UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA

DEPARTAMENTO DE MICROONDAS E ÓPTICA

EMPREGO DO MÉTODO DFDF NA CARACTERIZAÇÃO DE GUIAS DE ONDAS DIELÉTRICOS ASSIMÉTRICOS

Este exemplar corresponde à redação final da tese defendida por Helder Fleury Pinheiro e aprovada pela Comissão Julgadora em 17/10/1994

Orientador

Autor: Helder Fleury Pinheiro

Orientador: Attílio José Giarola

Tese apresentada à Faculdade de Engenharia Elétrica da Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica.

Outubro de 1994

UNICAMP
BIBLIOTECA

Agradecimentos

- Ao Professor Attílio José Giarola, pela orientação.

- Aos professores, funcionários e aos colegas da Pós-graduação da FEE (UNICAMP), pelo bom convívio.

- À CAPES, pelo suporte financeiro.

- Ao Paulo Túlio, pelos desenhos e ao Márcio pela digitação.

CONTEÚDO

SUMÁRIO VI

SUMMARY VII

CAPÍTULO 1. INTRODUÇÃO 1

1.1. INTRODUÇÃO. 1

CAPÍTULO 2. DESCRIÇÃO DO MÉTODO DAS DIFERENÇAS FINITAS, NO DOMÍNIO DA FREQUÊNCIA (DFDF), NA ANÁLISE DE GUIAS DE ONDA DIELÉTRICOS. 10

2.1. INTRODUÇÃO. 10

2.2. EQUAÇÃO DE ONDA ESCALAR. 13

2.3. APROXIMAÇÃO NUMÉRICA POR DIFERENÇAS FINITAS. 16

2.4. CONDIÇÕES DE CONTORNO PARA A CÉLULA DE CINCO PONTOS. 22

2.5. LIMITAÇÃO DA REGIÃO DE DISCRETIZAÇÃO. 28

CAPÍTULO 3. VERIFICAÇÃO DO MÉTODO. 37

3.1. INTRODUÇÃO. 37

3.2. ESCOLHA DA MALHA. 38
3.3. RESULTADOS DA VERIFICAÇÃO DO MÉTODO. 39

CAPÍTULO 4. EFEITO DA VARIAÇÃO DAS DIMENSÕES TRANSVERSAIS E DA PERMISSIVIDADE RELATIVA NO ACOPLAMENTO ENTRE GUIAS DIELÉTRICOS ISOTRÓPICOS RETANGULARES EMBEBIDOS. 45
4.1. INTRODUÇÃO. 45
4.2. DESCRIÇÃO DA ESTRUTURA. 46
4.3. RESULTADOS. 47
4.4. CONCLUSÕES. 57

CAPÍTULO 5. EFEITO DA VARIAÇÃO DAS DIMENSÕES TRANSVERSAIS NO ACOPLAMENTO ENTRE GUIAS DIELÉTRICOS ANISOTRÓPICOS RETANGULARES EMBEBIDOS. 58
5.1. INTRODUÇÃO. 58
5.2. DESCRIÇÃO DA ESTRUTURA. 59
5.3. RESULTADOS. 60
5.4. CONCLUSÕES. 73

CAPÍTULO 6. EFEITO DA VARIAÇÃO DAS DIMENSÕES TRANSVERSAIS NO ACOPLAMENTO ENTRE GUIAS ANISOTRÓPICOS RETANGULARES

DIFUNDIDOS. 74

6.1. INTRODUÇÃO 74

6.2. DESCRIÇÃO DA ESTRUTURA. 75

6.3. RESULTADOS. 76

6.4. CONCLUSÕES. 85

CAPÍTULO 7. EFEITO NO ACOPLAMENTO ENTRE GUIAS ANISOTRÓPICOS RETANGULARES EMBEBIDOS DEVIDO AO DESLOCAMENTO E ESTREITAMENTO DE UM DOS GUIAS. 88

7.1. INTRODUÇÃO. 88

7.2. DESCRIÇÃO DA ESTRUTURA. 89

7.3. RESULTADOS. 92

7.4. CONCLUSÕES. 100

CAPÍTULO 8. INFLUÊNCIA DA VARIAÇÃO DO TENSOR PERMISSIVIDADE RELATIVA NO ACOPLAMENTO DE GUIAS DIELÉTRICOS ANISOTRÓPICOS RETANGULARES EMBEBIDOS. 102

8.1. INTRODUÇÃO. 102

8.2. DESCRIÇÃO DA ESTRUTURA. 103

8.3. RESULTADOS. 105

8.6. CONCLUSÕES. 114

CAPÍTULO 9. CONCLUSÕES 120

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS. 122

SUMÁRIO

Emprega-se a formulação das diferenças finitas no domínio da freqüência (DFDF) com o objetivo de examinar o efeito da assimetria geométrica sobre as características de dispersão de estruturas formadas por dois guias dielétricos acoplados.

O método DFDF é aplicado na equação de onda escalar escrita em termos das componentes transversais do campo magnético. Como resultado tem-se um problema convencional de autovalores e autovetores e a exclusão dos modos espúrios devido à inclusão implícita do divergente do campo magnético igual a zero.

Foram examinadas as curvas de dispersão de várias estruturas de guias dielétricos acoplados assimétricos incluindo guias embebidos em dielétricos ou guias difundidos em substratos dielétricos. A anisotropia uniaxial dos dielétricos foi também considerada, inclusive o caso particular em que os eixos ópticos dos guias estão orientados em direções ortogonais. Inúmeras curvas são apresentadas, que podem ser de grande valor para projetos e para utilização desses guias.

SUMMARY

The finite difference in the frequency domain (FDFD) formulation is used to examine the effect of an asymmetric geometry on the dispersion characteristics of coupled dielectric waveguide structures.

The FDFD method is applied to the scalar wave equation in terms of the transverse components of the magnetic field. As a result, an eigenvalue problem is obtained, without the presence of the spurious modes, due to the implicit inclusion of the divergence of the magnetic field equal to zero.

Dispersion curves of various asymmetric coupled dielectric waveguide structures were examined including embedded dielectric waveguides and diffused dielectric waveguides. The dielectric uniaxial anisotropy was also considered, including the particular case in which the optical axes of each of the two coupled dielectric waveguides are perpendicular to each other. Several curves are presented and they may be of great value in the design and use of these waveguides.

CAPÍTULO 1.

INTRODUÇÃO

1.1. INTRODUÇÃO.

As aproximações numéricas, aliadas ao enorme avanço tecnológico dos computadores digitais, ocorrido a partir da década de 1950, têm favorecido a utilização da análise numérica como uma poderosa ferramenta matemática na caracterização de diversas estruturas que vem sendo empregadas na construção de dispositivos operando na faixa de freqüências de ondas milimétricas e ópticas. Entre os citados dispositivos, encontram-se os deslocadores de fase, filtros, acopladores direcionais, amostradores, divisores de potência, combinadores, amplificadores com realimentação distribuída e multiplexadores.

Atualmente, é possível obter, com boa precisão, características de dispersão e distribuição de campos para as estruturas citadas acima. Este fato vem possibilitando a

fabricação, correções, ajustes e otimização do desempenho dos dispositivos aplicados principalmente em circuitos integrados.

Entre os métodos numéricos de análise existentes podemos citar o método dos elementos finitos, método das diferenças finitas, método da equação integral e o método do ponto de casamento.

Embora os métodos das diferenças finitas seja um dos mais antigos e provavelmente a técnica mais utilizada para resolução de problemas de condições de contorno, só recentemente, com a eliminação dos modos espúrios, cresceu o interesse pela sua aplicação na análise de guias de ondas dielétricos voltados para circuitos integrados.

Em linhas gerais, no método das diferenças finitas no domínio da freqüência (DFDF), a equação de onda,

$$- [\varepsilon]^{-1} \nabla^2 \vec{H} + \nabla[\varepsilon]^{-1} \times (\nabla \times \vec{H}) = \omega^2 \mu \vec{H}, \qquad (1.1)$$

derivada diretamente das equações de Maxwell, é escrita em termos das componentes transversais, Hx e Hy, do campo magnético $\vec{H}$. A eliminação dos modos espúrios é obtida por meio da inclusão da condição $\nabla . \vec{H} = 0$.

Seja um guia dielétrico de forma arbitrária, com secção transversal não homogênea, uniforme na direção de

propagação e com campos propagando-se ao longo da direção z, com dependência no tempo t e em z da forma $\exp(j\omega t)$ $\exp(-\gamma_z z)$, onde ω é a freqüência e γ_z é a constante de propagação. Moldando a equação (1.1) para a estrutura descrita e aplicando o método DFDF, obtém-se um sistema linear de equações da forma [1]:

$$[(A) - \lambda(\upsilon)](X) = 0, \qquad (1.2)$$

onde:

$\lambda = -\gamma_z^2$

(υ) é a matriz unitária

(X) é um vetor coluna que contém os autovetores

(A) é uma matriz quadrada que contém coeficientes que são funções da geometria e parâmetros eletromagnéticos da estrutura em análise.

Nota-se que, depois da aplicação do método DFDF, a resolução do problema fica reduzida na obtenção dos autovalores e os autovetores que representam as constantes de propagação e as distribuições de campos, respectivamente.

Apenas para uma breve introdução do método DFDF, vale ressaltar os seguintes pontos:

a) são eliminados os modos espúrios através da relação $\nabla.\vec{H} = 0$;

b) utiliza-se uma malha de discretização graduada; isso permite discretizar mais as regiões de maior densidade de potência em detrimento das regiões de baixa densidade de potência, sem aumento do número de pontos;

c) para limitar o domínio computacional, a secção transversal do guia é limitada por paredes elétricas e/ou magnéticas perfeitas;

d) o índice de refração n(x,y) pode ser definido como variando continuamente ao longo da secção transversal;

e) a análise de estruturas acopladas simétricas pode ser feita mediante uma conveniente localização das paredes elétricas ou magnéticas;

f) a alta confiabilidade do método pode ser constatada pela ótima concordância dos resultados obtidos com aqueles que advém da aplicação de métodos bem conhecidos como o dos elementos finitos e o da equação integral.

Bierwirth **et al.** [2], usando o método DFDF, obtiveram as características de dispersão para uma série de estruturas apropriadas para óptica integrada, tais como: guias de onda dielétricos retangulares e isotrópicos, "ridge guide", "insulated image guide", "inverted strip guide" e "strip-slab guide". Posteriormente analisaram o acoplamento direcional entre dois guias de onda considerando o substrato formado por

dielétrico isotrópico e o perfil de índice de refração descrito por [3]:

$$n(x,y) = n_s(x,y) + \Delta n . f(x) . g(y)$$

onde f(x) e g(y) podem ser funções, como por exemplo, do tipo gaussiana, exponencial ou função de erro complementar.

Mais recentemente, Souza Sobrinho estendeu o método DFDF para guias dielétricos anisotrópicos [1]. Desta forma, abriu-se uma vasta fronteira para o estudo de inúmeras estruturas. Entre elas destacamos:

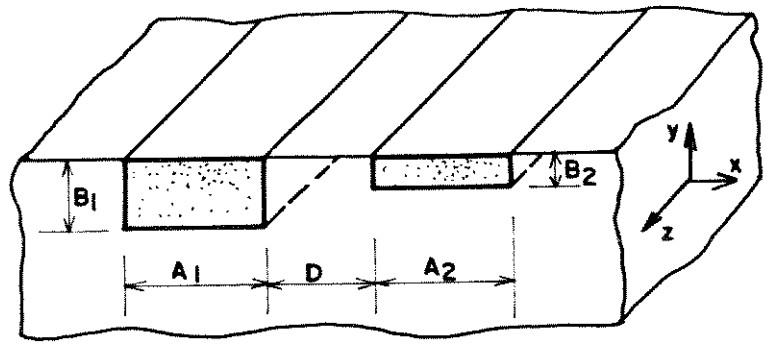
a) guia de onda dielétrico anisotrópico com perfil de índice de refração gaussiano-gaussiano;

b) acoplamento direcional entre guias de onda canais dielétricos anisotrópicos integrados;

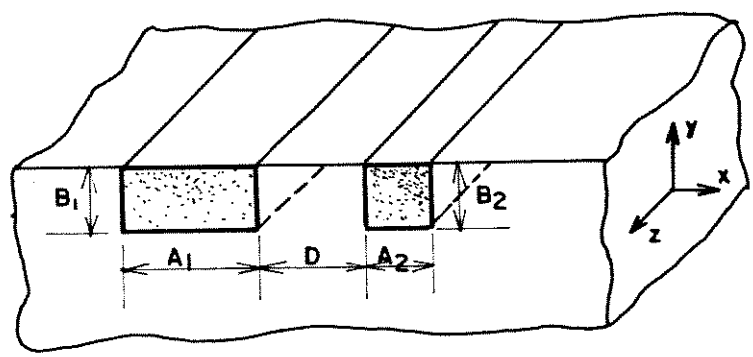
c) fibra óptica com dielétrico anisotrópico uniaxial e perfil de índice de refração variável.

O presente trabalho tem como principal objetivo analisar o acoplamento direcional entre guias de onda dielétricos nas configurações mostradas na Fig 1.1.

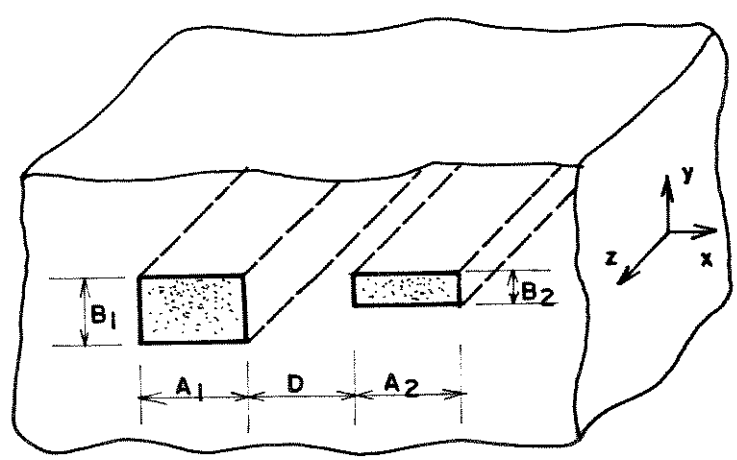
As geometrias consideradas são atrativas, não somente pela simplicidade, precisão de construção e estabilidade mecânica, mas também, pela operação em modo único. Isto é obtido fazendo o índice de refração do guia bem próximo ao do substrato e considerando as dimensões do guia pequenas comparadas com o comprimento de onda no espaço livre [4].



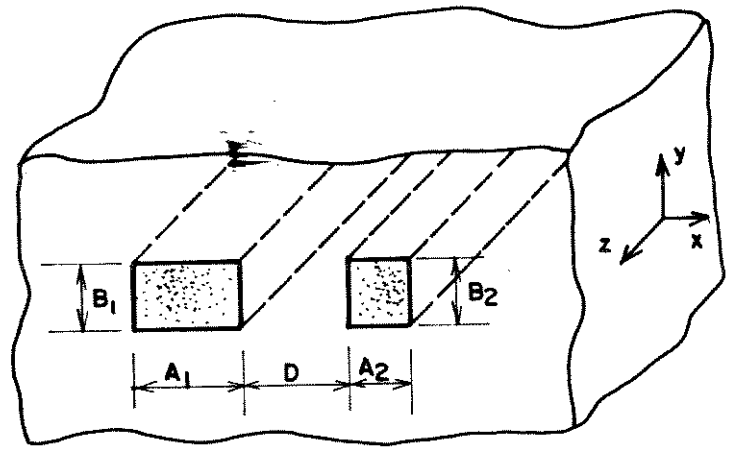
(a) $A_1 = A_2$ e $B_1 > B_2$



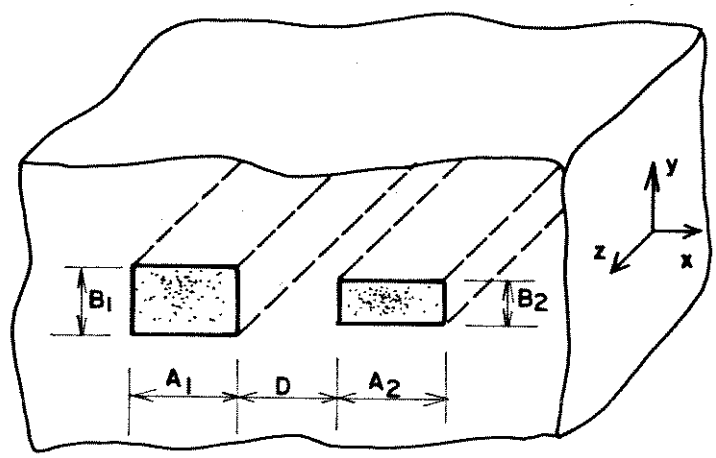
(b) $A1 > A2$ e $B1 = B2$



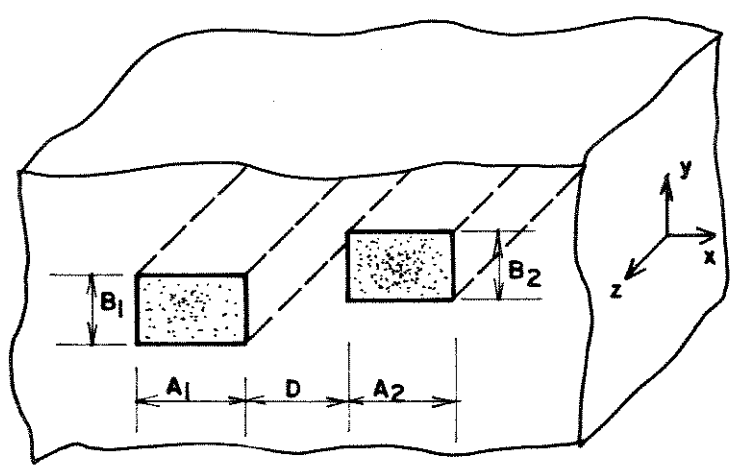
(c) $A1 = A2$ e $B1 > B2$



(d) $B_1 = B_2$ e $A_1 > A_2$



(e) $A_1 = A_2$ e $B_1 > B_2$



(f) $A_1 = A_2$ e $B_1 = B_2$

Figura 1.1. Situações de acoplamento simuladas neste trabalho. Em (a) e (b) tem-se guias canais dielétricos integrados. Em (c), (d), (e) e (f) tem-se guias de onda dielétricos embebidos.

Os guias canais (ver Figura 1.1 a-b) são obtidos através da implantação iônica, permutação iônica ou por meio de técnicas de difusão [3].

Seguem-se as situações que serão consideradas na análise do acoplamento direcional entre dois guias de ondas retangulares:

a) guias isotrópicos com diferentes profundidades (B1 ≠ B2) ou larguras (A1 ≠ A2);
b) guias isotrópicos com diferentes índices de refração;
c) guias de onda anisotrópicos com diferentes profundidades (B1 ≠ B2);
d) guias de onda anisotrópicos com um deles estreitado, conforme Figura 1.1e;
e) guias de onda anisotrópicos iguais, com um deles deslocado ao longo da direção y (ver Figura 1.1f);
f) guias de onda anisotrópicos, com eixos ópticos cruzados;
g) guias dielétricos anisotrópicos diferenciados pela magnitude de um dos elementos do tensor permissividade [ϵ].

Para as situações descritas serão traçadas as características de dispersão. Procura-se, através destas informações, mostrar, principalmente, o efeito da assimetria, anisotropia e variação do eixo óptico no acoplamento

direcional entre dois guias.

CAPÍTULO 2.

DESCRIÇÃO DO MÉTODO DAS DIFERENÇAS FINITAS, NO DOMÍNIO DA FREQUÊNCIA (DFDF), NA ANÁLISE DE GUIAS DE ONDA DIELÉTRICOS.

2.1. INTRODUÇÃO.

Inicialmente, descreve-se o problema de um guia cilíndrico dielétrico anisotrópico. Em seguida, das equações de Maxwell, chegam-se às equações de onda acopladas, em termos das componentes transversais Hx e Hy do campo $\vec{H}$. Desta forma, através da inclusão da relação $\nabla.\vec{H} = 0$, excluem-se os modos espúrios, que aparecem em outras formulações, mas que não possuem significado físico.

O método é, então, desenvolvido como segue:

a) cobre-se a secção transversal do guia de onda por uma malha graduada de pontos (Fig. 2.1a), com célula básica formada por cinco pontos (ver Fig. 2.1b);

b) expandem-se as componentes Hx e Hy do campo $\vec{H}$

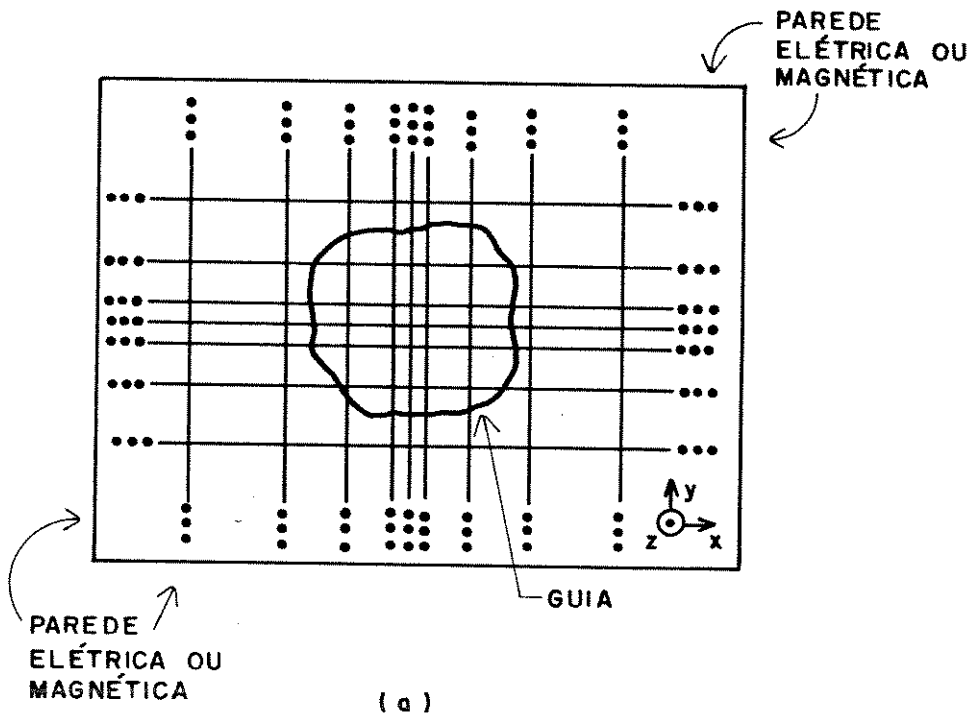
em série de Taylor e desprezam-se os termos de ordem superior;

c) consideram-se as condições de contorno para as interfaces entre as regiões 1, 2, 3 e 4, mostradas na Fig. 2.1b, que formam cada uma das células de cinco pontos da malha graduada de pontos da Fig. 2.1a;

d) limita-se a região de discretização por meio de paredes elétricas e ou magnéticas, em posições cuidadosamente selecionadas;

e) através de uma extensa manipulação algébrica obtém-se um sistema linear de equações homogêneas e desacopladas.

Como resultado do procedimento descrito, tem-se o problema inicial reduzido à obtenção de autovetores e autovalores que representam, respectivamente, as componentes Hx e Hy do campo magnético em cada ponto da malha graduada e a constante de propagação do guia de onda que se deseja analisar.



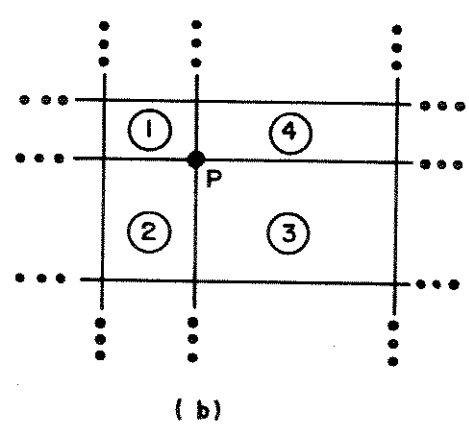


Figura 2.1. (a) Malha de discretização graduada sobre a secção transversal de um guia de onda dielétrico. (b) Célula da malha de discretização.

2.2. EQUAÇÃO DE ONDA ESCALAR.

Iremos considerar o caso geral em que os dielétricos do guia e do substrato são anisotrópicos biaxiais. A estrutura é homogênea na direção de propagação z, mas não homogênea nas direções transversais x e y, com variações contínuas ou degrau da constante dielétrica. Os campos são supostos com dependência harmônica no tempo, expressa por exp ($j\omega t$), e com propagação ao longo da direção z da forma exp($-j\gamma_z z$) onde ω é a freqüência angular e γ_z é a constante de propagação.

Os eixos ópticos dos dielétricos são posicionados ao longo de x, y e z de modo que a permissividade [ϵ] é um tensor diagonal.

