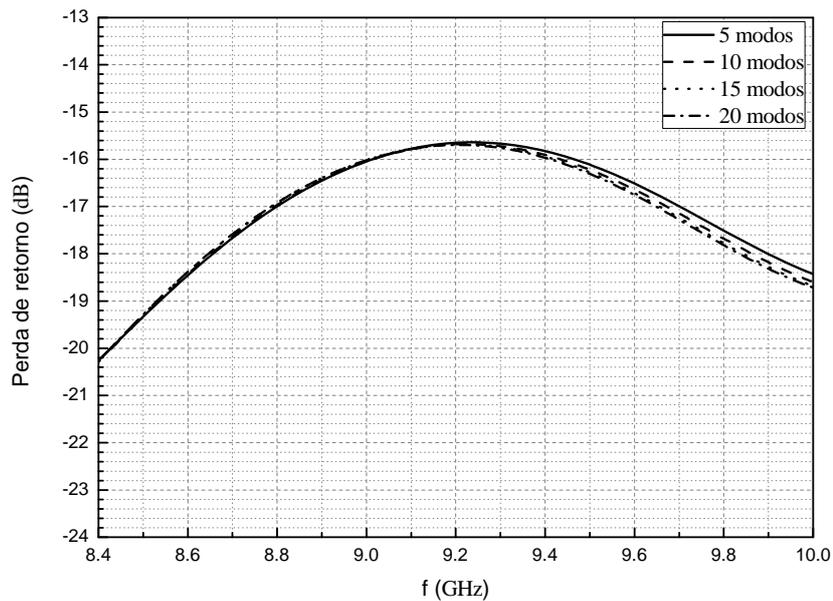


Figura 4.41 – Análise de convergência para a perda de retorno em função do número de modos TM utilizados em cada seção de guia de onda coaxial da corneta coaxial ilustrada na Figura 4.38.

Para avaliar a convergência entre o MMT/MoM e o IBC/MoM serão utilizados segmentos de comprimento $\lambda_M/30$ na discretização da geratriz do BOR, 60 segmentos na discretização da abertura, 100 saltos na discretização da

corneta coaxial e 15 modos TM , que garantiram boa convergência nas análises feitas anteriormente. A Figura 4.42 ilustra os resultados para a perda de retorno obtidos através do MMT/MoM e do IBC/MoM, apresentados em [18]. Observa-se a convergência dos resultados, com uma pequena diferença de 0,4 dB para as altas frequências.

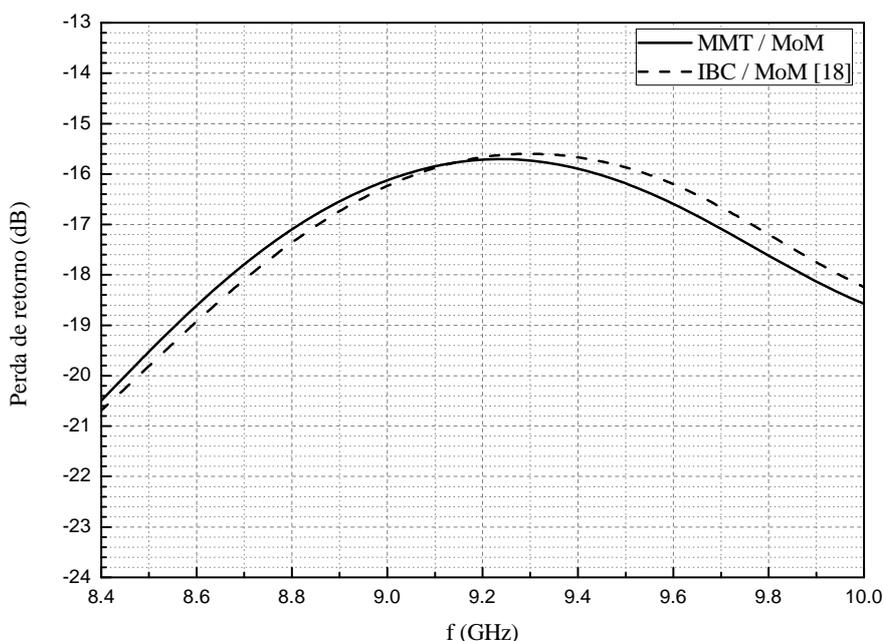


Figura 4.42 – Perda de retorno para a corneta coaxial ilustrada na Figura 4.38, obtida a partir do MMT/MoM e do IBC/MoM.

Como mencionado no Capítulo 1, para o projeto desta corneta coaxial foi utilizado um conector padrão do tipo “N”, e a transição entre este conector e o guia de onda coaxial de alimentação da corneta foi feita através de uma estrutura de acoplamento com carregamento dielétrico. A Figura 4.43 ilustra as dimensões desta estrutura de acoplamento. Para a correta caracterização desta corneta coaxial ao longo da sua banda de operação é importante considerar os efeitos causados por todas as partes que compõem esta cadeia de alimentação, inclusive a estrutura de acoplamento. As análises seguintes são feitas considerando este dispositivo e os resultados obtidos via MMT/MoM são comparados com os medidos obtidos a partir de um protótipo. A Figura 4.44 ilustra a perda de retorno para esta corneta coaxial. Observa-se uma melhor concordância entre os resultados medidos e os obtidos a partir do MMT/MoM, quando comparados com os obtidos a partir do IBC/MoM, que não contabiliza a

presença da estrutura de acoplamento. A pequena diferença entre os resultados medidos e os obtidos a partir do MMT/MoM é devido à imprecisão de construção e montagem desta corneta coaxial TEM e é mais evidente no extremo inferior da banda de frequência onde as perdas são menores.

As Figuras 4.45 a 4.47 mostram os diagramas de radiação nas frequências de 8,7, 9,4 e 10 GHz, respectivamente, obtidos através do MMT/MoM e de medidas realizadas com o protótipo, disponíveis em [18]. Observa-se boa concordância entre os resultados com pequenas diferenças na representação dos lóbulos laterais.

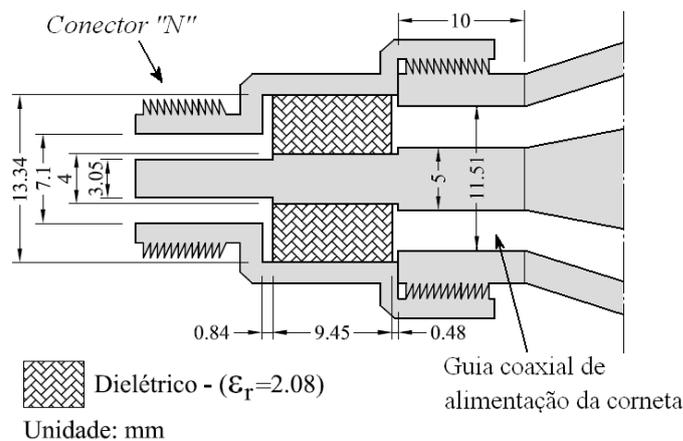


Figura 4.43 – Estrutura de acoplamento da corneta coaxial.