Das equações de Maxwell tem-se:

$$\nabla x\vec{E} = -j\omega\mu\vec{H}, \tag{2.1}$$

$$\nabla x\vec{H} = j\omega[\varepsilon]\vec{E}, \tag{2.2}$$

$$\nabla.([\varepsilon]\vec{E}) = 0, \tag{2.3}$$

$$\nabla.(\mu\vec{H}) = 0. \tag{2.4}$$

onde $\mu = \mu_o$ é a permeabilidade magnética do espaço livre,

válida para o caso de dielétricos não magnéticos, e

$$[\varepsilon] = \begin{bmatrix} \varepsilon_x(x,y) & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_y(x,y) & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z(x,y) \end{bmatrix} \qquad (2.5)$$

é o tensor da permissividade elétrica, com eixos ópticos ao longo de x, y e z. $\vec{H}$ e $\vec{E}$ representam os vetores campos magnético e elétrico, respectivamente.

Escrevendo as equações (2.1) e (2.2) na forma matricial:

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = \frac{1}{j\omega} \begin{bmatrix} \varepsilon_x^{-1}(x,y)\left(\frac{\partial}{\partial y}H_z - \frac{\partial}{\partial z}H_y\right) \\ \varepsilon_y^{-1}(x,y)\left(\frac{\partial}{\partial z}H_x - \frac{\partial}{\partial x}H_z\right) \\ \varepsilon_z^{-1}(x,y)\left(\frac{\partial}{\partial x}H_y - \frac{\partial}{\partial y}H_x\right) \end{bmatrix} \qquad (2.6)$$

$$\begin{bmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} = \frac{j}{\mu\omega} \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial y}E_z - \frac{\partial}{\partial z}E_y \\ \frac{\partial}{\partial z}E_x - \frac{\partial}{\partial x}E_z \\ \frac{\partial}{\partial x}E_y - \frac{\partial}{\partial y}E_x \end{bmatrix} \qquad (2.7)$$

onde Ex, Ey, Ez e Hx, Hy e Hz representam as intensidades das

componentes dos campos elétrico e magnético nas direções x, y e z, respectivamente.

Substituindo a equação (2.6) na (2.7) obtém-se as seguintes equações acopladas para Hx e Hy:

$$H_\alpha = \frac{1}{\omega^2\mu}\left[\left(\frac{\partial}{\partial\alpha}H_\tau - \frac{\partial}{\partial\tau}H_\alpha\right)\frac{\partial}{\partial\tau}\left(\frac{1}{\varepsilon_z(x,y)}\right) + \frac{1}{\varepsilon_z(x,y)}\frac{\partial^2}{\partial\alpha\partial\tau}H_\tau - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{\varepsilon_z(x,y)}\frac{\partial^2}{\partial\tau^2}H_\alpha - \frac{1}{\varepsilon_\tau(x,y)}\frac{\partial^2}{\partial z^2}H_\alpha + \frac{1}{\varepsilon_\tau(x,y)}\frac{\partial^2}{\partial\alpha\partial z}H_z\right], \qquad (2.8)$$

onde α=x quando τ=y e α=y quando τ=x.

Partindo da equação (2.4) chega-se a:

$$\frac{\partial}{\partial\alpha}\left[-\frac{\partial H_z}{\partial z}\right] = \frac{\partial^2}{\partial\alpha^2}\mathbf{H}_\alpha + \frac{\partial^2}{\partial\alpha\partial\tau}\mathbf{H}_\tau \qquad (2.9)$$

Sabendo-se que $\frac{\partial^2}{\partial z^2}\mathbf{H}_{\alpha\ ou\ \tau} = \gamma_z^2\,\mathbf{H}_{\alpha\ ou\ \tau}$ e, utilizando a equação (2.9) em (2.8), obtém-se as seguintes equações de onda acopladas:

$$\frac{\varepsilon_a(x,y)}{\varepsilon_z(x,y)}\frac{\partial^2}{\partial\alpha^2}H_\tau + \frac{\partial^2}{\partial\tau^2}H_\tau + \frac{\varepsilon_z(x,y) - \varepsilon_a(x,y)}{\varepsilon_z(x,y)}\frac{\partial^2}{\partial\tau\partial\alpha}H_a +$$

$$+\frac{\varepsilon_a(x,y)}{\varepsilon_z^2(x,y)}\frac{\partial}{\partial\alpha}\varepsilon_z(x,y)\left(\frac{\partial}{\partial\tau}H_a - \frac{\partial}{\partial\alpha}H_\tau\right)+\left(k_o^2\frac{\varepsilon_a(x,y)}{\varepsilon_o}+\gamma_z^2\right)H_\tau=0, \qquad (2.10)$$

onde ϵ_o é a permissividade do espaço livre e $k_o = \omega\sqrt{\mu_o\varepsilon_o}$ é o número de onda do espaço livre.

Nota-se que as equações de onda, em termos das componentes transversais Hx e Hy, contém, implicitamente, a relação $\nabla.\vec{H} = 0$. Como resultado, os modos espúrios são eliminados.

Partindo-se das equações (2.6) e (2.4) obtém-se as componentes longitudinais dos campos elétrico e magnético.

$$E_z = \frac{1}{j\omega\varepsilon_z(x,y)}\left(\frac{\partial}{\partial x}H_y - \frac{\partial}{\partial y}H_x\right) \qquad (2.11)$$

$$H_z = \frac{1}{\gamma_z}\left(\frac{\partial}{\partial x}H_x + \frac{\partial}{\partial y}H_y\right) \qquad (2.12)$$

2.3 APROXIMAÇÃO NUMÉRICA POR DIFERENÇAS FINITAS.

Para a aplicação das diferenças finitas cobre-se a

secção transversal do guia por uma malha graduada de pontos conforme Figura 2.2.

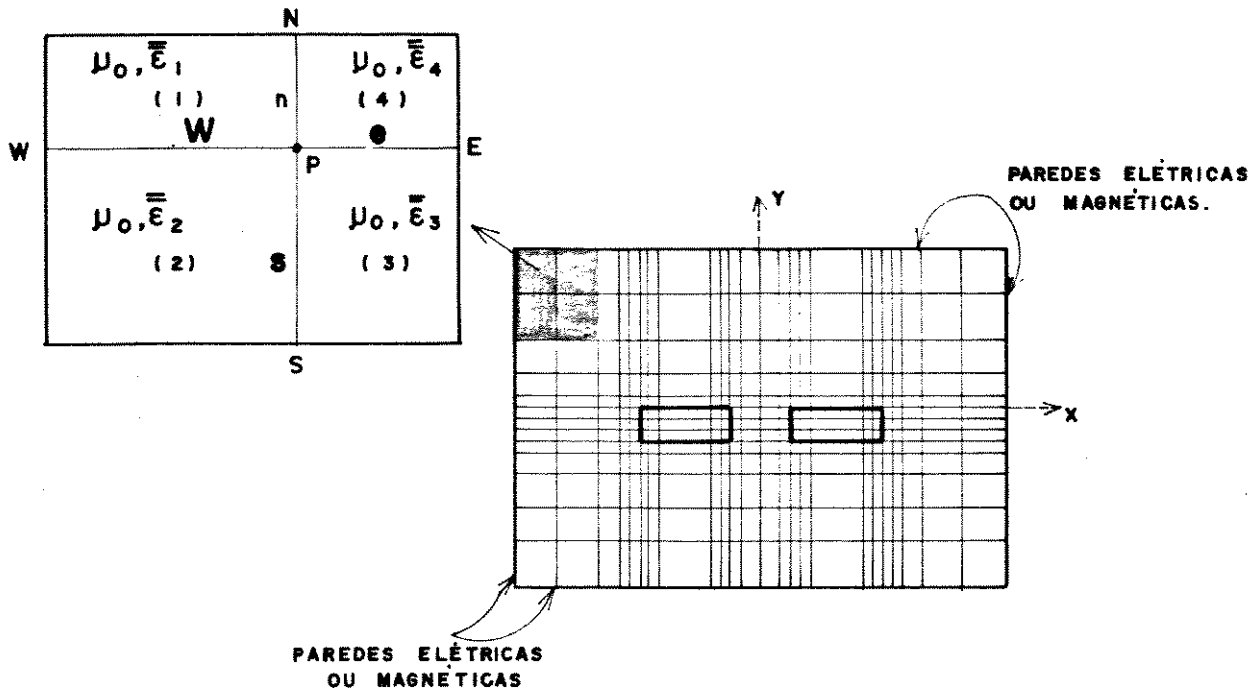


Figura 2.2. Malha graduada de pontos construída sobre a seção transversal de uma estrutura constituída por dois guias retangulares dielétricos acoplados. Mostra-se também a célula básica da malha de discretização mais geral que é formada pelos pontos P, N, S, W e E.

A célula básica da malha de discretização é constituída por cinco pontos. Tem-se o ponto P genérico distante dos pontos N, S, W e E por n, s, w, e,

respectivamente. Verifica-se que a célula é dividida em quatro regiões 1, 2, 3 e 4, as quais, no caso mais geral, apresentam tensores permissividades $[\epsilon_1]$, $[\epsilon_2]$, $[\epsilon_3]$ e $[\epsilon_4]$ diferentes.

Em seguida escrevem-se as equações de onda escalares representadas pela equação (2.10) para cada uma das citadas regiões, que formam a célula da malha graduada de pontos. Desta forma, obtém-se oito equações, que são expressas da seguinte forma:

$$\frac{\varepsilon_{\alpha l}(x,y)}{\varepsilon_{zl}(x,y)}\frac{\partial^2}{\partial\alpha^2}H_\tau\Big|_l+\frac{\partial^2}{\partial\tau^2}H_\tau\Big|_l+\frac{\varepsilon_{zl}(x,y)-\varepsilon_{\alpha l}(x,y)}{\varepsilon_{zl}(x,y)}\frac{\partial^2}{\partial\tau\partial\alpha}H_\alpha\Big|_l+$$

$$+\frac{\varepsilon_{\alpha l}(x,y)}{\varepsilon_{zl}^2(x,y)}\frac{\partial}{\partial\alpha}\varepsilon_{zl}(x,y)\left(\frac{\partial}{\partial\tau}H_\alpha\Big|_l-\frac{\partial}{\partial\alpha}H_\tau\Big|_l\right)+\left[k_o^2\frac{\varepsilon_{\alpha l}(x,y)}{\varepsilon_o}+\gamma_z^2\right]H_{\tau p}=0, \qquad (2.13)$$

onde l=1, 2, 3 ou 4 representa cada uma das quatro regiões da Figura 2.2 e α=x para τ=y e α=y para τ=x.

Da mesma forma, obtém-se para as componentes longitudinais dos campos elétrico e magnético as seguintes equações:

$$E_{z1} = \frac{1}{j\omega\varepsilon_{z1}(x,y)}\left(\frac{\partial}{\partial x}H_y\Big|_1 - \frac{\partial}{\partial y}H_x\Big|_1\right) \qquad (2.14)$$

$$H_{z1} = \frac{1}{\gamma_z}\left(\frac{\partial}{\partial x}H_x\Big|_1 + \frac{\partial}{\partial y}H_y\Big|_1\right) \qquad (2.15)$$

Vale mencionar que $\varepsilon_{a1}(x,y)$, $\varepsilon_{z1}(x,y)$ e suas derivadas são obtidas analiticamente através das equações que definem os perfis de índice de refração da estrutura.

A discretização das equações (2.13) a (2.15) é obtida expandindo as componentes Hx e Hy em série de Taylor, a partir da célula de cinco pontos.

Para as derivadas de primeira ordem a série é truncada, considerando até termos em primeira potência da distância. Desta forma tem-se:

$$H_{N1,4} \cong H_P + n\frac{\partial H}{\partial y}\Big|_{1,4} \qquad (2.16)$$

$$H_{S2,3} \cong H_P - s\frac{\partial H}{\partial y}\Big|_{2,3} \qquad (2.17)$$

$$H_{E3,4} \cong H_P + e\frac{\partial H}{\partial x}\Big|_{3,4} \qquad (2.18)$$

$$H_{W1,2} \cong H_P - w\frac{\partial H}{\partial x}\Big|_{1,2} \qquad (2.19)$$

Para as derivadas de segunda ordem truncam-se as séries, considerando até termos em segunda potência da distância, resultando em:

$$H_{N1,4} = H_P + n\frac{\partial H}{\partial y}\Big|_{1,4} + \frac{1}{2}n^2\ \frac{\partial^2 H}{\partial y^2}\Big|_{1,4} \qquad (2.20)$$

$$H_{S2,3} = H_P - s\frac{\partial H}{\partial y}\Big|_{2,3} + \frac{1}{2}s^2\ \frac{\partial^2 H}{\partial y^2}\Big|_{2,3} \qquad (2.21)$$

$$H_{E3,4} = H_P + e\frac{\partial H}{\partial x}\Big|_{3,4} + \frac{1}{2}e^2\ \frac{\partial^2 H}{\partial x^2}\Big|_{3,4} \qquad (2.22)$$

$$H_{W1,2} = H_P - w\frac{\partial H}{\partial x}\Big|_{1,2} + \frac{1}{2}w^2\ \frac{\partial^2 H}{\partial x^2}\Big|_{1,2} \qquad (2.23)$$

Utilizando as equações (2.16) a (2.19) nas derivadas mistas dadas por:

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x \partial y}\Big|_{1,2,3,4} = \frac{1}{2}\left\{\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{\partial H}{\partial y}\right]\Big|_{1,2,3,4} + \frac{\partial}{\partial y}\left[\frac{\partial H}{\partial x}\right]\Big|_{1,2,3,4}\right\} \qquad (2.24)$$

chegam-se às seguintes aproximações:

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x \partial y}\Big|_1 = \frac{H_N - 2H_P + H_W}{2nw} \qquad (2.25)$$

$$\left.\frac{\partial^2 H}{\partial x \partial y}\right|_2 \cong \frac{-H_S + 2H_P - H_W}{2sw} \qquad (2.26)$$

$$\left.\frac{\partial^2 H}{\partial x \partial y}\right|_3 \cong \frac{H_E - 2H_P + H_S}{2es} \qquad (2.27)$$

$$\left.\frac{\partial^2 H}{\partial x \partial y}\right|_4 \cong \frac{-H_N + 2H_P - H_E}{2en} \qquad (2.28)$$

Substituindo as equações (2.16) a (2.28) na equação da onda escalar (2.13) obtém-se:

$$0 = -\frac{m_{q\tau}}{m_{i\alpha}}H_{\alpha M_{i\alpha}} - \frac{m_{i\alpha}}{m_{q\tau}}\frac{\varepsilon_{\tau 1}}{\varepsilon_{z1}}\left[1 \pm m_{q\tau}\frac{\varepsilon_{z\tau 1}}{2\varepsilon_{z1}}\right]H_{\alpha M_{q\tau}} +$$

$$+\left[\frac{m_{i\alpha}}{m_{q\tau}}\frac{\varepsilon_{\tau 1}}{\varepsilon_{z1}}\left(1 \pm m_{q\tau}\frac{\varepsilon_{z\tau 1}}{2\varepsilon_{z1}}\right) + \frac{m_{q\tau}}{m_{i\alpha}}\right]H_{\alpha P} -$$

$$-\frac{1}{2}m_{q\tau}m_{i\alpha}\left[\omega^2\mu\varepsilon_{\tau 1} + \gamma_z^2\right]H_{\alpha P} + \left[\pm m_{q\tau}\frac{\varepsilon_{\tau 1}}{2\varepsilon_{z1}^2}\varepsilon_{z\tau 1} \pm \frac{\varepsilon_{z1} - \varepsilon_{\tau 1}}{4\varepsilon_{z1}}\right]H_{\tau M_{i\alpha}} \pm$$

$$\pm \frac{\varepsilon_{z1} - \varepsilon_{\tau 1}}{4\varepsilon_{z1}}H_{\tau M_{q\tau}} + \left[\pm m_{q\tau}\frac{\varepsilon_{\tau 1}}{2\varepsilon_{z1}^2}\varepsilon_{z\tau 1} \pm \frac{\varepsilon_{z1} - \varepsilon_{\tau 1}}{2\varepsilon_{z1}}\right]H_{\tau P} \pm$$

$$\pm\, m_{i\alpha}\frac{\varepsilon_{\tau 1}}{\varepsilon_{z1}}H_{\alpha\tau 1} \pm m_{q\tau}H_{\alpha\alpha 1}, \qquad (2.29)$$

onde $m_{i\alpha}$ = w ou e $m_{q\tau}$ = n ou s; $M_{i\alpha}$ = W ou $M_{q\tau}$ = N ou S, para α=x e τ=y; $m_{i\alpha}$=n ou s; $m_{q\tau}$=w ou e, $M_{i\alpha}$= N ou S, $M_{q\tau}$=W ou E, para α=y e τ=x; $\epsilon_{\tau 1} = \epsilon_{\tau 1}(x,y)$, $\epsilon_{z1}=\epsilon_{z1}(x,y)$,

$$\varepsilon_{z\tau 1} = \frac{\partial \varepsilon_z(x,y)}{\partial \tau}\bigg|_1, \quad H_{\alpha\tau 1} = \frac{\partial H_\alpha}{\partial \tau}\bigg|_1 \quad e \quad H_{\alpha\alpha 1} = \frac{\partial H_\alpha}{\partial_\alpha}\bigg|_1$$

O índice 1 = 1, 2, 3 ou 4 representa as regiões 1, 2, 3 e 4, respectivamente (ver Figura 2.2); i e q assumem os seguintes pares de valores (i;q) = (1;1), (1;2), (2;2), (2;1) com α=x e τ=y e os pares de valores (i;q)=(1;1), (2;1), (2;2), (1;2) com α=y e τ=x, para as regiões 1, 2, 3 e 4 (ver Fig. 2.2). Nesta equação encontram-se implícitas oito equações, duas para cada uma das regiões da Fig. 2.2. O desenvolvimento detalhado destas equações encontra-se na referência [1].

2.4. CONDIÇÕES DE CONTORNO PARA A CÉLULA DE CINCO PONTOS.

As condições de contorno para as interfaces entre as regiões da célula básica (ver Fig. 2.1b) requerem

continuidade das componentes longitudinais dos campos elétrico (Ez) e magnético (Hz). Destas condições obtém-se diversas relações entre as derivadas das componentes transversais de campo magnético, Hx e Hy.

Escolheu-se, para Hx, o seguinte grupo de relações de contorno:

$$E_{z1} = E_{z2}$$

$$E_{z3} = E_{z4}$$

$$H_{z1} = H_{z2}$$

$$H_{z3} = H_{z4}$$

$$H_{z1} = H_{z4} \qquad (2.30a)$$

Para Hy escolheu-se:

$$E_{z1} = E_{z4}$$

$$E_{z2} = E_{z3}$$

$$H_{z1} = H_{z4}$$

$$H_{z2} = H_{z3}$$

$$H_{z1} = H_{z2} \qquad (2.30b)$$

É importante salientar que outros grupos de relações de contorno são possíveis. O que diferencia basicamente um grupo de outro é a convergência mais rápida ou lenta [2].

Associando o grupo de relações de contorno dadas por (2.30a) com as equações (2.14) e (2.15) chega-se a:

$$-\frac{1}{\varepsilon_{z1}}H_{xy1} + \frac{1}{\varepsilon_{z2}}H_{xy2} + \frac{1}{\varepsilon_{z1}}H_{yx1} - \frac{1}{\varepsilon_{z2}}H_{yx2} = 0,$$

$$\frac{1}{\varepsilon_{z3}}H_{xy3} - \frac{1}{\varepsilon_{z4}}H_{xy4} - \frac{1}{\varepsilon_{z3}}H_{yx3} + \frac{1}{\varepsilon_{z4}}H_{yx4} = 0,$$

$$H_{xx1} - H_{xx2} + H_{yy1} - H_{yy2} = 0,$$

$$H_{xx3} - H_{xx4} + H_{yy3} - H_{yy4} = 0,$$

$$H_{xx1} - H_{xx4} + H_{yy1} - H_{yy4} = 0 \qquad (2.31a)$$

De forma análoga, utilizando-se (2.30b), obtém-se:

$$-\frac{1}{\varepsilon_{z1}}H_{xy1} + \frac{1}{\varepsilon_{z4}}H_{xy4} + \frac{1}{\varepsilon_{z1}}H_{yx1} - \frac{1}{\varepsilon_{z4}}H_{yx4} = 0,$$

$$\frac{1}{\varepsilon_{z3}}H_{xy3} - \frac{1}{\varepsilon_{z2}}H_{xy2} - \frac{1}{\varepsilon_{z3}}H_{yx3} + \frac{1}{\varepsilon_{z2}}H_{yx2} = 0,$$

$$H_{xx1} - H_{xx4} + H_{yy1} - H_{yy4} = 0,$$

$$H_{xx3} - H_{xx2} + H_{yy3} - H_{yy2} = 0,$$

$$H_{xx2} - H_{xx1} + H_{yy2} - H_{yy1} = 0 \qquad (2.31b)$$

onde, a seguinte notação foi usada:

$$H_{xxi}=\frac{\partial}{\partial x}H_x\Big|_i\ ;\ H_{yyi}=\frac{Hy}{\partial y}\Big|_i\ ;\ H_{xyi}=\frac{\partial}{\partial y}H_x\Big|_i\ ;\ H_{yxi}=\frac{\partial}{\partial x}H_y\Big|_i\ ;$$

para i=1, 2, 3 ou 4.

As equações representadas por (2.29), juntamente com o conjunto de equações implicitamente expressas em (2.31), produzem a solução para a equação de onda que descreve a propagação ao longo do guia.

Visando transformar as equações acopladas (2.29) em um sistema linear de equações homogêneas, as equações resultantes da aplicação de (2.29) nas regiões 1, 2, 3 e 4 (ver Figura 2.2), com α=x e τ=y, e com α=y e τ=x para cada região, são multiplicadas pelas expressões:

$$-2\varepsilon_{z2}/(n\varepsilon_{z2}+s\varepsilon_{z1})\ ,\ -2\varepsilon_{z1}/(s\varepsilon_{z1}+n\varepsilon_{z2})\ ,\ -2\varepsilon_{z4}/(n\varepsilon_{z3}+s\varepsilon_{z4})\ ,$$

$$-2\varepsilon_{z3}/(n\varepsilon_{z3}+s\varepsilon_{z4})\ ,\ -2w\varepsilon_{z2}/(n^2\varepsilon_{z2}+ns\varepsilon_{z1})\ ,\ +2w\varepsilon_{z1}/(s^2\varepsilon_{z1}+ns\varepsilon_{z2})\ ,$$

$$-2e\varepsilon_{z4}/(ns\varepsilon_{z3}+s^2\varepsilon_{z4})\ ,\ +2e\varepsilon_{z3}/(n^2\varepsilon_{z3}+ns\varepsilon_{z4})\ ,$$

respectivamente. As equações obtidas são somadas e a equação resultante é associada com as equações (2.16) a (2.19) e (2.31a), obtendo-se a seguinte equação geral:

$$0 = A_W H_{xW} + A_E H_{xE} + A_N H_{xN} + A_S H_{xS} + A_P H_{xP} + B_W H_{yW} +$$

$$+ B_E H_{yE} + B_N H_{yN} + B_S H_{yS} + B_P H_{yP} + \gamma_z^2 A_{P\gamma} H_{xP} + \gamma_z^2 B_{P\gamma} H_{yP}. \quad (2.32)$$

Os coeficientes A_W, A_E, A_N, A_S, A_P, B_W, B_N, B_E, B_S, B_P, $A_{P\bar{\gamma}}$ e $B_{P\bar{\gamma}}$ são funções da geometria e dos parâmetros eletromagnéticos da estrutura em análise [1] e deixarão de ser apresentados por questão de brevidade.

Seguindo procedimento similar, as mesmas equações previamente obtidas da aplicação da equação (2.29) nas regiões mostradas pela Figura 2.2, são agora multiplicadas por:

$$-2n\varepsilon_{z4}/(ew\varepsilon_{z1} + w^2\varepsilon_{z4}),\ +2s\varepsilon_{z3}/(ew\varepsilon_{z2} + w^2\varepsilon_{z3}),$$

$$-2s\varepsilon_{z2}/(e^2\varepsilon_{z2} + ew\varepsilon_{z3}),\ +2n\varepsilon_{z1}/(e^2\varepsilon_{z1} + ew\varepsilon_{z4}),$$

$$-2\varepsilon_{z4}/(e\varepsilon_{z1} + w\varepsilon_{z4}),\ -2\varepsilon_{z3}/(e\varepsilon_{z2} + w\varepsilon_{z3}),$$

$$-2\varepsilon_{z2}/(e\varepsilon_{z2} + w\varepsilon_{z3}),\ -2\varepsilon_{z1}/(e\varepsilon_{z1} + w\varepsilon_{z4}),$$

respectivamente. As equações obtidas são somadas e a equação resultante juntamente, com as equações (2.18), (2.19) e (2.31b), resultam na seguinte expressão geral:

$$0 = C_W H_{yW} + C_E H_{yE} + C_N H_{yN} + C_S H_{yS} + C_P H_{yP} + D_W H_{xW} +$$

$$+ D_E H_{xE} + D_N H_{xN} + D_S H_{xS} + D_P H_{xP} + \gamma_z^2 C_{P\gamma} H_{yP} + \gamma_z^2 D_{P\gamma} H_{xP}. \quad (2.33)$$

Os coeficientes C_W, C_E, C_N, C_S, C_P, D_W, D_E, D_N, D_S, D_P, $C_{P\gamma}$ e $D_{P\gamma}$ são funções da geometria e dos parâmetros eletromagnéticos da estrutura em análise [1] e deixarão de ser apresentados por questão de brevidade.

As equações (2.32) e (2.33) podem ser desacopladas em termos de $\gamma_z^2 H_{yP}$ e $\gamma_z^2 H_{xP}$, multiplicando-se a equação (2.32) por $D_P\gamma$ e (2.33) por $A_P\gamma$, subtraindo-se os resultados e dividindo-se a equação resultante por ($B_P\gamma$ $D_P\gamma$ - $C_P\gamma$ $A_P\gamma$).

Destas operações resulta:

$$-\gamma_z^2 H_{yP} = \sum_{i=W,E,N,S} D^i H_{xi} + \sum_{i=W,E,N,S} C^i H_{yi} + D^P H_{xP} + C^P H_{yP} \quad (2.34)$$

Similarmente, depois de multiplicar (2.32) por $C_P\gamma$ e (2.32) por $B_P\gamma$, de subtrair os resultados e de dividir a equação resultante por ($A_P\gamma$ $C_P\gamma$ - $D_P\gamma$ $B_P\gamma$) obtém-se:

onde:

$$-\gamma_z^2 H_{yP} = \sum_{i=W,E,N,S} A^i H_{xi} + \sum_{i=W,E,N,S} B^i H_{yi} + A^P H_{xP} + B^P H_{yP} \qquad (2.35)$$

$$A^i = (A_i C_{Pq} - D_i B_{Pq})/D, \quad B^i = (B_i C_{Pq} - C_i B_{Pq})/D,$$

$$A^P = (A_P C_{Pq} - D_P B_{Pq})/D, \quad B^P = (B_P C_{Pq} - C_P B_{Pq})/D,$$

$$D^i = (D_i A_{Pq} - A_i D_{Pq})/D, \quad C^i = (C_i A_{Pq} - B_i D_{Pq})/D,$$

$$D^P = (D_P A_{Pq} - A_P D_{Pq})/D, \quad C^P = (C_P A_{Pq} - B_P D_{Pq})/D,$$

$$D = A_{Pq} C_{Pq} - D_{Pq} B_{Pq}.$$

Nota-se que, para uma malha de N pontos irão existir N incógnitas H_{xP} e N incógnitas H_{yP}, num total de 2N equações.

2.5. LIMITAÇÃO DA REGIÃO DE DISCRETIZAÇÃO.

Na formulação em questão, o domínio computacional deve ser limitado, mediante o confinamento da secção transversal do guia numa região constituída por paredes elétricas e/ou magnéticas. As paredes opostas (Norte-Sul e Leste-Oeste) devem ser de mesma natureza. Caso as mesmas estejam suficientemente afastadas do guia, tem-se uma

estrutura periódica onde os guias estão praticamente desacoplados.

Aproximando a(s) parede(s) conforme a Figura 2.3, podem-se obter estruturas periódicas com acoplamento não desprezível.

Os modos podem ser divididos em quatro grupos assim definidos:

a) grupo 1 - quando existem paredes elétricas ao leste e oeste, e magnéticas ao norte e sul;

b) grupo 2 - quando todas as paredes são elétricas;

c) grupo 3 - quando todas as paredes são magnéticas;

d) grupo 4 - quando existem paredes magnéticas ao leste e oeste e elétricas ao norte e sul.

Para a análise de uma estrutura isolada é suficiente considerar apenas um dos grupos.

Na situação em que há acoplamento na direção x ou y, devem-se escolher dois grupos para obter os modos pares ou ímpares. Estes grupos devem ser escolhidos de modo que tenham paredes diferentes na região de acoplamento. Por exemplo, o primeiro e o quarto grupos.

Para uma estrutura com acoplamento em ambas as direções x e y é necessário trabalhar com os quatro grupos para obter-se o conjunto completo dos modos.

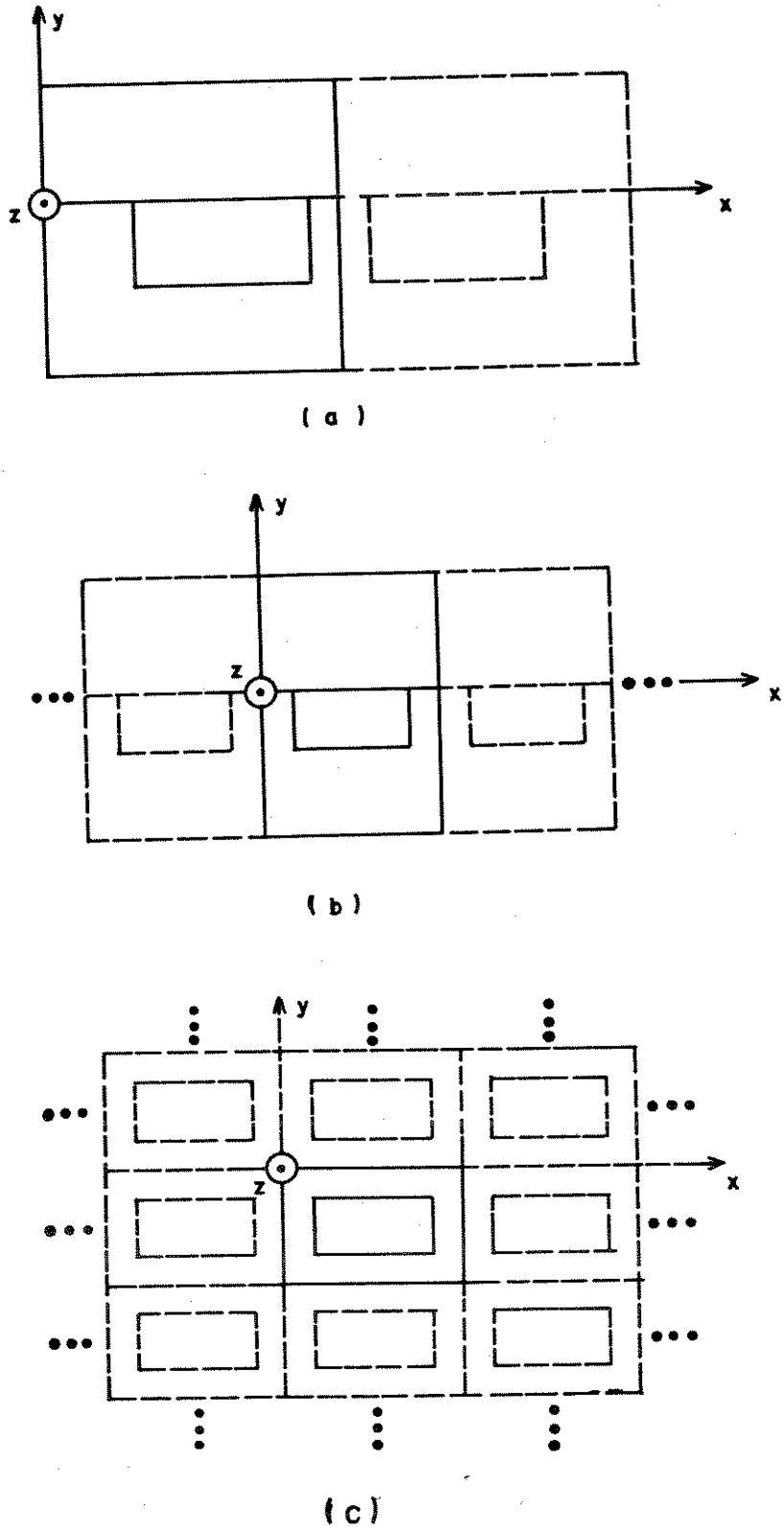


Figura 2.3. (a) Acoplamento simples a leste do guia.
(b) Acoplamento a leste e oeste do guia.
(c) Acoplamento ao norte, sul, leste e a oeste do guia.

É importante observar que é possível explorar a simetria do problema. Por exemplo, para um guia retangular isolado, é suficiente considerar um quarto do mesmo, mediante o uso adequado de paredes elétricas e magnéticas.

Para limitar a região do problema com paredes elétricas e/ou magnéticas, consideram-se as seguintes condições de contorno (vide Figura 2.4):

Parede magnética

$$\begin{aligned} H_{\tan_p} &= 0, \\ H_{\tan_e} &= -H_{\tan_i}, \\ H_{norm_e} &= H_{norm_i}. \end{aligned} \tag{2.36}$$

Parede elétrica

$$\begin{aligned} H_{norm_p} &= 0, \\ H_{\tan_e} &= H_{\tan_i}, \\ H_{norm_e} &= -H_{norm_i}. \end{aligned} \tag{2.37}$$

onde H_{tan} e H_{norm} são as componentes tangencial e normal do campo magnético em relação às paredes de fronteira, respectivamente.

Os índices "p", "e" e "i" são usados para indicar os pontos, na parede, adjacente externo à parede (a uma distância pequena h da mesma) e adjacente interno à parede (a

uma pequena distância h da mesma), respectivamente [1].

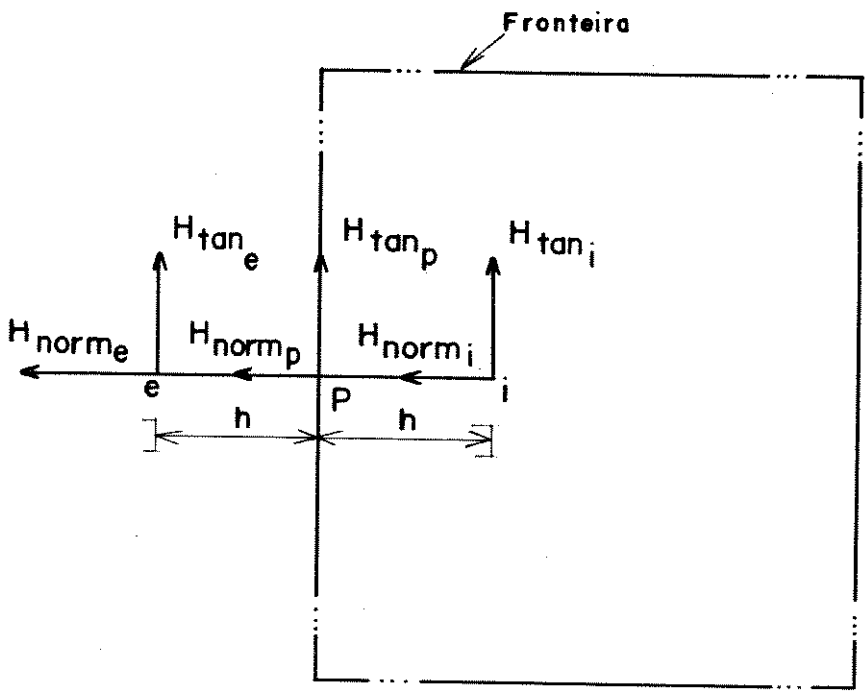


Figura 2.4. Condições de contorno na fronteira que limita a região a ser analisada.

Aplicando as equações (2.34) e (2.35) para cada ponto p da malha de discretização e utilizando-se as condições de fronteira para paredes elétricas e/ou magnéticas dadas por (2.36) e (2.37), chega-se a um sistema de equações lineares homogêneas que pode ser escrito como um problema de autovalores convencional, ou seja:

$$[(A) - \lambda(U)](X) = 0 \qquad (2.38)$$

onde:

$\lambda = -\gamma_z^2$;

(U) é a matriz unitária;

(X) é o vetor, matriz coluna, que contém os componentes transversais do campo magnético para cada ponto (i, j) da malha graduada de pontos.

$$(X) = (H_{x_{1,1}},\ H_{y_{1,1}},\ \ldots H_{x_{I,J}},\ H_{y_{I,J}})^T. \qquad (2.39)$$

Sendo I e J o número de linhas e colunas, respectivamente, da malha de discretização.

A matriz (A), quadrada, de ordem 2IJx2IJ, tem a seguinte forma:

$$(A) = \begin{bmatrix} a_{1,1} & b_{1,1} & a_{1,2} & b_{1,2} & \cdots & a_{1,N} & b_{1,N} \\ d_{1,1} & c_{1,1} & d_{1,2} & c_{1,2} & \cdots & d_{1,N} & c_{1,N} \\ a_{2,1} & b_{2,1} & a_{2,2} & b_{2,2} & \cdots & a_{2,N} & b_{2,N} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & & \cdot & \cdot \\ d_{N,1} & c_{N,1} & d_{N,2} & c_{N,2} & & d_{N,N} & c_{N,N} \end{bmatrix}, \qquad (2.40)$$

onde N = IJ.

A matriz [A] é esparsa, com a maioria de seus elementos iguais a zero. Os elementos não nulos se situam ao longo de disposições simétricas à diagonal principal. Esse tipo de matriz é conhecida por matriz banda, esquematizada na Figura 2.5, onde as linhas indicam localizações dos elementos não nulos.

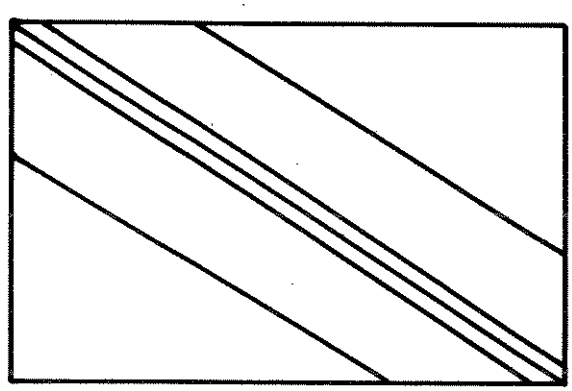


Figura 2.5. Estrutura típica da matriz A.

Os valores da constante de atenuação (α_z) e a constante de fase (β_z) são obtidos dos autovalores usando a equação:

$$\lambda = -(\alpha_z + j\beta_z)^2 \qquad (2.41)$$

As componentes transversais do campo magnético, em cada ponto da malha graduada, são obtidas dos autovetores dados por (2.38).

Para aplicar o método descrito, Souza Sobrinho [1] desenvolveu um programa que efetua a seqüência de cálculos mostrada na Figura 2.6.

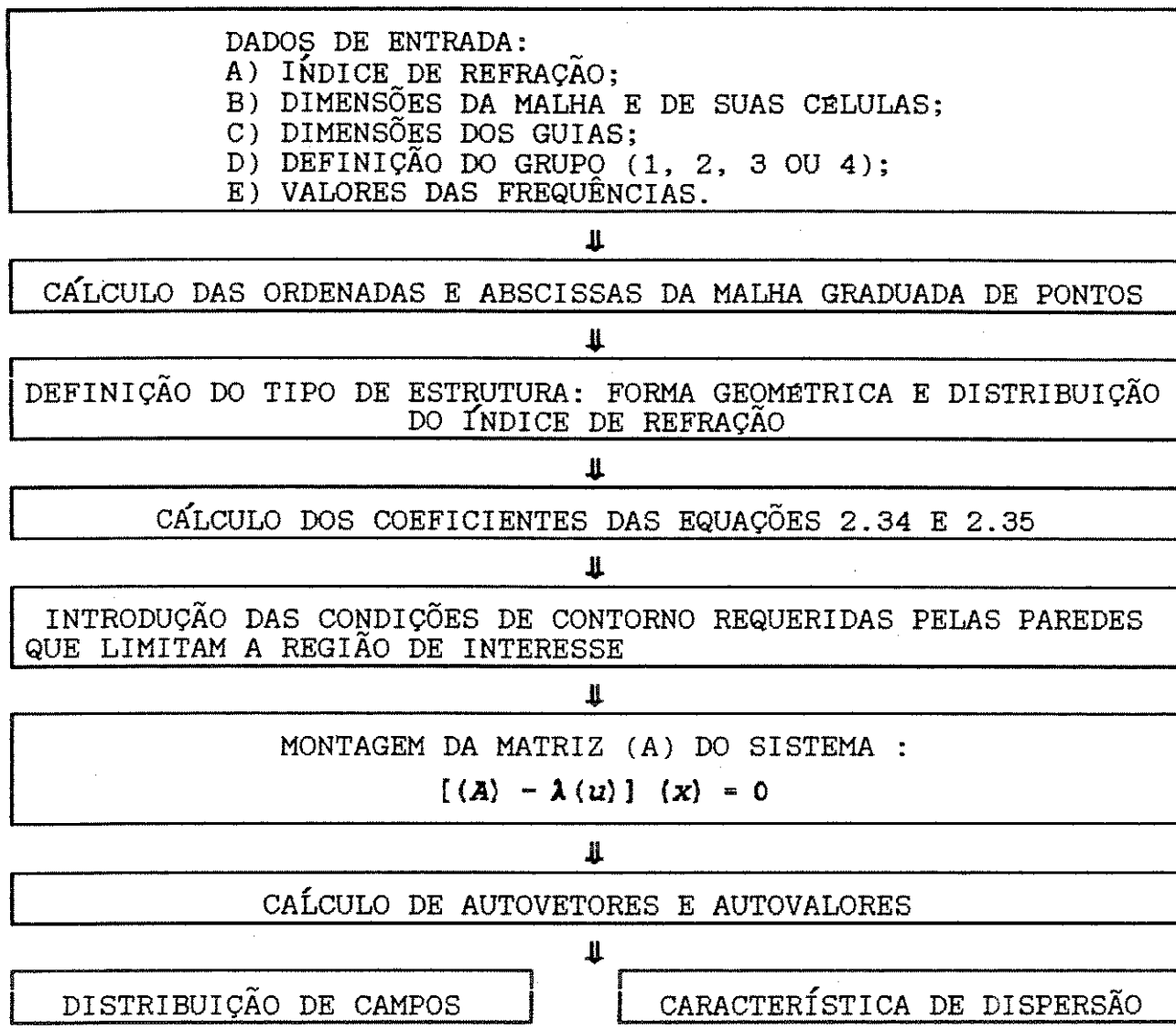


Figura 2.6. Seqüência de cálculos executados pelo programa desenvolvido para aplicação do método DFDF na análise das estruturas mostradas na Figura 1.1.

CAPÍTULO 3.

VERIFICAÇÃO DO MÉTODO.

3.1. INTRODUÇÃO.

Diversas estruturas foram analisadas com o objetivo de comprovar a eficiência do método DFDF desenvolvido. Os resultados apresentaram boa concordância com aqueles provenientes da aplicação de métodos consagrados tais como o método da equação integral e o método dos elementos finitos.

Souza Sobrinho testou o método para as seguintes estruturas [1]:

a) guia de onda dielétrico isotrópico retangular embebido em meio isotrópico;

b) guia de onda dielétrico anisotrópico retangular embebido em meio anisotrópico;

c) guia de onda canal dielétrico anisotrópico difundido em $LINbO_3$;

d) rede infinita de guias de ondas dielétricos embebidos;

e) guia de onda canal dielétrico anisotrópico integrado com perfil de índice de refração Gaussiano-Gaussiano;

f) fibra óptica de índice de refração degrau ou graduada.

Os resultados das simulações são apresentados em termos de constante de fase normalizada em função da freqüência normalizada (característica de dispersão).

Os modos foram identificados traçando-se as componentes Hx e Hy do campo magnético $\vec{H}$. Eles foram agrupados em duas famílias, E^X_{pq} e E^Y_{pq} .Os subíndices p e q indicam o número de máximos do campo magnético nas direções x e y, respectivamente. Desta forma, E^X_{11} e E^Y_{11} são os modos fundamentais. As características dos modos E^X_{11}, E^Y_{11}, E^X_{21} e E^Y_{21} foram obtidas utilizando-se os grupos 1, 2, 3 e 4, respectivamente, definidos na seção 2.5.

3.2. ESCOLHA DA MALHA.

O emprego do método DFDF na análise de uma estrutura foi precedido pelo estudo da convergência, do qual verificou-se a variação da constante de fase normalizada em função do número de pontos (N) da malha de discretização nas direções x e y.

A Figura 3.1 mostra os resultados obtidos por Souza Sobrinho [1], coincidentes com aqueles apresentados por Schulz **et al.** [4], para um guia de onda dielétrico (ϵ_2=2,1) embebido no ar (ϵ_1=1,0), com dimensões transversais a e b, sendo a=b. Nota-se que, a partir de N=9, a constante de fase normalizada não varia quando N sofre acréscimos. Conclui-se que uma malha com N=9 pontos cobrindo um quarto da estrutura em questão é suficiente para a obtenção de resultados com boa precisão. Esta forma estabelece um dos procedimentos para a escolha da malha, que consiste em se aumentar N até que seja desprezível a variação da constante de fase normalizada.

Outro aspecto importante que diz respeito à seleção da malha, trata-se da distribuição de pontos. Procura-se aumentar a densidade de pontos nas regiões da malha onde ocorrem maiores variações dos campos elétrico e magnético. Obtém-se dessa forma uma densidade de potência mais uniforme em cada região da célula da malha.

3.3. RESULTADOS DA VERIFICAÇÃO DO MÉTODO.

Um exaustivo trabalho foi realizado com o intuito de testar o método DFDF. Segue-se a exposição dos resultados de alguns dos vários testes realizados [1] e que estão intimamente ligados com as estruturas analisadas no presente trabalho.

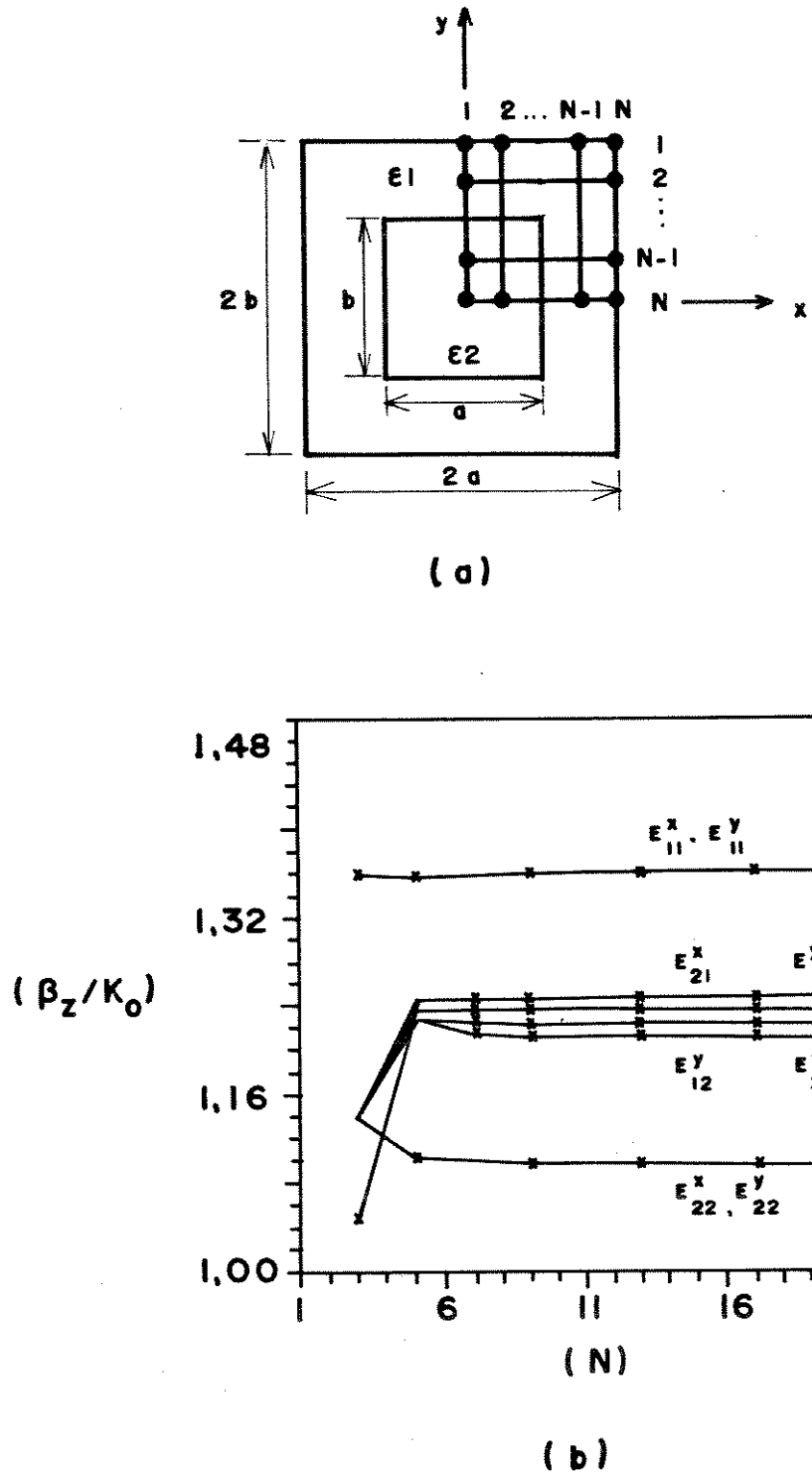


Figura 3.1. (a) Guia de onda dielétrico retangular embebido. Somente um quarto da estrutura (região hachurada) é usada na análise. N é o nº de pontos, nas direções x e y, para a malha graduada de pontos.