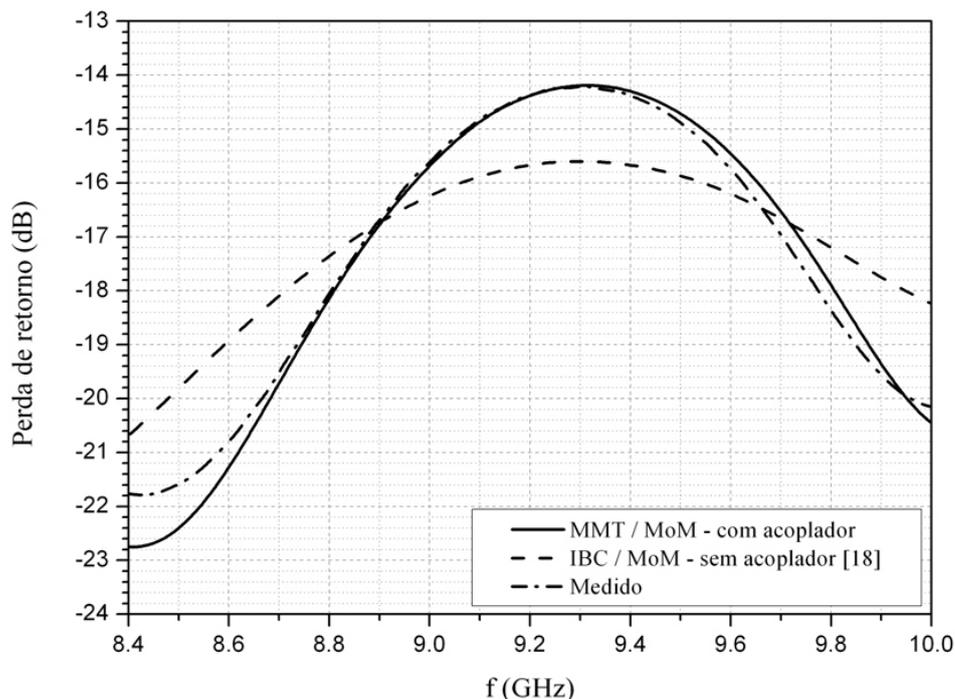


Figura 4.44 – Perda de retorno para a corneta coaxial com a presença da estrutura de acoplamento.

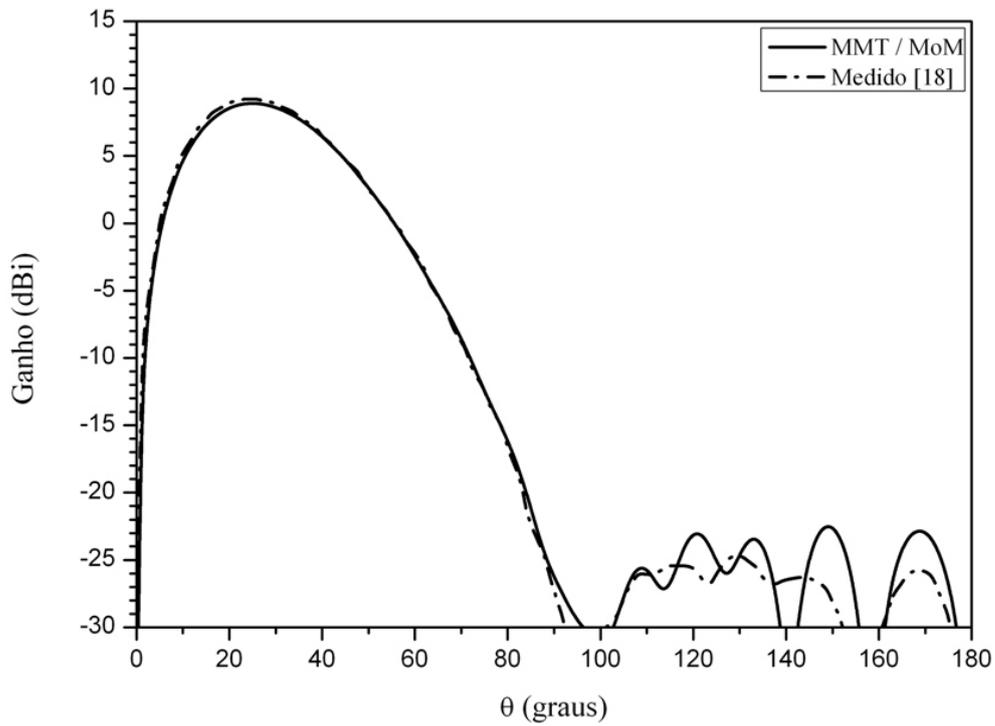


Figura 4.45 – Diagrama de radiação da corneta coaxial com a presença da estrutura de acoplamento em 8,7 GHz.