(b) Constante de fase normalizada para os dados E_{pq}^{x} e E_{pq}^{y}, em função de N. Para $\epsilon_1=1,0$; $\epsilon_2=2,1$; a=b e(K_o a $\sqrt{\epsilon_2-\epsilon_1}$) =8,0.

Em um dos testes considerou-se um guia de onda de dimensões transversais a e b, com a=2b. O guia e o meio que o envolve são supostos isotrópicos, com índices de refração iguais a $\sqrt{2,25}$ e 1, respectivamente. A Figura 3.2 mostra as características de dispersão obtidas, utilizando-se o método DFDF e confrontadas com aquelas obtidas por Goell [5]. Nota-se uma boa concordância.

Em outro teste escolheu-se um guia de onda dielétrico retangular anisotrópico com componentes do tensor índice de refração iguais a $n_x^2=n_z^2=2,31$; $n_y^2=2,19$. Para o meio que envolve o guia considerou-se um dielétrico isotrópico com índice de refração igual a $\sqrt{2,05}$.

A Figura 3.3 apresenta as características de dispersão para os modos E_{pq}^x e E_{pq}^y. Verifica-se boa concordância dos resultados obtidos com aqueles apresentados por Hayata **et al.** [6]. A formulação foi testada para o guia de onda canal dielétrico anisotrópico difundido em $LiNbO_3$ ($n_x=2,2$; $n_y=n_z=2,29$). Para o canal de dimensões a e b (a=5b) consideram-se as componentes do tensor de índice de refração iguais a $n_x=2,222$, $n_y=n_z=2,3129$. Os resultados (ver Figura 3.4) obtidos para esta estrutura apresentam boa concordância com aqueles obtidos por Koshiba **et al.**, utilizando o método dos elementos finitos escalar [7].

Detalhes dos teste citados podem ser obtidos na referência [1].

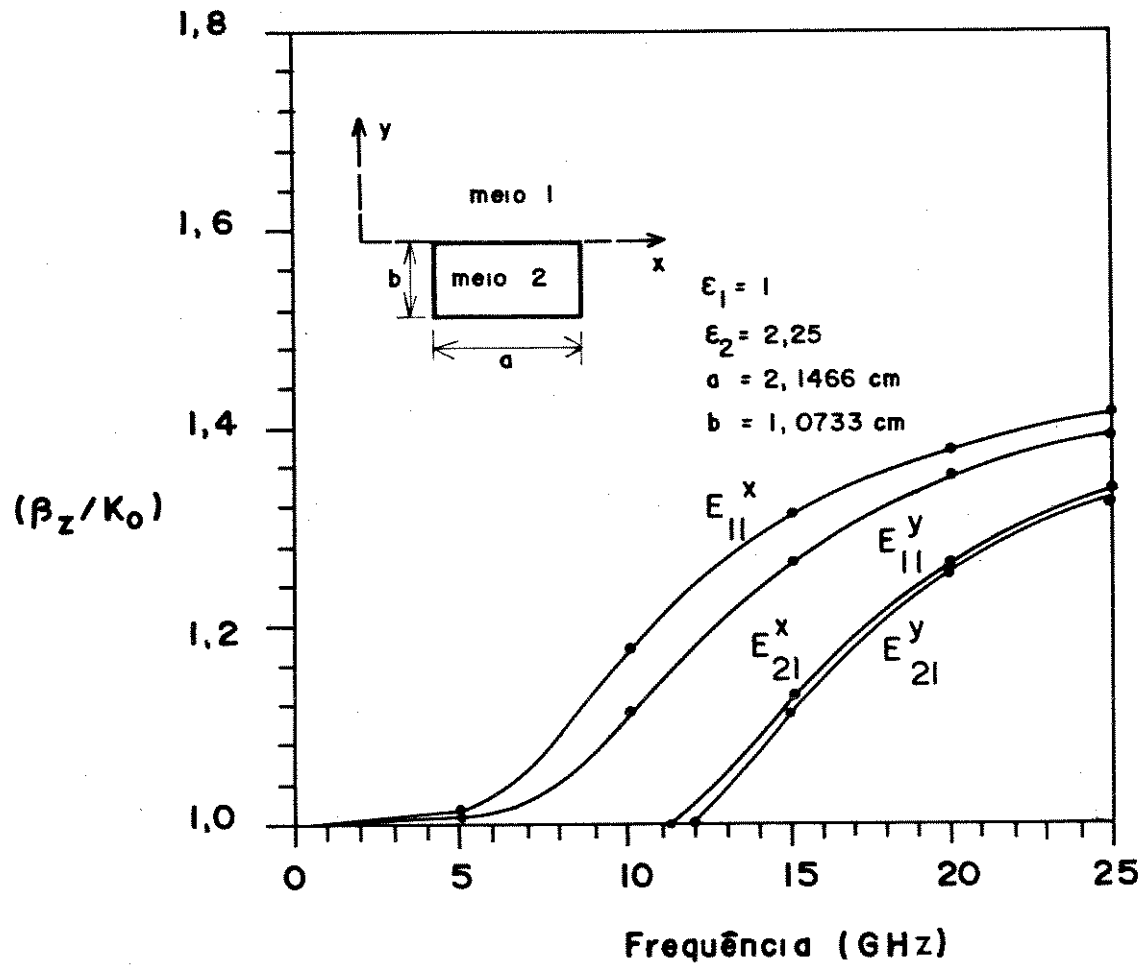


Figura 3.2. Comparação dos resultados, para a constante de fase normalizada em função da freqüência, obtidos através desta formulação (——) com aqueles encontrados por Goell [2] (...), para os quatro primeiros modos de um guia imerso no espaço livre.

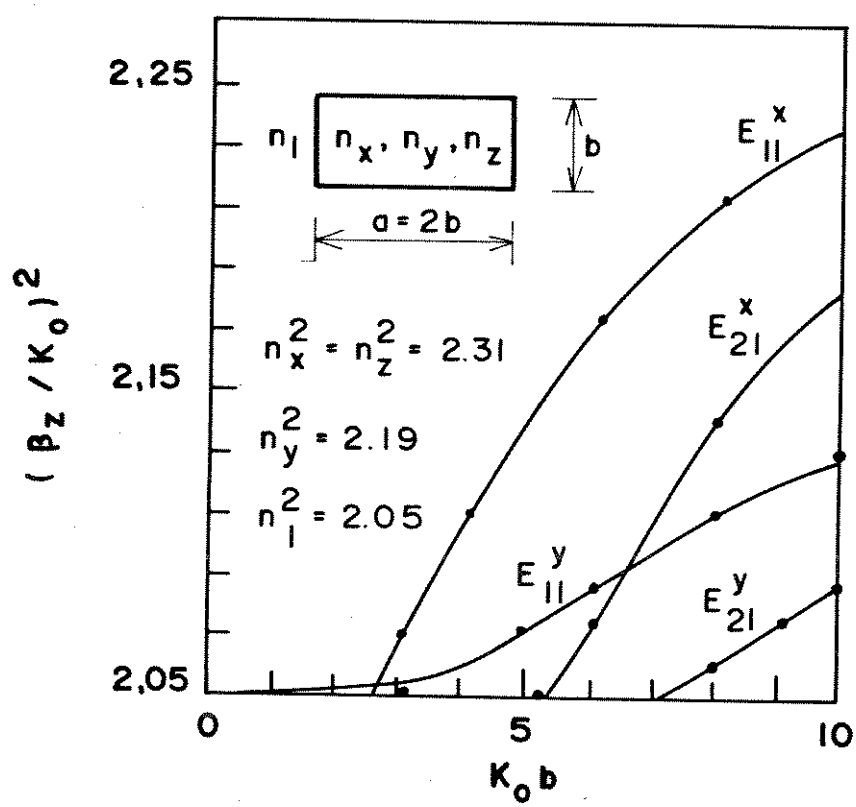


Figura 3.3. Comparação dos resultados encontrados através desta formulação (linha contínua) com aqueles obtidos por Hayata et al. [3] representados por pontos, para as características de dispersão de um guia de onda dielétrico anisotrópico retangular.

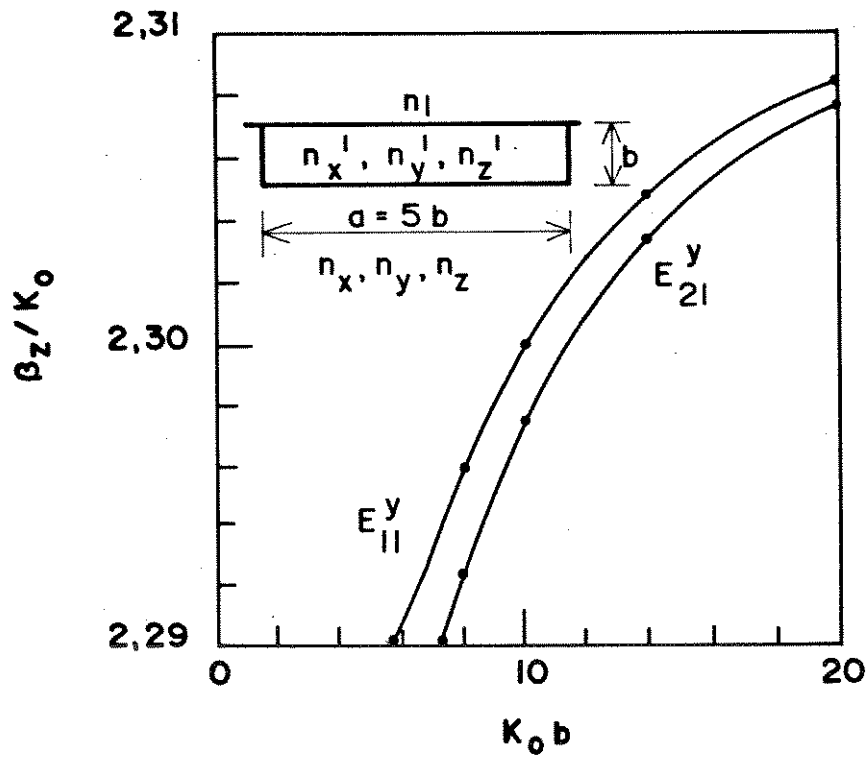


Figura 3.4. Comparação das características de dispersão dos modos E_{11}^y e E_{21}^y e de um guia de onda canal dielétrico anisotrópico difundido em $LiNbO_3$. Resultados desta análise (——). Resultados encontrado por Koshiba et al. [5] (...). Índices de refração utilizados: $n_x=2,2$; $n_y=n_z=2,29$; $n_x'=2,222$, $n_y'=n_z'=2,3129$, $n_1=1,0$.

CAPÍTULO 4.

EFEITO DA VARIAÇÃO DAS DIMENSÕES TRANSVERSAIS E DA PERMISSIVIDADE RELATIVA NO ACOPLAMENTO ENTRE GUIAS DIELÉTRICOS ISOTRÓPICOS RETANGULARES EMBEBIDOS.

4.1. INTRODUÇÃO.

Este capítulo apresenta os resultados numéricos provenientes da aplicação do método (DFDF) em estruturas que consistem de dois guias retangulares constituídos por dielétricos isotrópicos.

Mediante simulações numéricas examina-se o efeito da variação das dimensões transversais e da permissividade relativa de um dos guias de onda sobre as características de dispersão da estrutura.

4.2. DESCRIÇÃO DA ESTRUTURA.

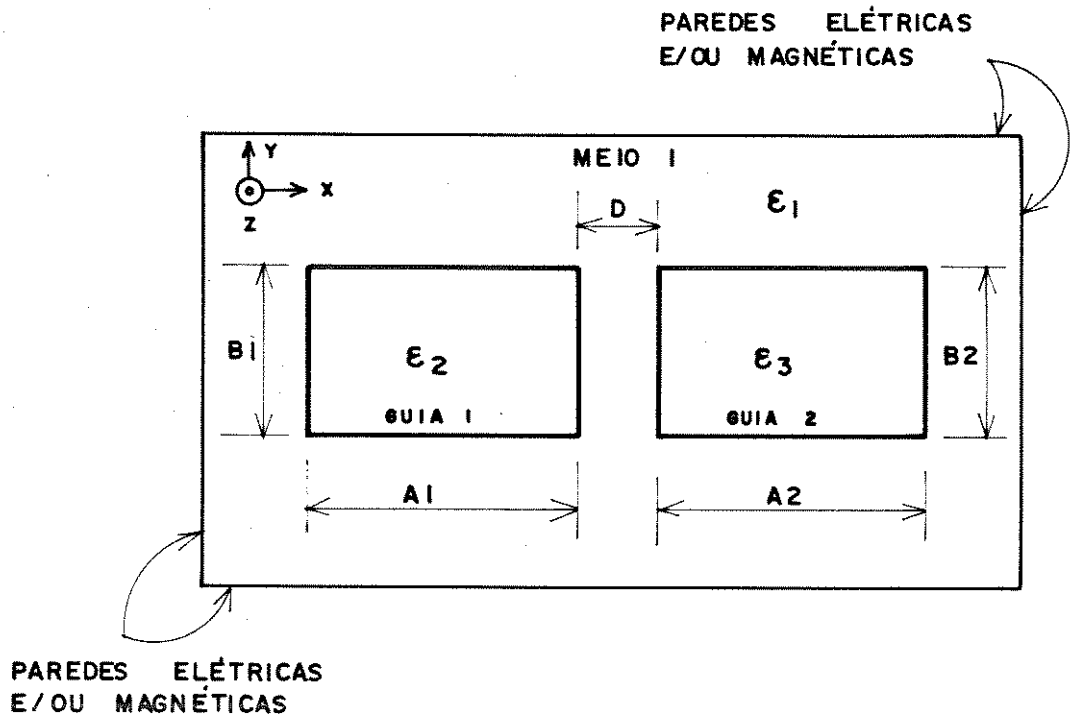


Figura 4.1. Guias de onda retangulares dielétricos isotrópicos embebidos em material dielétrico isotrópico.

Na Figura 4.1 tem-se a estrutura analisada. Ela consiste de dois guias dielétricos retangulares com dimensões transversais iguais a A1, B1 e A2, B2, espaçados por D que é constante e suficientemente pequeno para obter-se um forte acoplamento entre os guias. Estes são constituídos por

dielétricos isotrópicos, com constante dielétrica ϵ_3 e são imersos em um dielétrico com constante dielétrica ϵ_1. Nesta análise adota-se (D/A1)=0,025; ϵ_1=2,05 e A1=2B1 e optou-se pelo grupo 1, definido na seção 2.5, embora qualquer um dos três grupos pudessem ser igualmente escolhidos, uma vez que as paredes estão localizadas bem afastadas dos guias.

Com o objetivo de examinar o efeito da variação das dimensões transversais de um dos guias sobre a característica de dispersão da estrutura, consideraram-se as seguintes situações:

a) foram mantidas (A2/A1)=1,0; $\epsilon_2=\epsilon_3$=2,31 e foi variada a relação (B2/B1);

b) foram mantidas (B2/B1)=1,0; $\epsilon_2=\epsilon_3$=2,31 e foi variada a relação (A2/A1).

Para examinar o efeito da variação da permissividade relativa consideram-se os guias com dimensões transversais iguais a A1=A2, B1=B2, A1=2B1 e variou-se a constante dielétrica do guia com dimensões A2, B2.

4.3. RESULTADOS.

Em toda análise consideram-se apenas os dois primeiros modos.

A Figura 4.2 mostra a constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/k_o)^2$, como função da freqüência normalizada, K_oB1, para a estrutura da Figura 4.1, com (A1/A2)=1,0; (A1/B1)=2,0 e

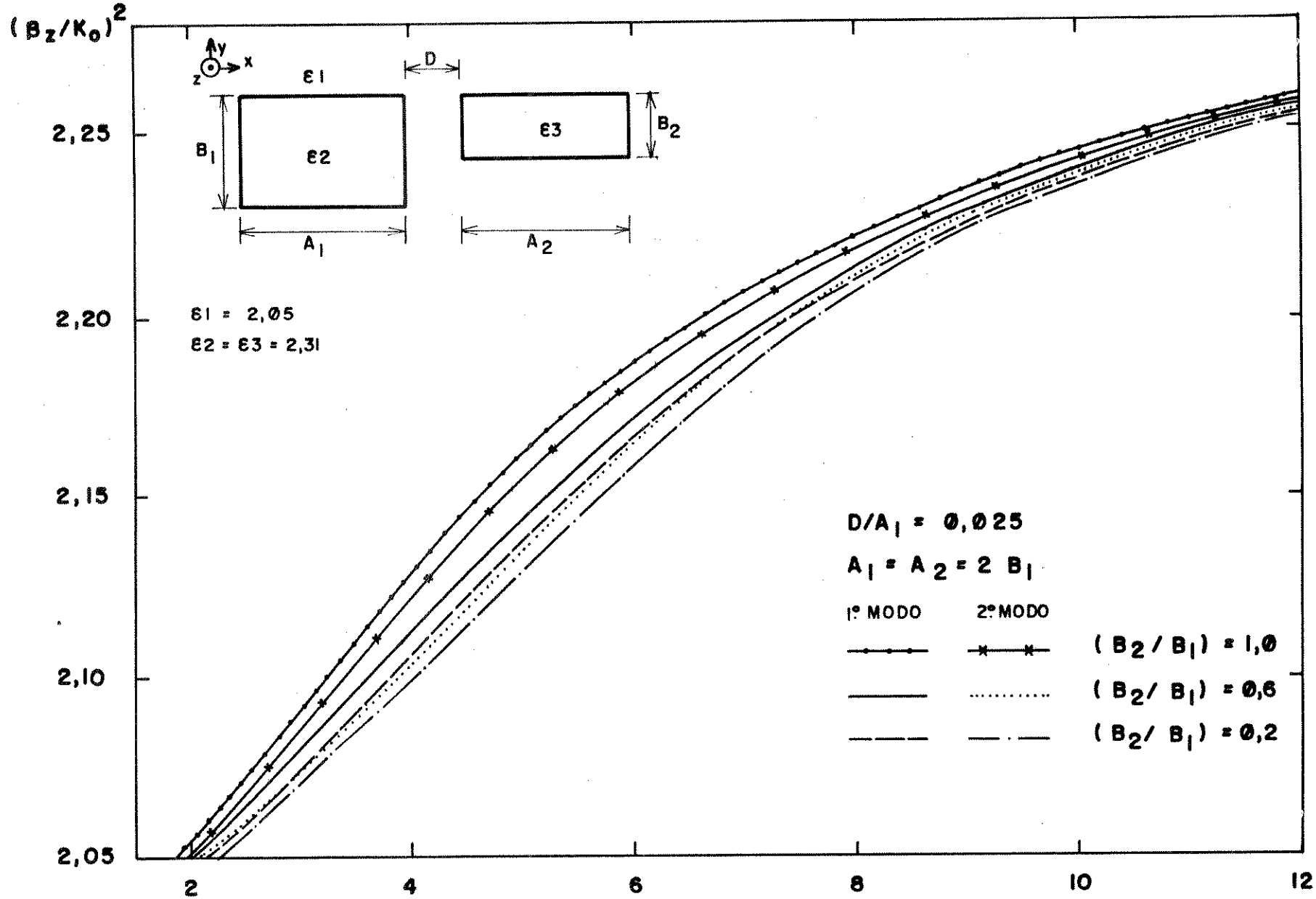


Figura 4.2. Constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/k_o)^2$, dos dois primeiros modos, como função da freqüência normalizada, $k_o.B1$, para (A2/A1)=1,0; (A1/B1)=2,0; (D/A1)=0,025 e para (B2/B1)=1,0; 0,6 e 0,2; com ϵ_1=2,05 e ϵ_2=ϵ_3=2,31.

(B2/B1)=1,0; 0,6 e 0,2.

Nota-se que, à medida que (B2/B1) decrescem as curvas movem-se para a direita na direção das freqüências mais altas. Com o objetivo de melhor detalhar este efeito, seguem-se as Figuras 4.3 e 4.4. Estas referem-se, respectivamente, ao primeiro e ao segundo modos para diversos valores de (B2/B1).

A Figura 4.5 mostra a característica de dispersão para a estrutura da Figura 4.1, com (B1/B2)=1,0; (A1/B1)=2,0 e (A2/A1)=1,0; 0,6 e 0,2.

Verifica-se que o efeito provocado pela variação da relação (A2/A1) sobre a característica de dispersão é análogo àquele provocado pela variação de (B2/B1). Visando mostrar melhor este efeito, seguem-se as Figuras 4.6 e 4.7, que representam, respectivamente, o primeiro e o segundo modo para $\epsilon_2=\epsilon_3=2,31$, com (A2/A1)=1,0; 0,8; 0,6; 0,4 e 0,2.

Comparando-se os gráficos representados pelas Figuras 4.3 e 4.4 com aquelas mostradas pelas Figuras 4.5 e 4.6, constata-se que os modos são mais sensíveis aos primeiros decréscimos dados à relação (B2/B1).

A Figura 4.8 representa a característica de dispersão para a estrutura da Figura 4.1 com (A1/A2)=1,0; (B1/B2)=1,0; $\epsilon_1=2,05$; $\epsilon_2=2,19$ e $\epsilon_3=2,19$; 2,31; 2,50; 2,80; 3,0; 3,43.

Nota-se que, à medida que o índice de refração, ϵ_3, do guia com dimensões A2, B2 cresce, as curvas deslocam-se para a esquerda e aumentam suas inclinações. Verifica-se

ainda que a distância entre as curvas dos primeiro e segundo modos aumenta gradativamente, à medida que incrementa-se o valor de ϵ_3.

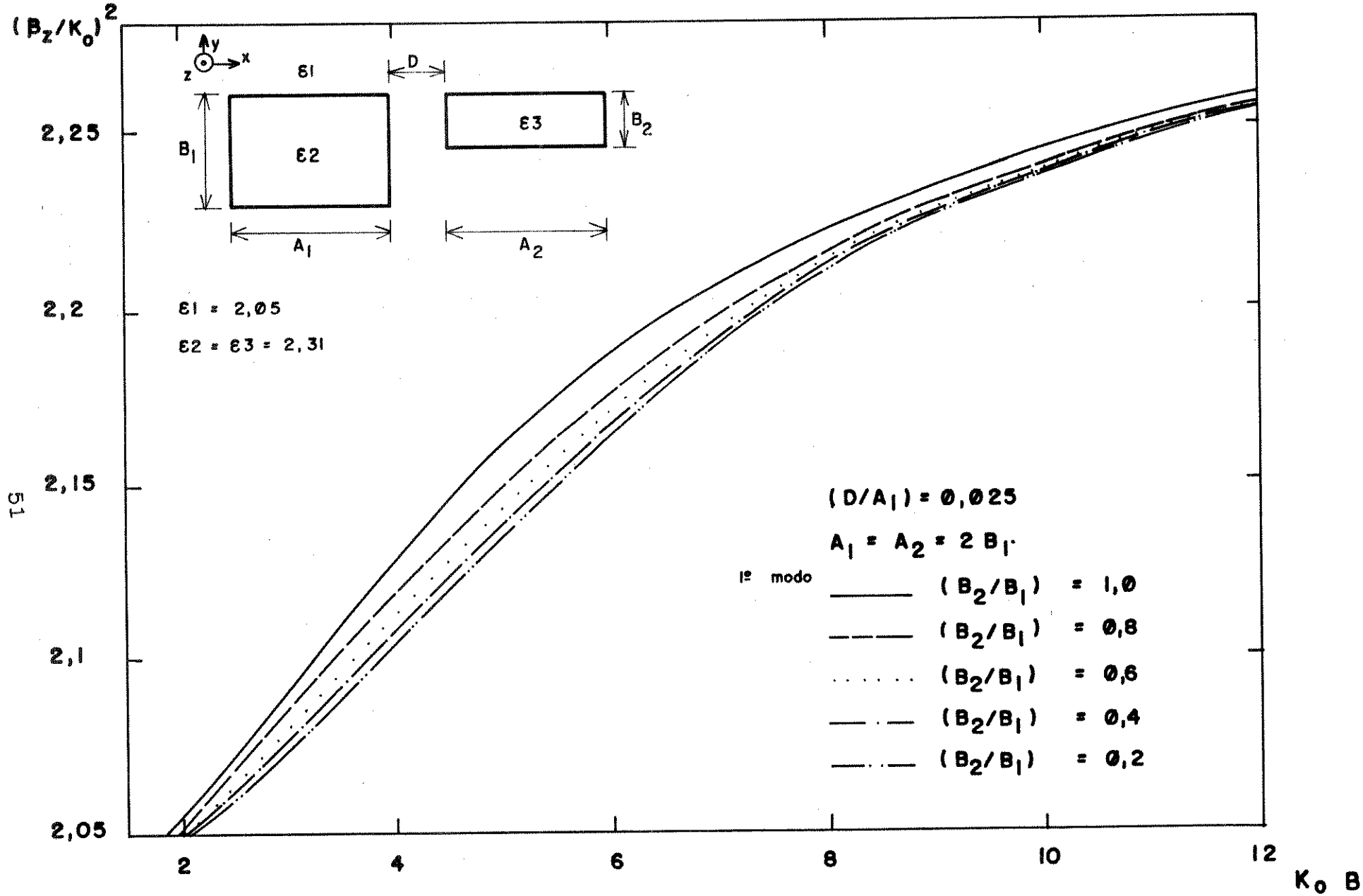


Figura 4.3. Constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/k_0)^2$, do primeiro modo, como função da freqüência normalizada, $k_0.B1$, para (A2/A1)=1,0; (A1/B1)=2,0; (D/A1)=0,025 e para (B2/B1)=1,0; 0,8; 0,6; 0,4 e 0,2; com ϵ_1=2,05 e ϵ_2=ϵ_3=2,31.

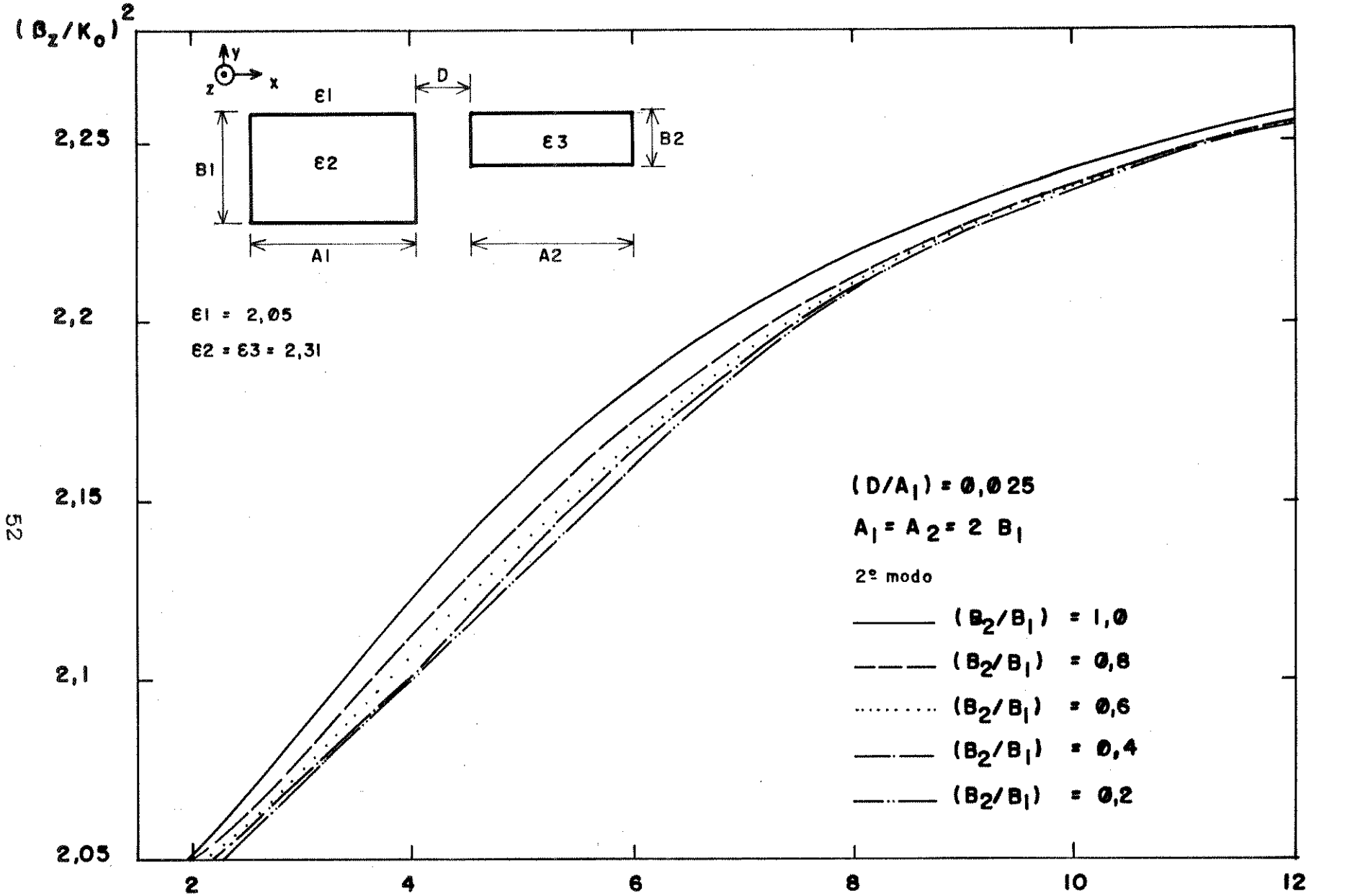


Figura 4.4. Constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/k_o)^2$, do segundo modo, como função da freqüência normalizada, $k_o.B1$, para (A2/A1)=1,0; (A1/B1)=2,0; (D/A1)=0,025 e para (B2/B1)=1,0; 0,8; 0,6;0,4 e 0,2; com ϵ_1=2,05 e ϵ_2=ϵ_3=2,31.

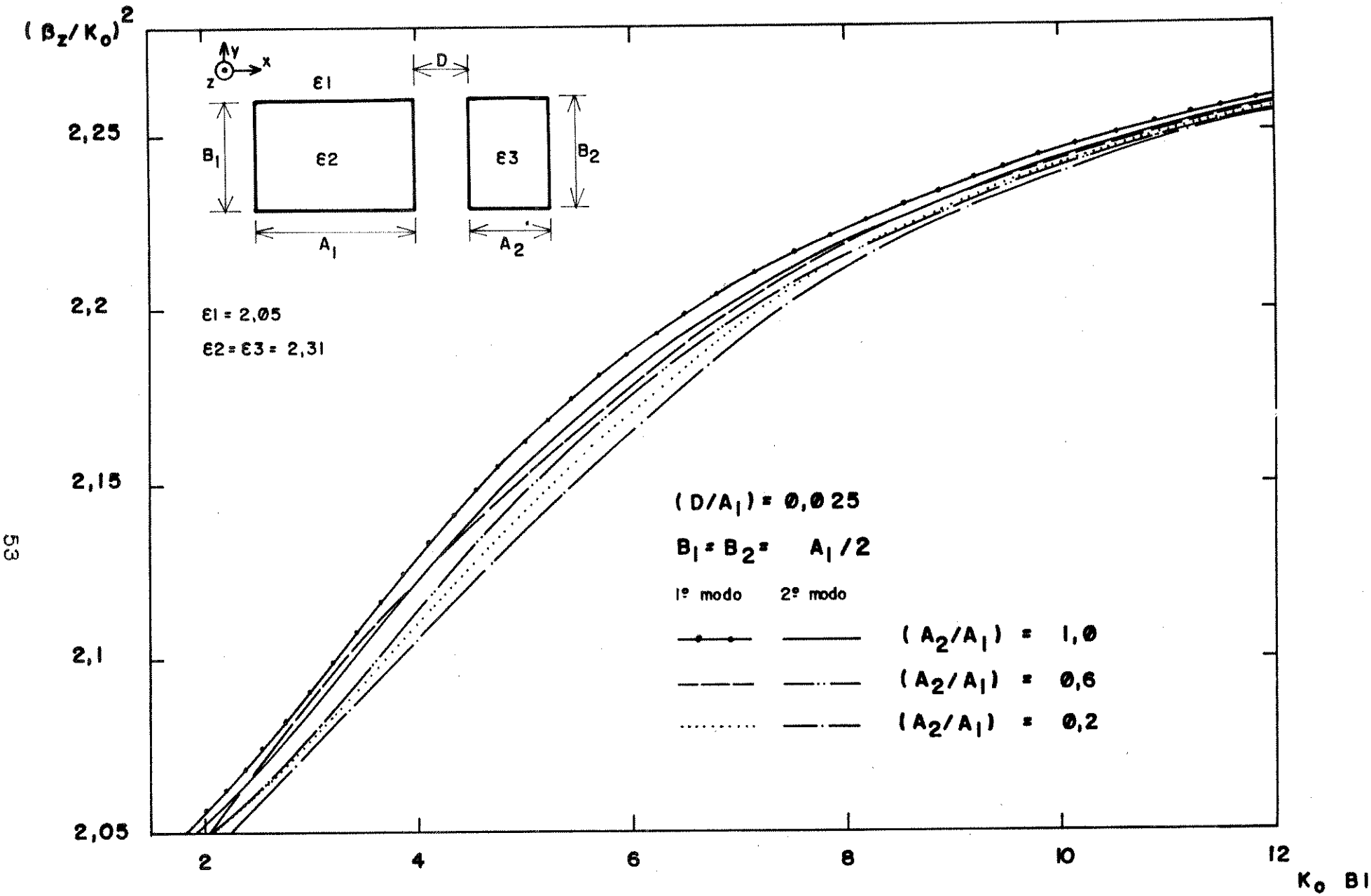


Figura 4.5. Constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/k_0)^2$, dos dois primeiros modos, como função da freqüência normalizada, $k_0.B1$, para (B2/B1)=1,0; (A1/B1)=2,0; (D/A1)=0,025 e para (A2/A1)=1,0; 0,6 e 0,2; com ϵ_1=2,05 e $\epsilon_2=\epsilon_3$=2,31.

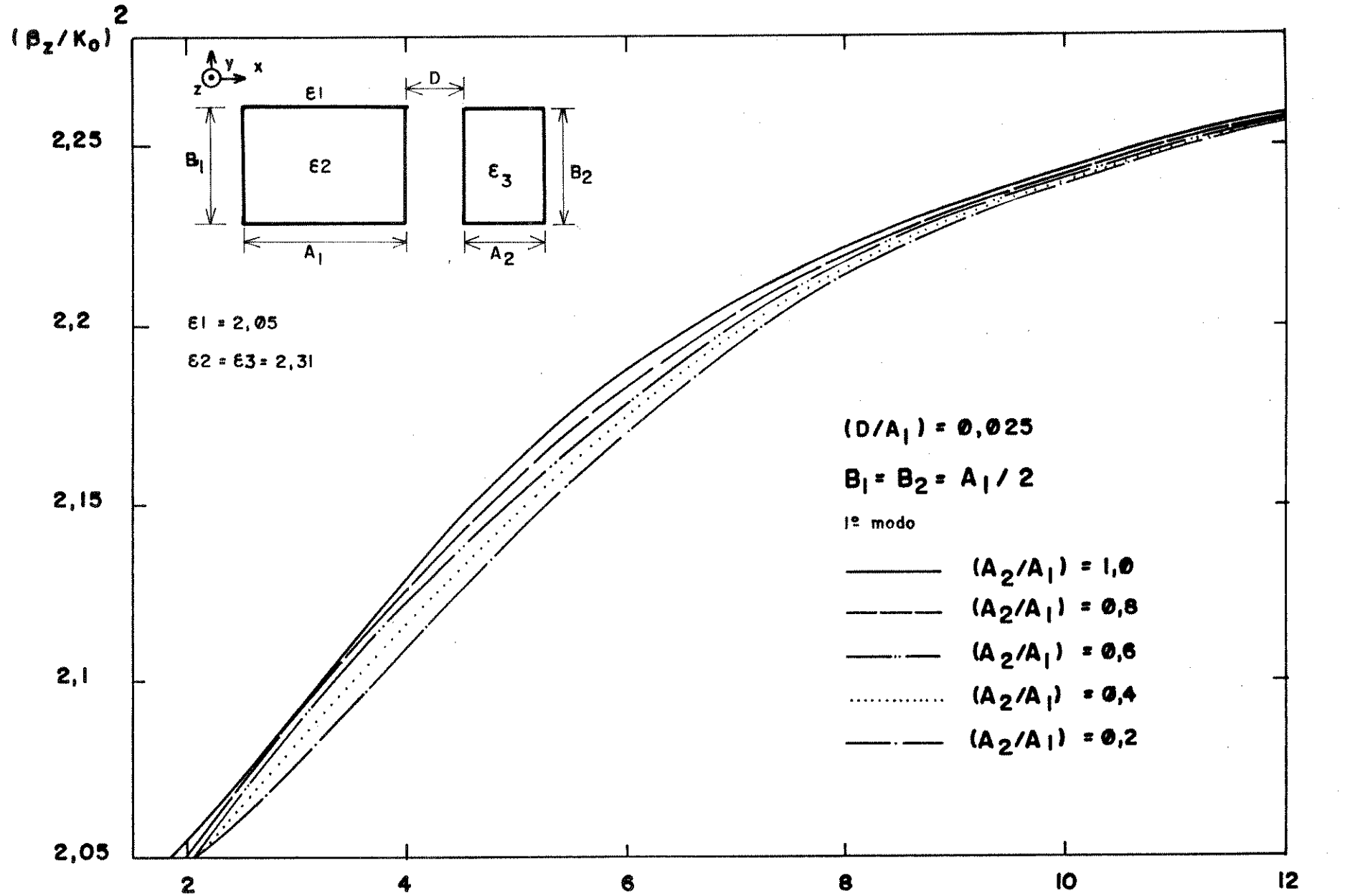


Figura 4.6. Constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/k_0)^2$, do primeiro modo, como função da freqüência normalizada, $k_0.B1$, para (B2/B1)=1,0; (A1/B1)=2,0; (D/A1)=0,025 e para (A2/A1) = 1,0; 0,8; 0,6; 0,4 e 0,2; com ϵ_1=2,05 e ϵ_2=ϵ_3=2,31.

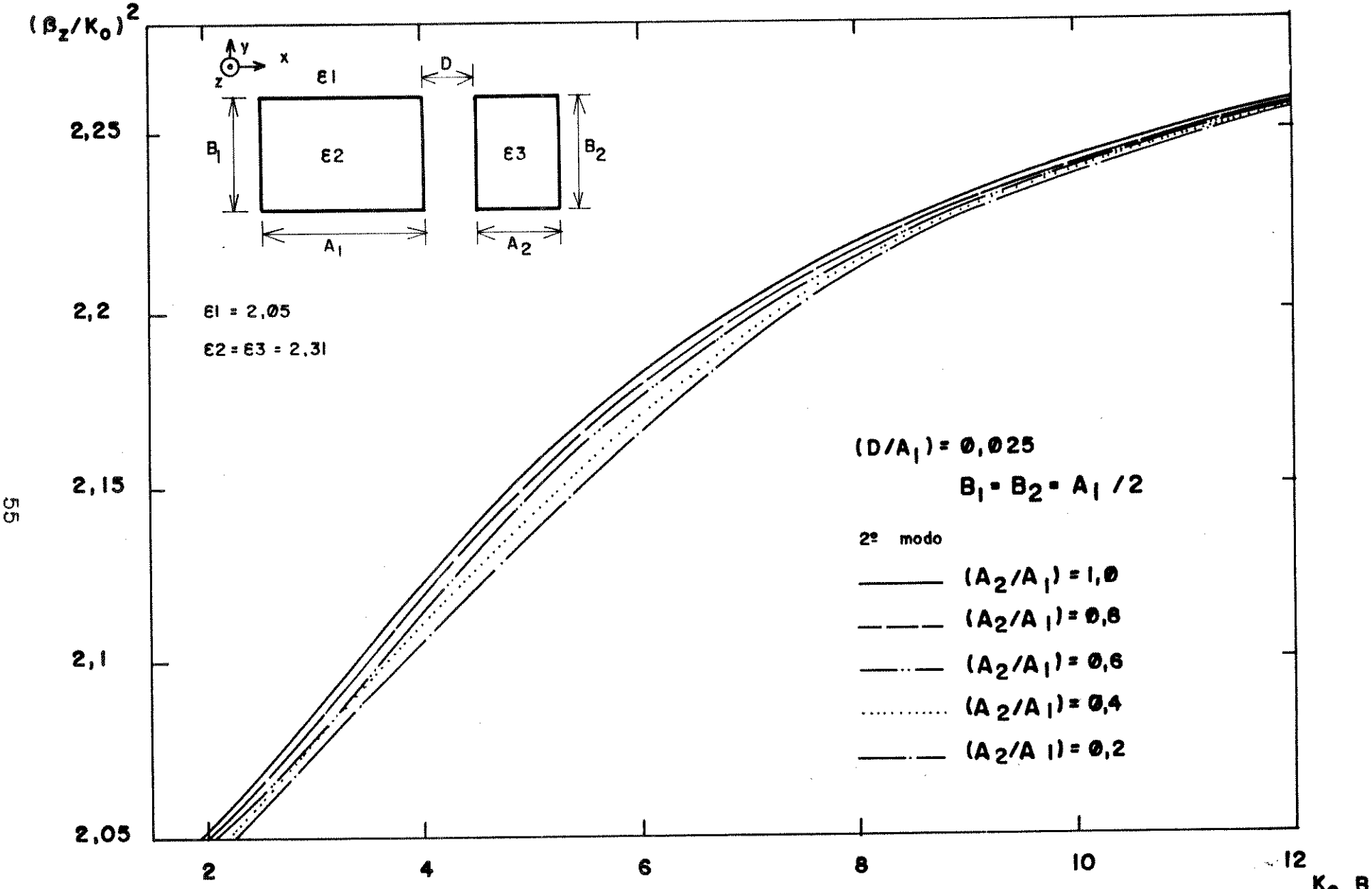


Figura 4.7. Constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/k_0)^2$, do segundo modo, como função da freqüência normalizada, $k_0.B1$, para (B2/B1)=1,0; (A1/B1)=2,0; (D/A1)=0,025 e para (A2/A1) = 1,0; 0,8; 0,6; 0,4 e 0,2; com ϵ_1=2,05 e $\epsilon_2=\epsilon_3$=2,31.

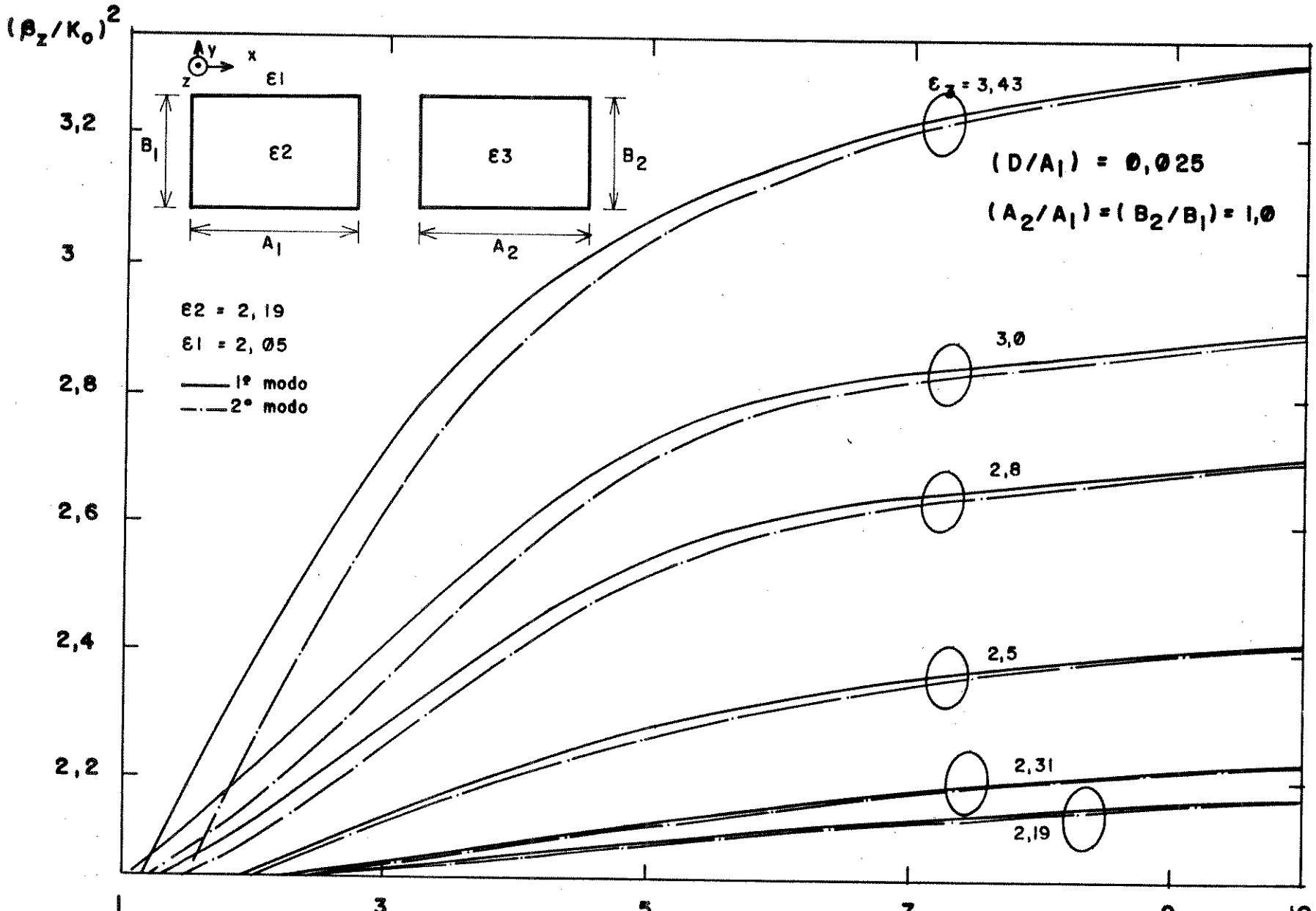


Figura 4.8. Constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/k_o)^2$, dos dois primeiros modos, como função da freqüência normalizada, $k_o.B1$, para (B2/B1)=1,0; (A2/A1)=1,0; (D/A1)=0,025 e para ϵ_3=2,19; 2,31; 2,5; 2,8; 3,0 e 3,43.

4.4. CONCLUSÕES.

Os resultados mostram que, com a redução da relação (A2/A1), as curvas dos primeiro e segundo modos da estrutura (Figura 4.1) deslocam-se na direção das freqüências mais altas. Nota-se efeito similar quando a relação (B2/B1) é reduzida.

Na situação em que tem-se dois guias de ondas diferenciados apenas pelas constantes dielétricas ($\epsilon_2 \neq \epsilon_3$), nota-se que, um incremento em ϵ_3, causa um deslocamento das curvas para a esquerda, aumentando suas inclinações e o distanciamento entre as mesmas.

CAPÍTULO 5.

EFEITO DA VARIAÇÃO DAS DIMENSÕES TRANSVERSAIS NO ACOPLAMENTO ENTRE GUIAS DIELÉTRICOS ANISOTRÓPICOS RETANGULARES EMBEBIDOS.

5.1. INTRODUÇÃO.

Este capítulo apresenta os resultados numéricos provenientes da aplicação do método DFDF em uma estrutura constituída por dois guias de onda retangulares dielétricos anisotrópicos embebidos em um meio dielétrico isotrópico.

Examina-se a influência da variação das dimensões transversais de um dos guias sobre as características de dispersão da estrutura. Verifica-se também a influência da mudança de orientação do eixo óptico.