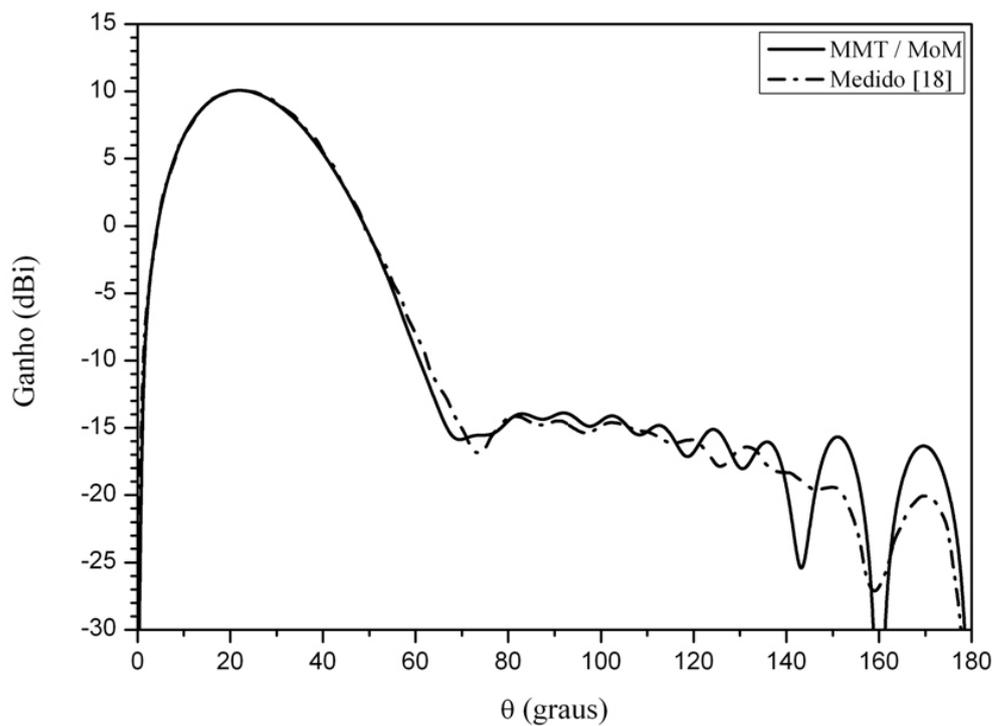


Figura 4.46 – Diagrama de radiação da corneta coaxial com a presença da estrutura de acoplamento em 9,4 GHz.

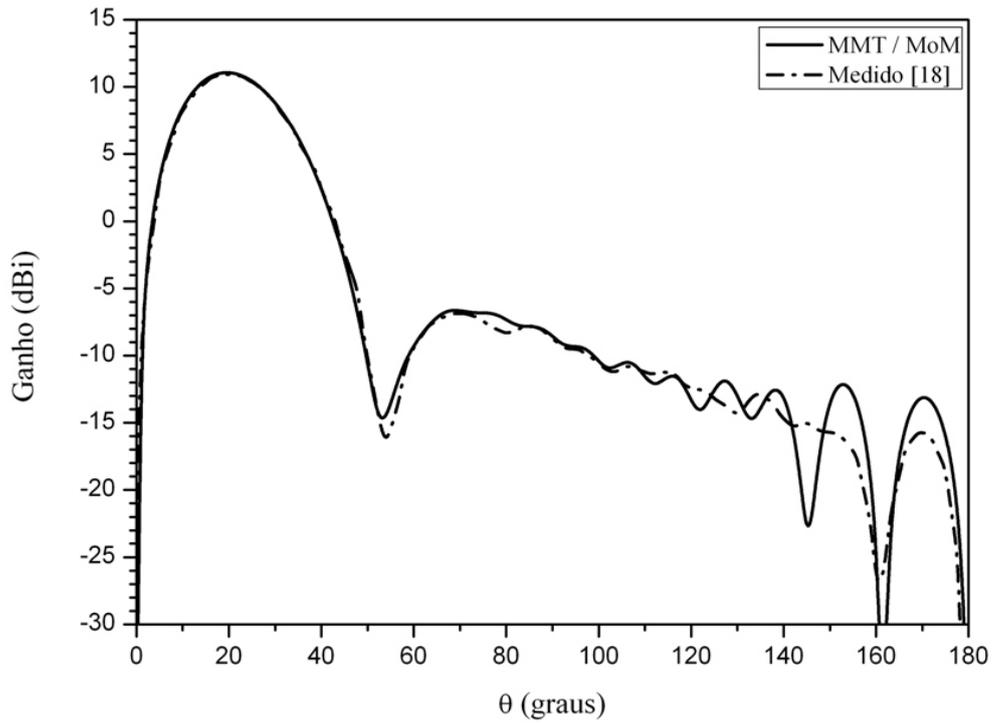


Figura 4.47 – Diagrama de radiação da corneta coaxial com a presença da estrutura de acoplamento em 10 GHz.