5.2. DESCRIÇÃO DA ESTRUTURA.

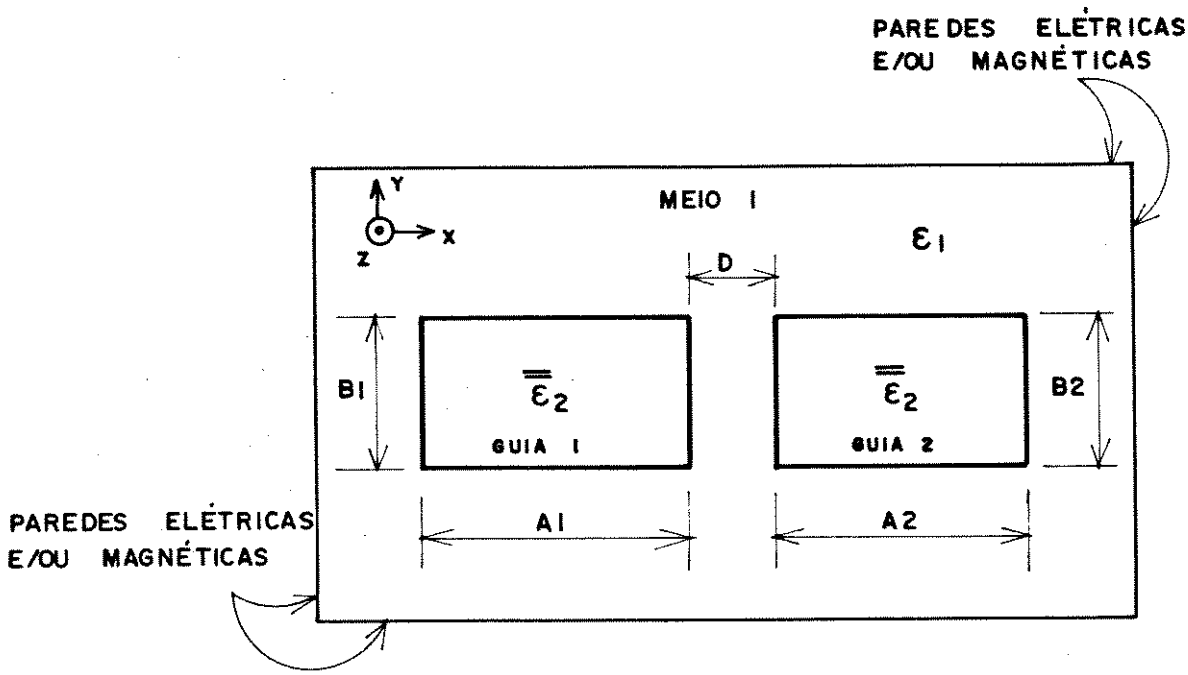


Figura 5.1. Guias de onda retangulares dielétricos anisotrópicos embebidos em material dielétrico isotrópico.

A secção transversal da estrutura considerada é mostrada na Figura 5.1. Trata-se de dois guias retangulares dielétricos anisotrópicos embebidos em um dielétrico isotrópico. As dimensões transversais dos guias 1 e 2 são A1, B1 e A2, B2, respectivamente, com (A1/B1)=2,0. Os guias são separados pela distância (D/A1)=0,025. Este valor é

suficientemente pequeno para ter-se um forte acoplamento [1].

A permissividade relativa para o meio 1 é ϵ_1=2,05. Os guias embebidos tem as componentes da permissividade relativa iguais a ϵ_{x2}=2,19, $\epsilon_{y2}=\epsilon_{z2}$=2,31. Nesta situação o eixo óptico está posicionado ao longo da direção do eixo x.

Para examinar o efeito da variação das dimensões de um dos guias sobre a característica de dispersão admitiram-se as seguintes situações:

a) manteve-se (A2/A1)=1,0 e variou-se a relação (B2/B1);

b) manteve-se (B2/B1)=1,0 e variou-se a relação (A2/A1).

Para verificar o efeito da mudança de orientação do eixo óptico repetiram-se as situações a e b com o eixo óptico nas direções y e z.

5.3. RESULTADOS.

Somente os dois primeiros modos da estrutura são examinados.

A Figura 5.2 mostra a constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/K_o)^2$, como função da freqüência normalizada K_o.B1, com (A2/A1)=1,0 e (A1/B1)=2,0; para a situação em que o eixo óptico está orientado ao longo da direção x. Nota-se que, à medida que a relação (B2/B1) decresce, as curvas de dispersão deslocam-se para a região de freqüências mais altas. O citado

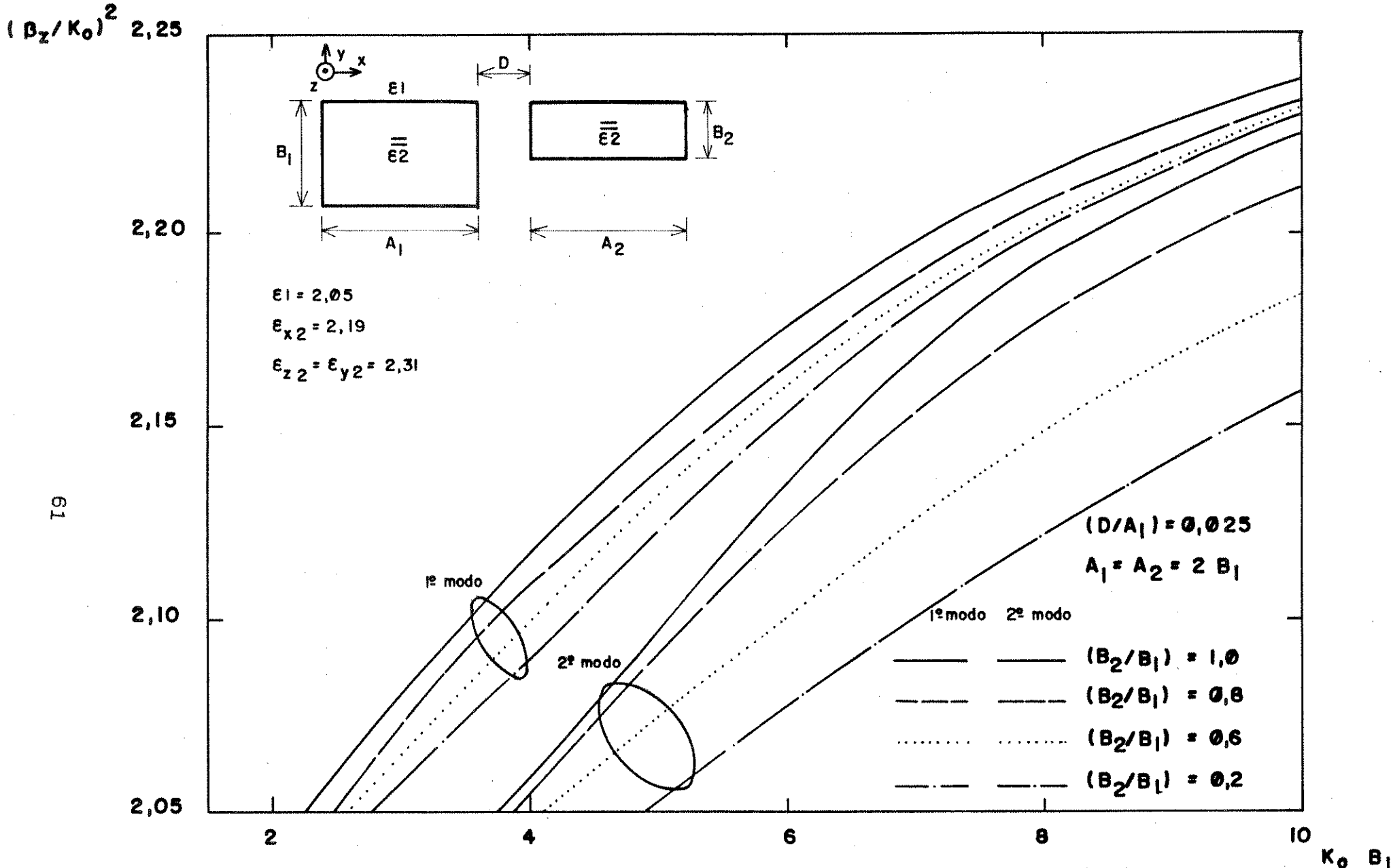


Figura 5.2. Constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/k_0)^2$, dos dois primeiros modos, como função da freqüência normalizada, $k_0.B1$, para (A2/A1)=1,0; (A1/B1)=2,0; (D/A1)=0,025 e para (B2/B1)=1,0; 0,8; 0,6 e 0,2; com ϵ_1=2,05; ϵ_{x2}=2,19 e $\epsilon_{y2}=\epsilon_{z2}$=2,31.

deslocamento é mais pronunciado para o segundo modo. Portanto, à medida que a relação (B2/B1) decresce aumenta-se a distância entre as curvas de dispersão dos dois primeiros modos.

A Figura 5.3 mostra a constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/K_o)^2$, como função da freqüência normalizadora, K_oB1, para a estrutura da Figura 5.1, com (B2/B1)=1,0; (A1/B1)=2,0 e guias com eixo óptico ao longo da direção x. Os índices de refração são os mesmos do caso anterior. Nota-se que, o efeito de reduzir a relação (A2/A1) é similar àquele produzido quando (B2/B1) é reduzido.

Comparando as Figuras 5.2 e 5.3 constata-se que o primeiro modo é mais afetado para os decréscimos dados a (B2/B1). Verifica-se ainda que a inclinação da curva correspondente ao segundo modo é mais afetada quando varia-se (B2/B1).

A Figura 5.4 mostra a característica de dispersão para a estrutura da Figura 5.1, com (A1/A2)=1,0; (A1/B1)=2,0 e guias com eixo óptico ao longo da direção do eixo y. Para esta situação as componentes do tensor permissividade relativa dos guias são iguais a $\epsilon_{y2}=2,19$ e $\epsilon_{x2}=\epsilon_{z2}=2,31$. À medida que a relação (B2/B1) é reduzida, as curvas de dispersão deslocam-se na direção das freqüências mais altas. Este efeito é mais pronunciado para o segundo modo.

A Figura 5.5 mostra a constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/K_o)^2$, como função da freqüência normalizada, K_oB1, para a

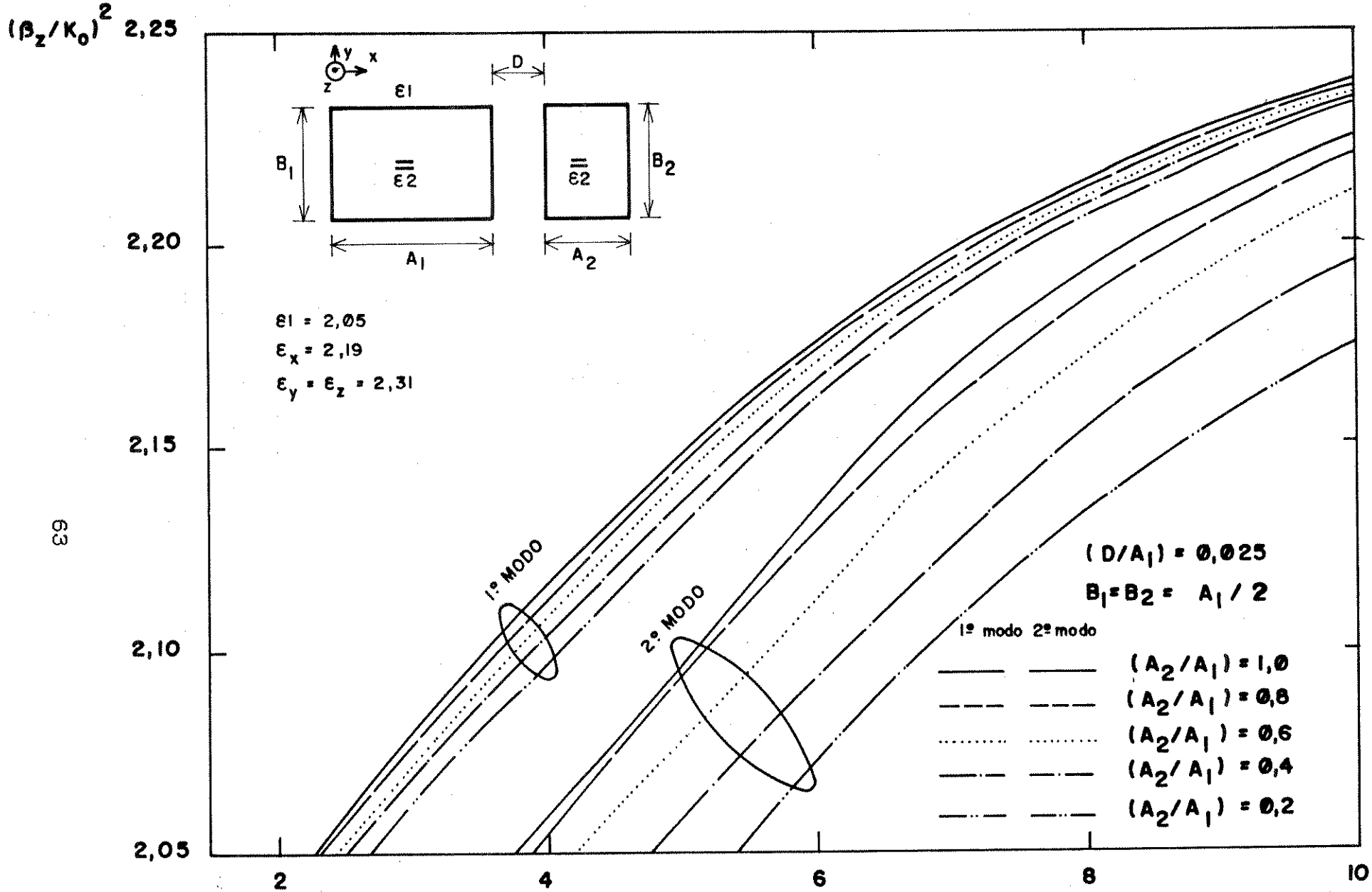


Figura 5.3. Constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/k_0)^2$, dos dois primeiros modos, como função da freqüência normalizada, $k_0.B1$, para (B2/B1)=1,0; (A1/B1)=2,0; (D/A1)=0,025 e para (A2/A1)=1,0; 0,8; 0,6; 0,4 e 0,2; com ϵ_1=2,05; ϵ_{x2}=2,19 e $\epsilon_{y2}=\epsilon_{z2}$=2,31.

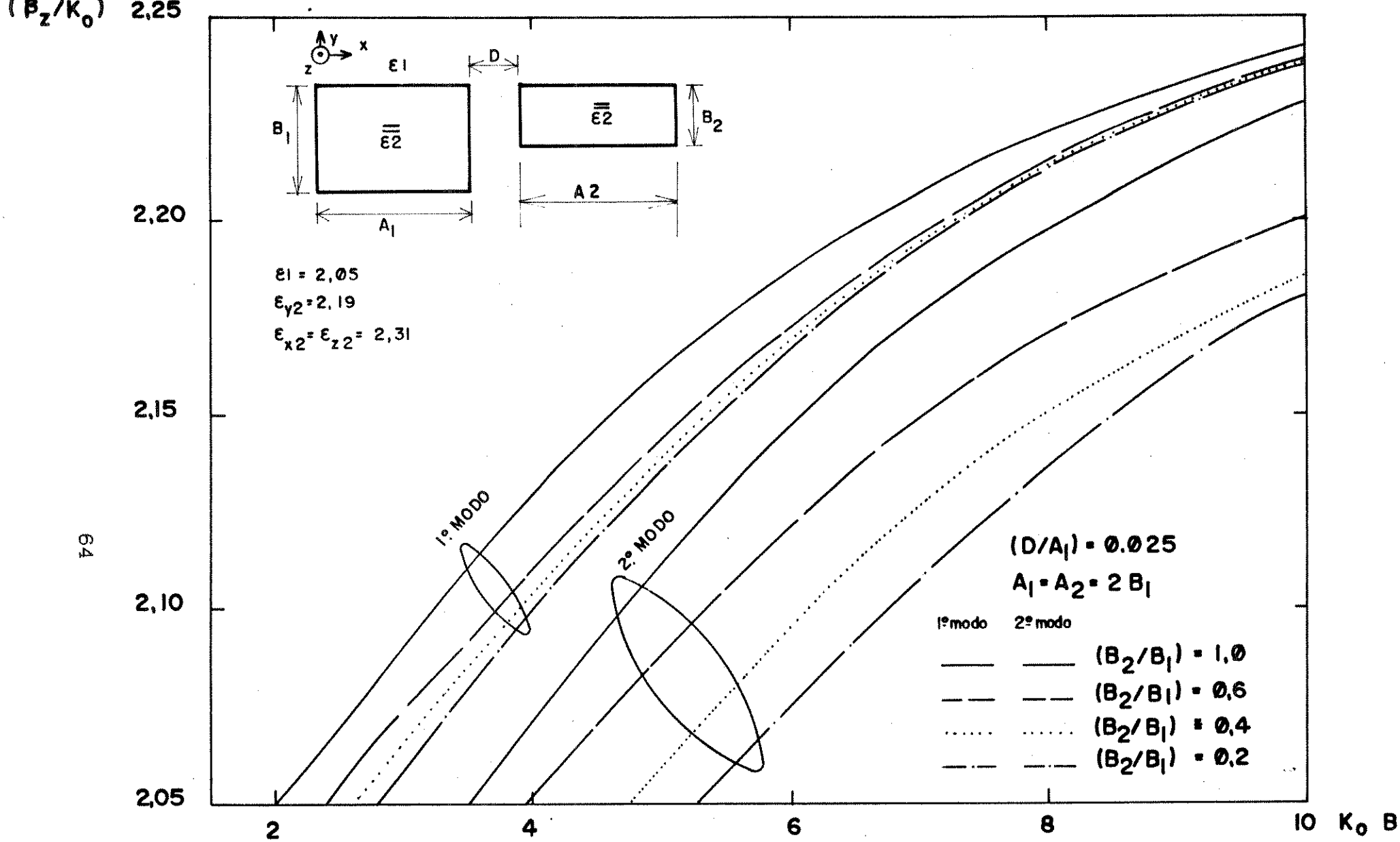


Figura 5.4. Constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/k_0)^2$, dos dois primeiros modos, como função da freqüência normalizada, $k_0.B1$, para (A2/A1)=1,0; (A1/B1)=2,0; (D/A1)=0,025 e para (B2/B1)=1,0; 0,6; 0,4 e 0,2; com ϵ_1=2,05; ϵ_{y2}=2,19 e $\epsilon_{x2}=\epsilon_{z2}$=2,31.

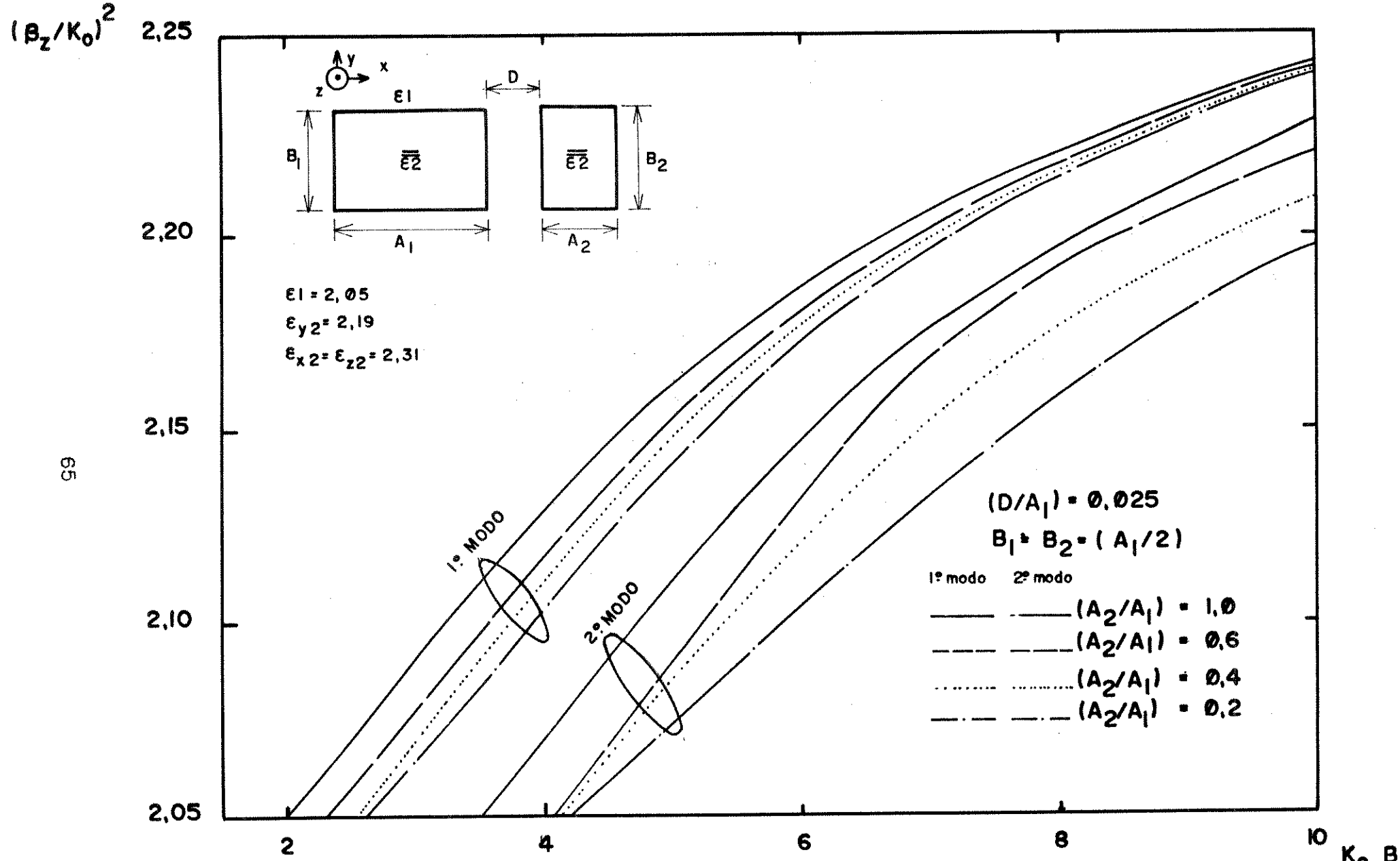


Figura 5.5. Constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/k_0)^2$, dos dois primeiros modos, como função da freqüência normalizada, $k_0.B1$, para (B2/B1)=1,0; (A1/B1)=2,0; (D/A1)=0,025 e para (A2/A1)=1,0: 0,6:0,4 e 0,2; com ε_1=2,05; ε_{y2}=2,19 e $\varepsilon_{x2}=\varepsilon_{z2}$=2,31.

estrutura da Figura 5.1, com eixo óptico ao longo da direção do eixo y. As constantes dielétricas são as mesmas do caso anterior. Nota-se que o efeito provocado pela variação de (A2/A1) sobre a característica de dispersão é similar àquele produzido pela variação de (B2/B1).

Comparando-se as Figuras 5.4 e 5.5 nota-se que as constantes dielétricas efetivas da estrutura, especialmente correspondentes ao segundo modo, são mais afetadas quando varia-se a relação (B2/B1).

A Figura 5.6 representa a constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/K_o)^2$, como função da freqüência normalizada, K_oB1, para a estrutura da Figura 5.1, com o eixo óptico ao longo do eixo z. Os guias embebidos têm as componentes do tensor permissividade relativa iguais a $\epsilon_{z2}=2,19$ e $\epsilon_{x2}=\epsilon_{y2}=2,31$. Para facilitar a compreensão das curvas da Figura 5.6 seguem-se as Figuras 5.7 e 5.8. Elas representam, respectivamente, o primeiro e o segundo modos para diversos valores de (B2/B1). Nota-se que, à medida que (B2/B1) é reduzido, as curvas, especialmente para o segundo modo, deslocam-se na direção das freqüências mais elevadas.

A Figura 5.9 representa a característica de dispersão para a estrutura da Figura 5.1, com (B1/B2)=1,0; (A1/B1)=2,0 e eixo óptico na direção z. As constantes dielétricas são as mesmas da situação anterior. Para ter-se uma melhor visualização dos resultados numéricos, seguem-se as Figuras 5.10 e 5.11, que mostram, respectivamente, o primeiro e o

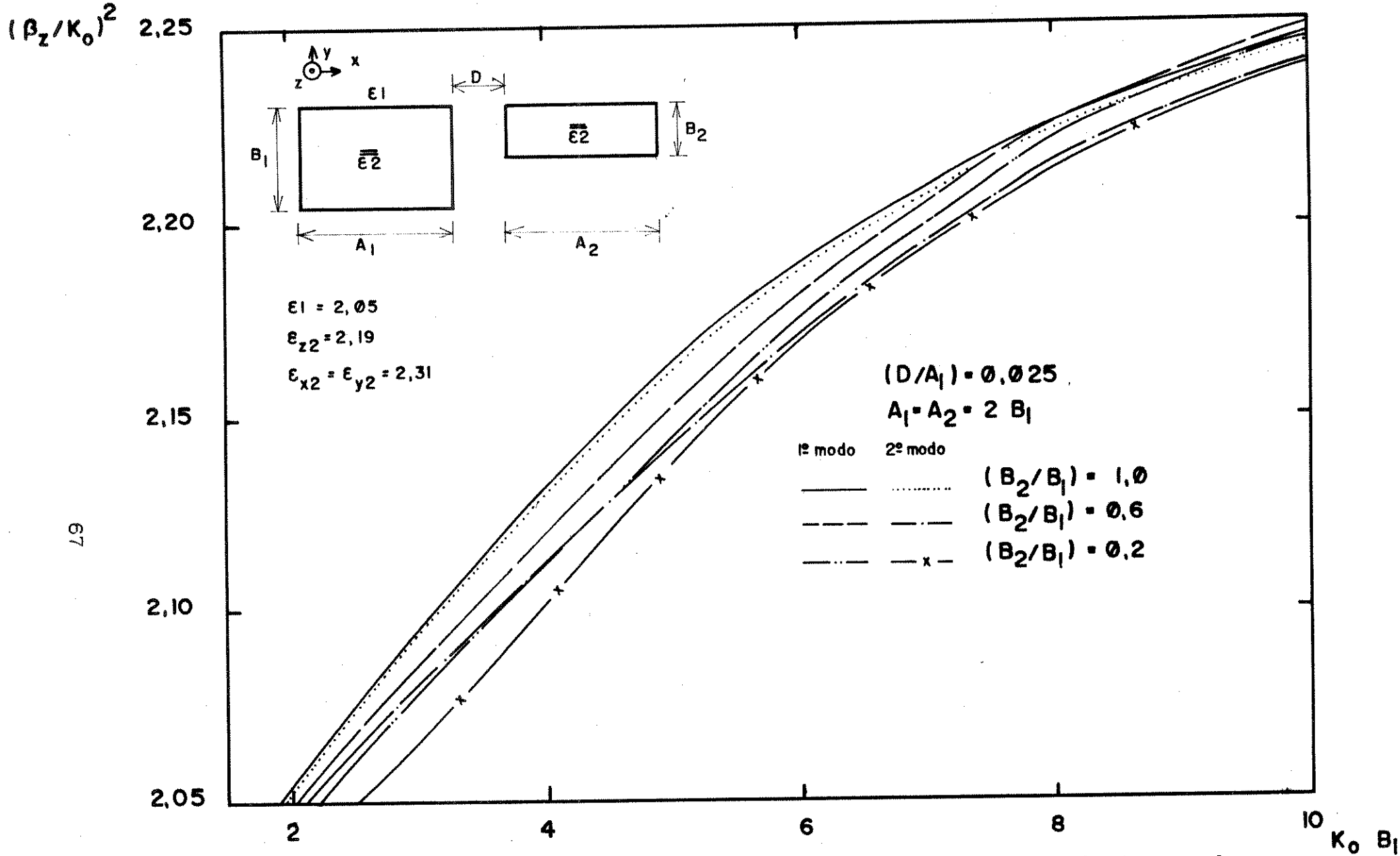


Figura 5.6. Constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/k_0)^2$, dos dois primeiros modos, como função da freqüência normalizada, $k_0.B1$, para (A2/A1)=1,0; (A1/B1)=2,0; (D/A1) = 0,025 e para (B2/B1)=1,0; 0,6 e 0,2; com ϵ_1=2,05; ϵ_{z2}=2,19 e $\epsilon_{x2}=\epsilon_{y2}$=2,31.

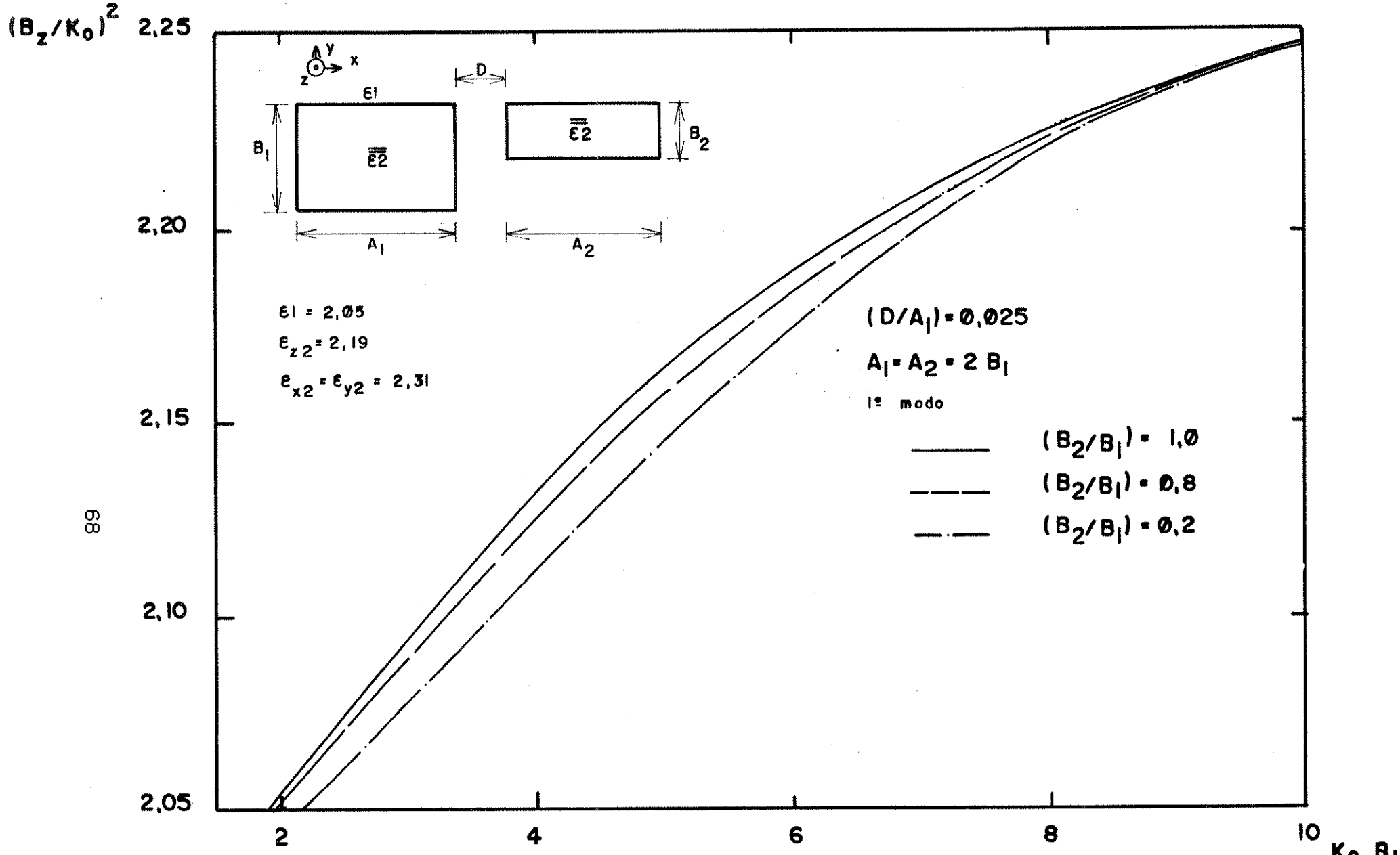


Figura 5.7. Constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/k_0)^2$, do primeiro modo, como função da freqüência normalizada, $k_0.B1$, para (A2/A1) = 1,0; (A1/B1) = 2,0; (D/A1)=0,025 e para (B2/B1) = 1,0; 0,8 e 0,2; com ϵ_1=2,05; ϵ_{z2}=2,19 e $\epsilon_{x2}=\epsilon_{y2}$=2,31.

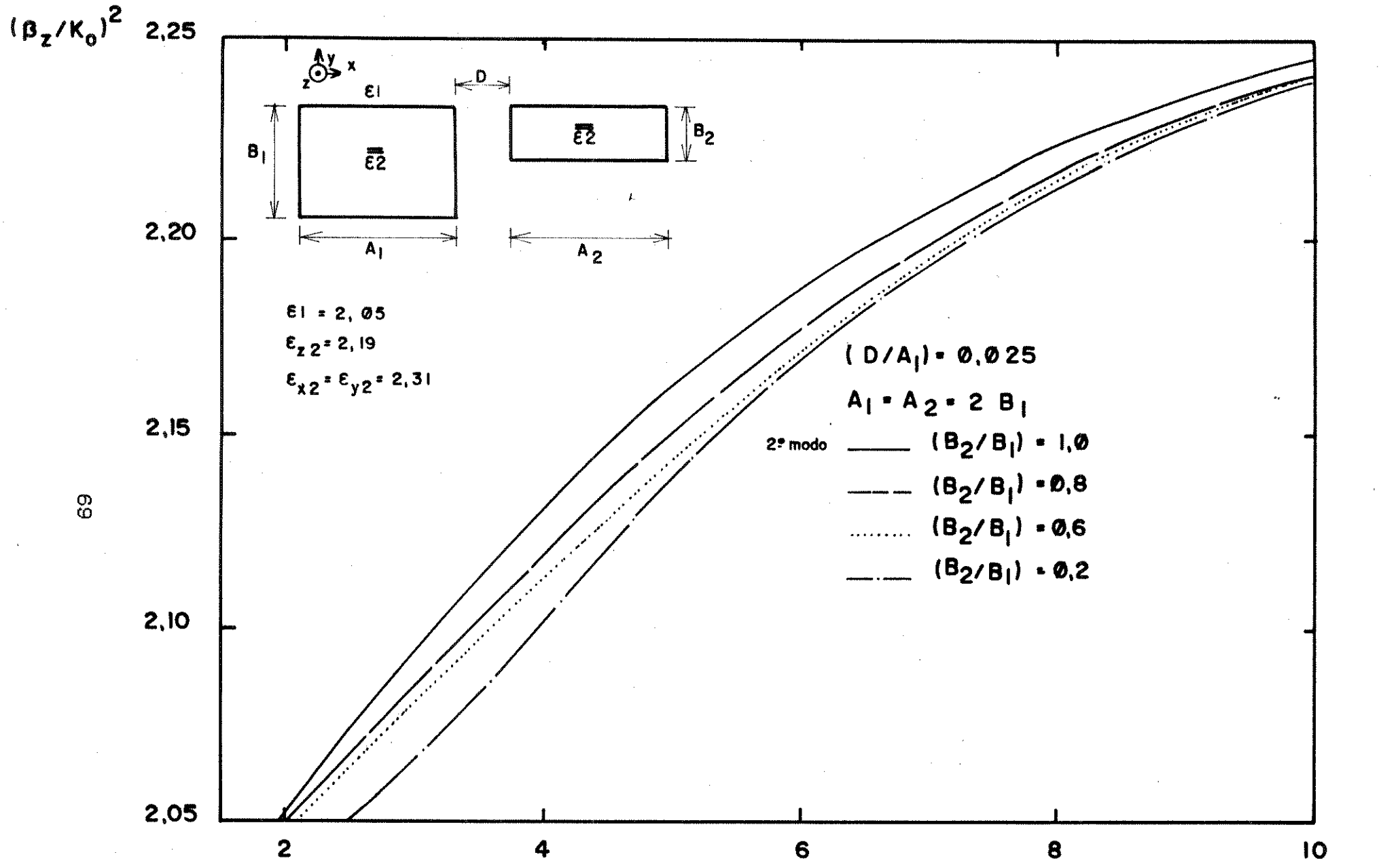


Figura 5.8. Constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/k_o)^2$, do segundo modo, como função da freqüência normalizada, k_o.B1, para (A2/A1) = 1,0; (A1/B1) = 2,0; (D/A1) = 0,025 e para (B2/B1) = 1,0; 0,8; 0,6 e 0,2; com ϵ_1=2,05; ϵ_{x2}=2,19 e $\epsilon_{x2}=\epsilon_{y2}$=2,31.

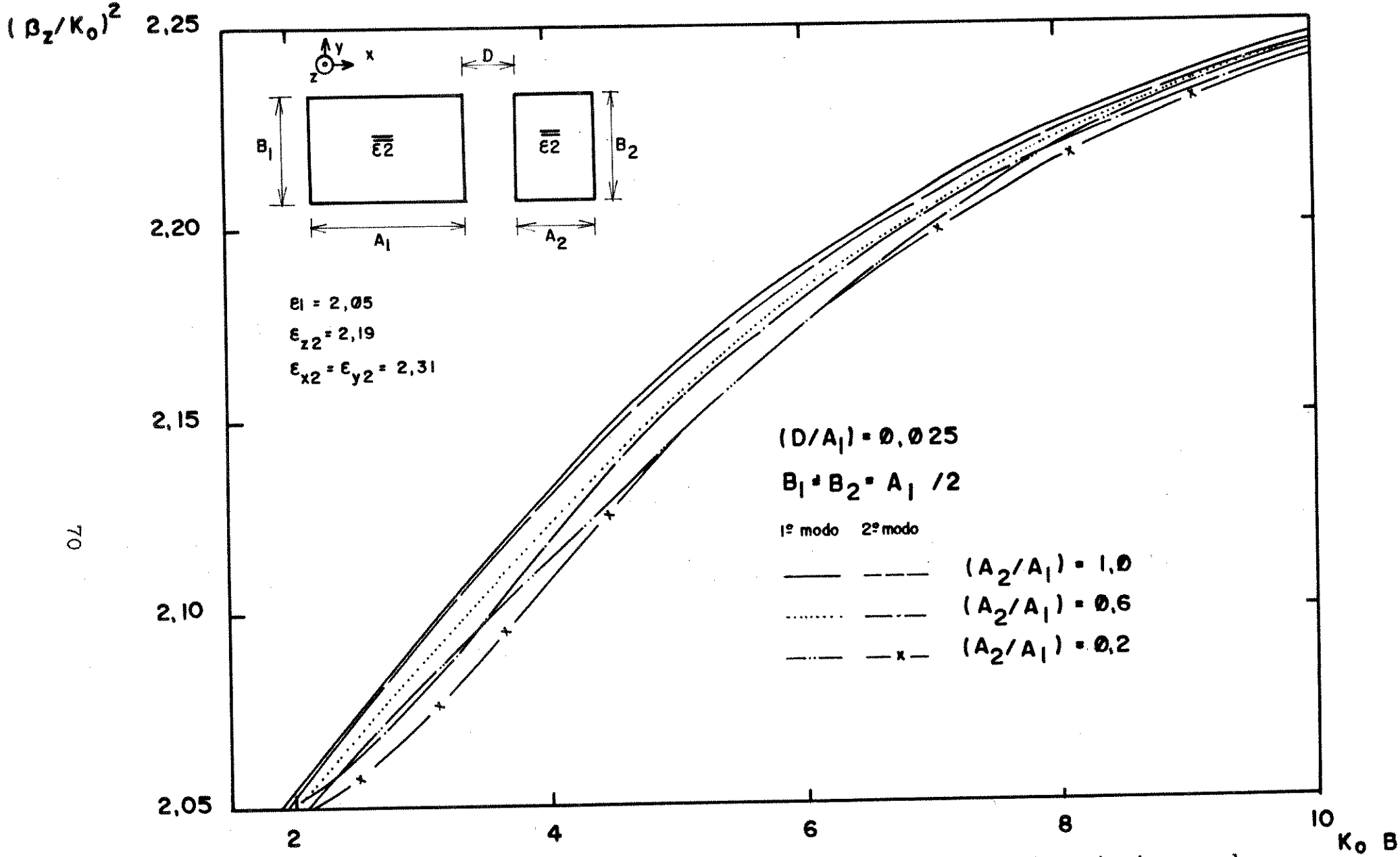


Figura 5.9. Constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/k_0)^2$, dos dois primeiros modos, como função da freqüência normalizada, $k_0.B1$, para (B2/B1)=1,0; (A1/B1)=2,0; (D/A1) = 0,025 e para (A2/A1) = 1,0; 0,6 e 0,2; ϵ_1=2,05; ϵ_{z2}=2,19 e $\epsilon_{x2}=\epsilon_{y2}$=2,31.

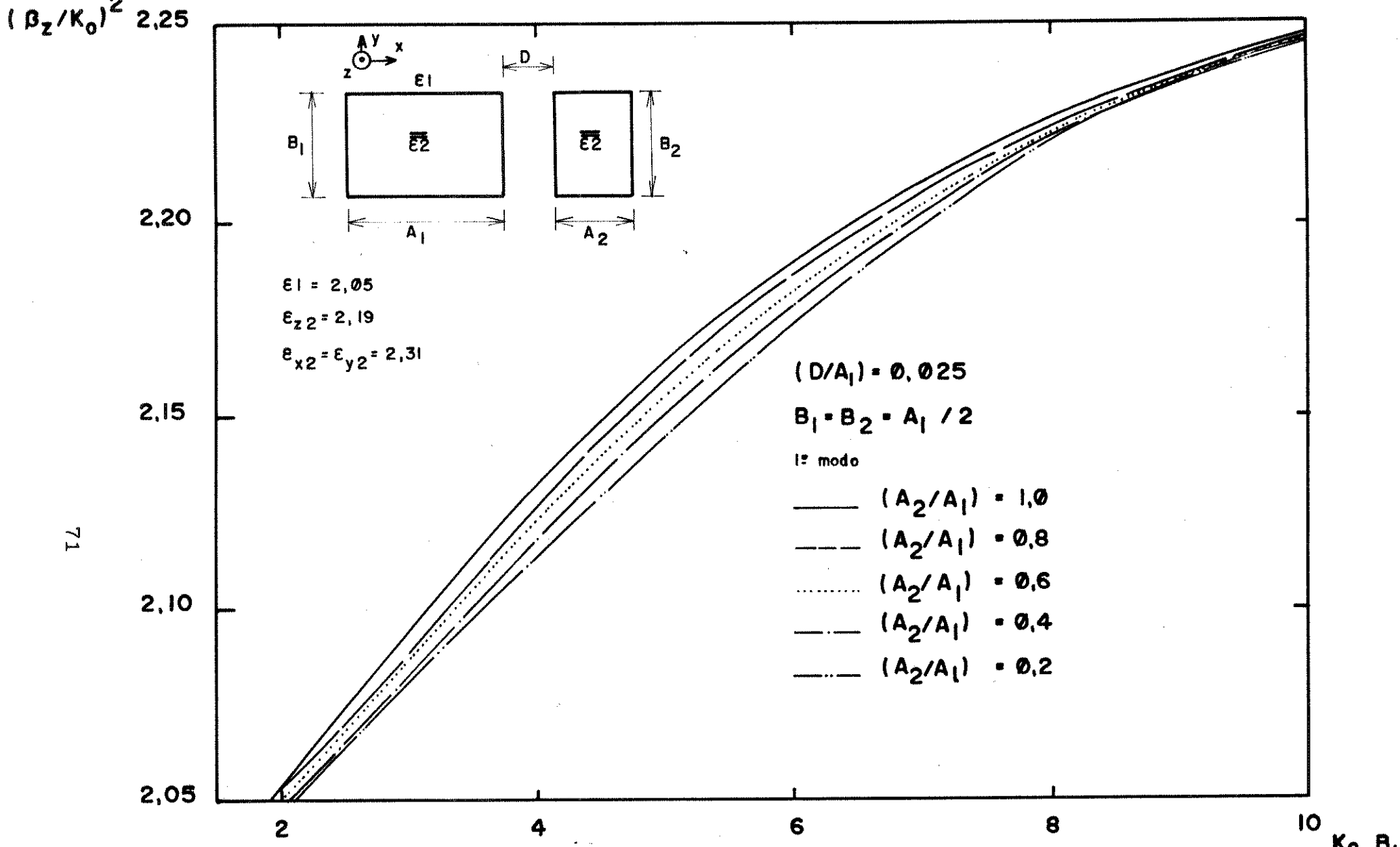


Figura 5.10. Constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/k_0)^2$, do primeiro modo, como função da freqüência normalizada, $k_0.B1$, para (B2/B1) = 1,0; (A1/B1) = 2,0; (D/A1) = 0,025 e para (A2/A1) = 1,0; 0,8; 0,6; 0,4 e 0,2; com ϵ_1=2,05; ϵ_{z2}=2,19 e $\epsilon_{x2}=\epsilon_{y2}$=2,31.

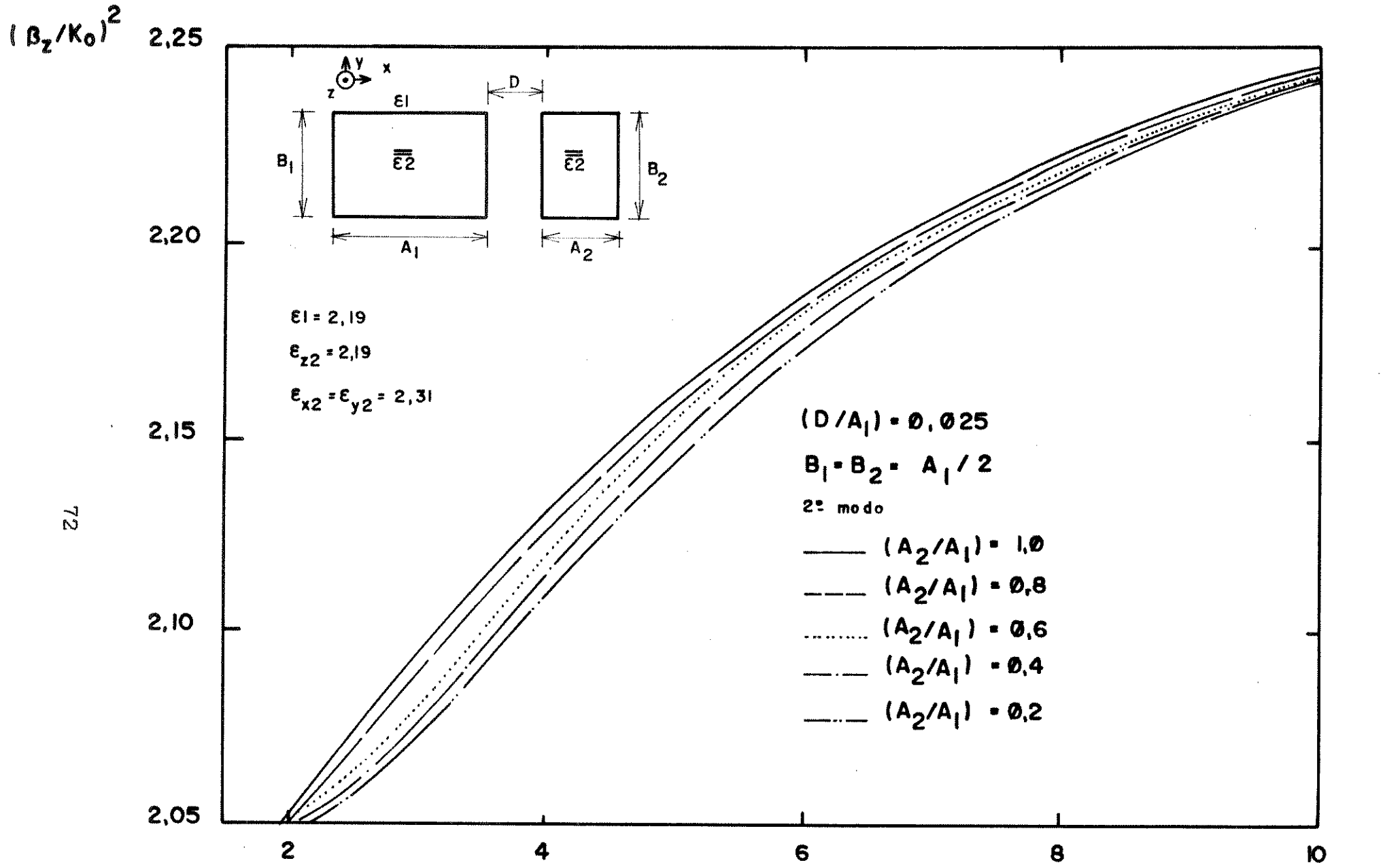


Figura 5.11. Constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/k_0)^2$, do segundo modo, como função da freqüência normalizada, $k_0.B1$, para (B2/B1) = 1,0; (A1/B1) = 2,0; (D/A1) = 0,025 e para (A2/A1) = 1,0; 0,8; 0,6; 0,4 e 0,2; com ϵ_1=2,05; ϵ_{z2}=2,19 e $\epsilon_{x2}=\epsilon_{y2}$=2,31.

segundo modos para diversos valores de (A2/A1). Verifica-se que as curvas de dispersão deslocam-se para a direita, à medida que a relação (A2/A1) vai sendo decrementada. Nota-se também que o efeito da variação de (A2/A1) ou de (B2/B1) sobre a característica de dispersão é menor comparado com as situações em que tem-se o eixo óptico dos guias nas direções x e y.

5.4. CONCLUSÕES.

Reduzindo-se (B2/B1) ou (A2/A1), as curvas de dispersão dos dois primeiros modos deslocam-se na direção das freqüências mais altas. A intensidade deste efeito varia com a orientação do eixo óptico. As curvas de dispersão são mais afetadas, especialmente, nas situações em que o eixo óptico é posicionado ao longo das direções x ou y.

Comparando as figuras 5.10 e 5.11 com as figuras 4.3 e 4.4, respectivamente, verifica-se uma grande semelhança, embora ϵ_z seja menor que ϵ_3. Isto é esperado porque o campo elétrico em z é pequeno e ocorre predominância da componente do campo elétrico na direção y.

CAPÍTULO 6.

EFEITO DA VARIAÇÃO DAS DIMENSÕES TRANSVERSAIS NO ACOPLAMENTO ENTRE GUIAS ANISOTRÓPICOS RETANGULARES DIFUNDIDOS.

6.1. INTRODUÇÃO.

Neste capítulo é feita a análise dos resultados numéricos provenientes da aplicação do método DFDF em uma estrutura formada por dois guias retangulares dielétricos anisotrópicos difundidos em um substrato dielétrico anisotrópico.

Examina-se a influência da variação das dimensões transversais dos guias sobre a característica de dispersão dada pelo índice de refração efetivo, (β_z/K_o), em função da freqüência normalizada $K_o.B1$.

6.2. DESCRIÇÃO DA ESTRUTURA.

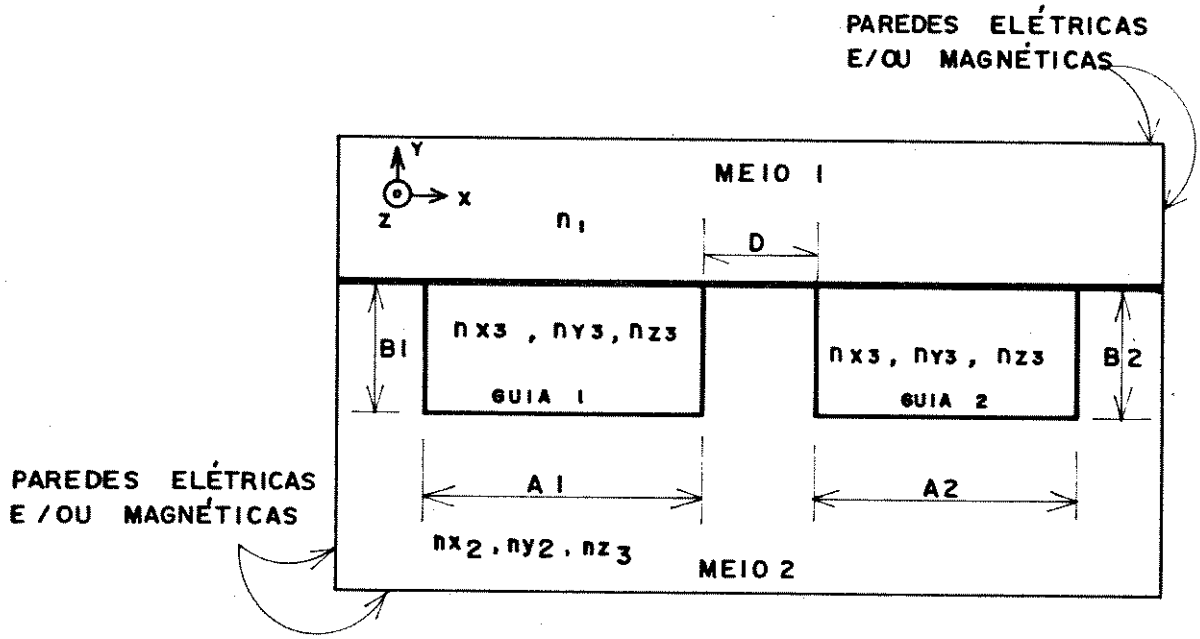


Figura 6.1. Guias de onda retangulares dielétricos anisotrópicos difundidos em substrato de $LiNbO_3$.

Como visto, a estrutura é formada por dois guias retangulares dielétricos anisotrópicos difundidos em um substrato dielétrico anisotrópico ($LiNbO_3$). As dimensões transversais dos guias 1 e 2 são A1, B1 e A2, B2, respectivamente, com (A1/B1)=2,0. Os guias são separados pela distância (D/A1)=0,025, que é pequena o suficiente para estabelecer um forte acoplamento entre eles [1].

Os guias canais tem as componentes do tensor de índice de refração iguais a $n_{x3}=2,222$; $n_{y3}=n_{z3}=2,3129$. O substrato dielétrico anisotrópico ($LiNbO_3$), onde os guias são difundidos, apresenta componentes do tensor de índice de refração dadas por $n_{x2}=2,2$; $n_{y2}=n_{z2}=2,29$; com $n_1=1,0$.

Com a intenção de verificar a influência da variação das dimensões transversais sobre a característica de dispersão consideraram-se as seguintes situações:

a) manteve-se (A2/A1)=1,0 e variou-se a relação (B2/B1);

b) manteve-se (B2/B1)=1,0 e variou-se a relação (A2/A1).

Para examinar o efeito da mudança do eixo óptico repetiram-se as situações a e b para o eixo óptico dos guias nas direções y e z, com o eixo óptico do substrato mantido ao longo da direção x.

6.3. RESULTADOS.

Somente os dois primeiros modos da estrutura são examinados.

A Figura 6.2 mostra o índice de refração efetivo, (β_z/K_o), como função da freqüência normalizadora, K_oB_1, com (A2/A1)=1,0; (A1/B1)=2,0 e eixo óptico dos guias e do substrato na direção x. Nota-se que, ao reduzir (B2/B1), a curva de dispersão, correspondente ao primeiro modo, desloca-

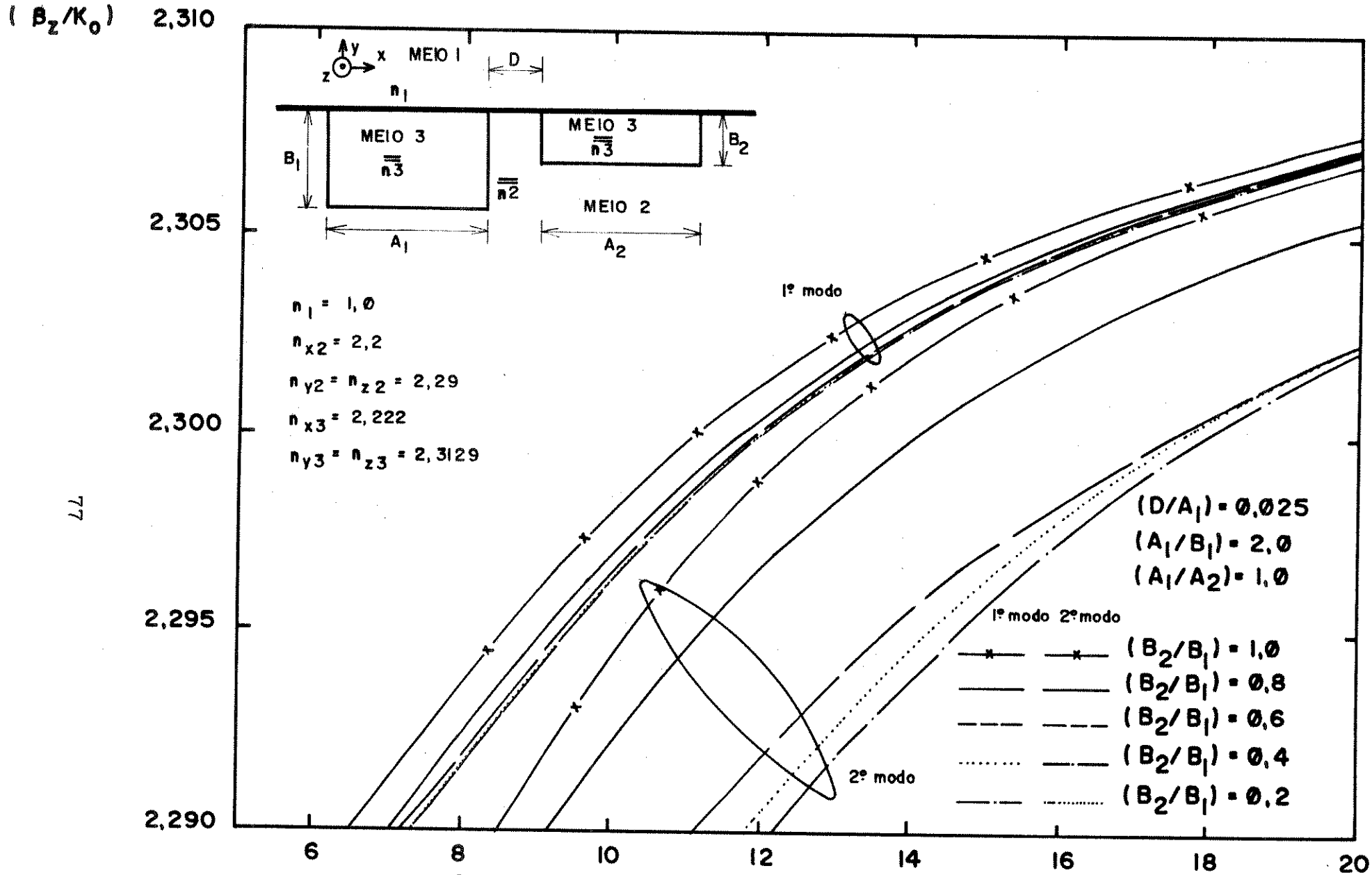


Figura 6.2. Índice de refração efetivo, (β_z/k_0), dos dois primeiros modos, como função da freqüência normalizada, $k_0.B1$, para (A2/A1) = 1,0; (A1/B1) = 2,0; (D/A1) = 0,025 e para (B2/B1) = 1,0; 0,8; 0,6; 0,4 e 0,2; com n_1=1,0 (meio 1); n_{x2}=2,2; $n_{y2}=n_{z2}$=2,29 (meio 2) e n_{x3}=2,222; $n_{y3}=n_{z3}$=2,3129 (meio 3).

se para a direita. Este efeito se reduz à medida que a relação (B2/B1) decresce. Já o segundo modo tem um comportamento diferente. Ele tem deslocamentos maiores e em diferentes direções. Inicialmente, as curvas do segundo modo deslocam-se para a direita, à medida que a relação (B2/B1) decresce. Para grandes assimetrias, quando (B2/B1) < 0,6, as curvas do segundo modo se desviam para a esquerda. Este efeito pode ser constatado com mais detalhes na Figura 6.3, que mostra o comportamento apenas do segundo modo para diversos valores de (B2/B1). Nota-se que as curvas do segundo modo, para (B2/B1) < 0,5, aumentam de inclinação e desviam-se para a esquerda.

A Figura 6.4 mostra a caraterística de dispersão para a estrutura da Figura 6.1 com (B2/B1)=1,0; (A1/B1)= 2,0, e guias com eixo óptico na direção x. Os valores das constantes dielétricas são os mesmos do caso anterior. Verifica-se que, ao se reduzir o valor de (A2/A1), as curvas de dispersão, particularmente as que correspondem ao segundo modo, deslocam-se na direção das freqüências mais altas.

A Figura 6.5 mostra a característica de dispersão para a estrutura da Figura 6.1 com (A1/A2)=1,0; (A1/B1)=2,0 e guias com eixo óptico na direção y. As componentes do tensor índice de refração assumem valores iguais a n_{y3}=2,222; $n_{x3}=n_{z3}$=2,3129. Os índices de refração para os meios 1 e 2 são os mesmos das situações anteriores.

Nota-se que, ao se reduzir a relação (B2/B1), as

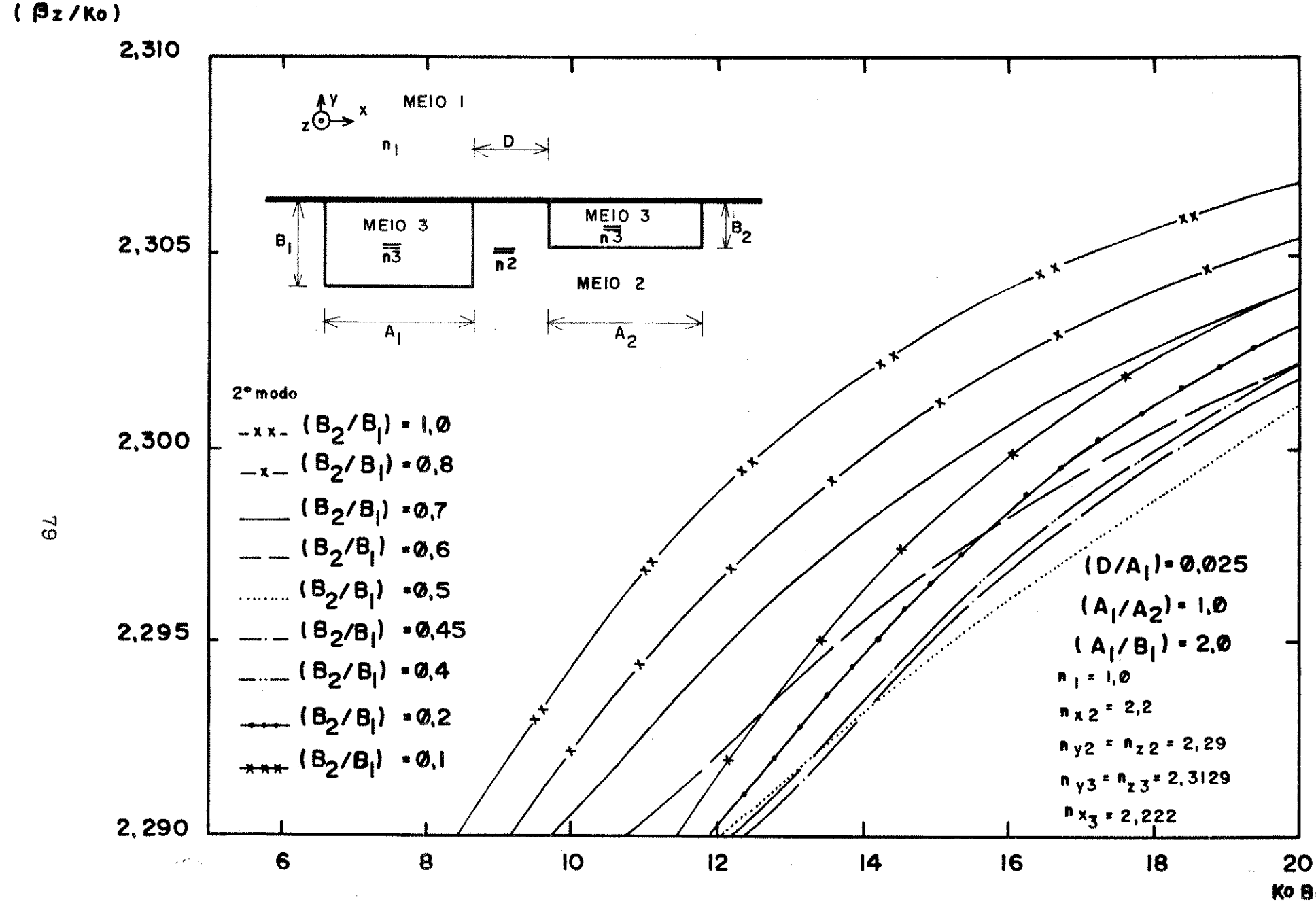


Figura 6.3. Índice de refração efetivo, (β_z/k_o), do segundo modo, como função da freqüência normalizada, k_oB1, para (A2/A1) = 1,0; (A1/B1) = 2,0; (D/A1) = 0,025 e para (B2/B1) = 1,0; 0,8; 0,7; 0,6; 0,5; 0,45; 0,4; 0,2 e 0,1; com n_1=1,0 (meio 1); n_{x2}=2,2; n_{y2}= n_{z2}=2,29 (meio 2) e n_{x3}=2,222; n_{y3}=n_{z3}=2,3129 (meio 3).

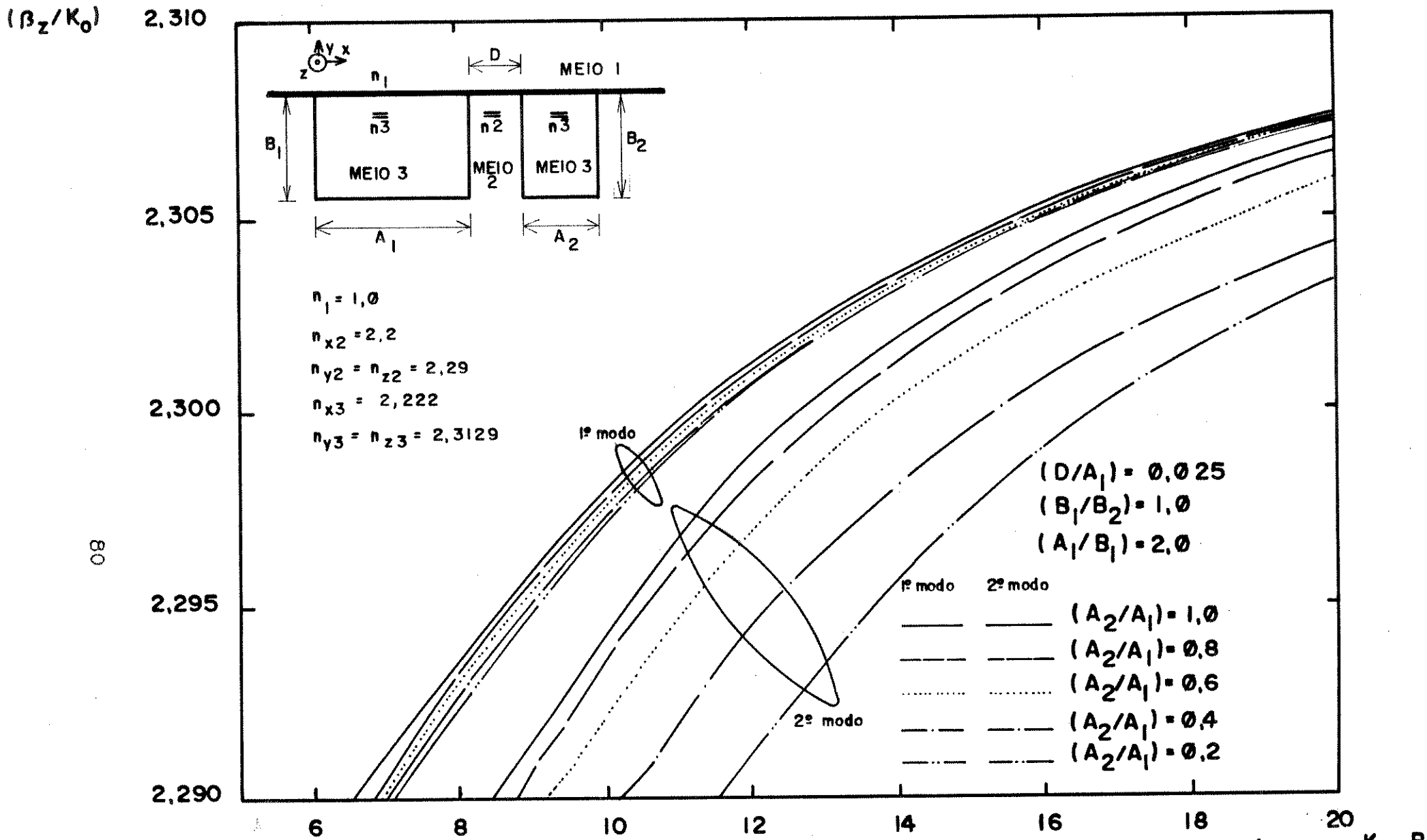


Figura 6.4. Índice de refração efetivo, (β_z/k_o), dos dois primeiros modos, como função da freqüência normalizada, $k_o.B1$, para (B2/B1) = 1,0; (A1/B1) = 2,0; (D/A1) = 0,025 e para (A2/A1) = 1,0; 0,8; 0,6; 0,4; e 0,2; com n_1=1,0 (meio 1); n_{x2}=2,2; n_{y2}= n_{z2}=2,29 (meio 2) e n_{x3}=2,222; n_{y3}= n_{z3}=2,3129 (meio 3).

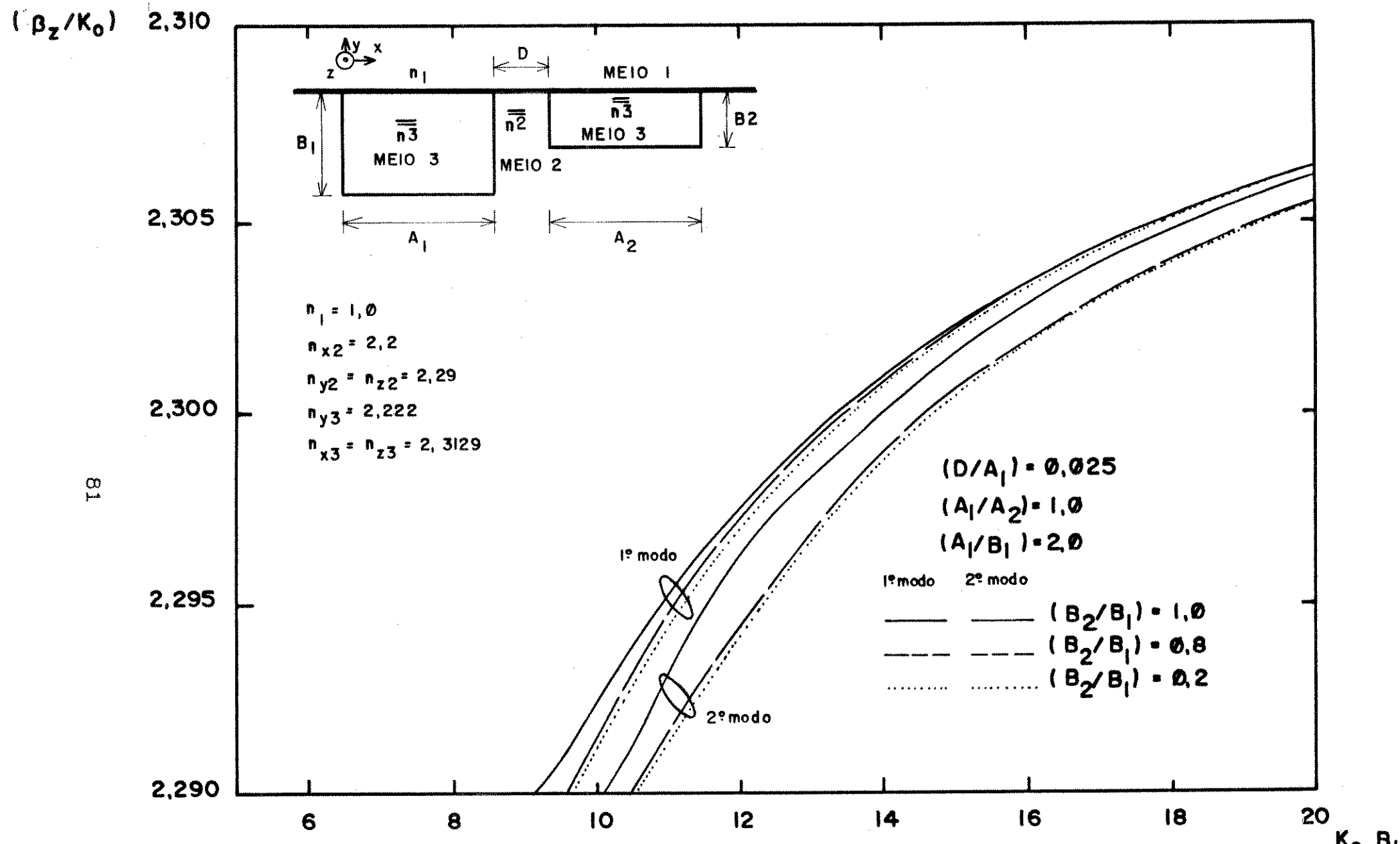


Figura 6.5. Índice de refração efetivo, (β_z/k_0), dos dois primeiros modos, como função da freqüência normalizada, k_0B1, para (A2/A1) = 1,0; (A1/B1) = 2,0; (D/A1) = 0,025 e para (B2/B1) = 1,0; 0,8; e 0,2; com n_1=1,0 (meio 1); n_{x2}=2,2; $n_{y2}=n_{z2}$=2,29 (meio 2) e n_{y3}=2,222; $n_{x3}=n_{z3}$=2,3129 (meio 3).

curvas deslocam-se para a direita. Estes deslocamentos, especialmente para o segundo modo, são mais significativos para o primeiro decréscimo de (B2/B1), que vai de 1,0 a 0,8. Para (B2/B1), variando entre 0,8 e 0,2, verificam-se apenas ligeiros deslocamentos das curvas para a direita.

A Figura 6.6 mostra o índice de refração efetivo, (β_z/K_o), em função da freqüência normalizada, K_oB1, para a estrutura da Figura 6.1 com (B2/B1)=1; (A1/B1)=2,0 e guias com eixo óptico na direção y. Os índices de refração são os mesmos do caso anterior. Nota-se que as curvas, especialmente para o segundo modo, deslocam-se para a direita, à medida que decrementa-se a relação (A2/A1). Comparando as Figuras 6.5 com a 6.6, verifica-se que as curvas são mais sensíveis a variações de (A2/A1).

A Figura 6.7 mostra o efeito da variação de (B2/B1) sobre a característica de dispersão para a estrutura da Figura 6.1 com (A1/A2)=1; (A1/B1)=2,0, e guias com eixo óptico na direção z. As componentes do tensor do índice de refração para os guias são n_{z3}=2,222; $n_{x3}=n_{y3}$=2,3129. Os índices de refração para os meios 1 e 2 repetem-se.

Verifica-se que, à medida que a relação (B2/B1) é reduzida, a curva de dispersão correspondente ao primeiro modo desloca-se para a esquerda e depois para a direita. Já a curva correspondente ao segundo modo desloca-se só para a direita. As curvas do primeiro e segundo modos distanciam-se bastante quando a assimetria é introduzida através do

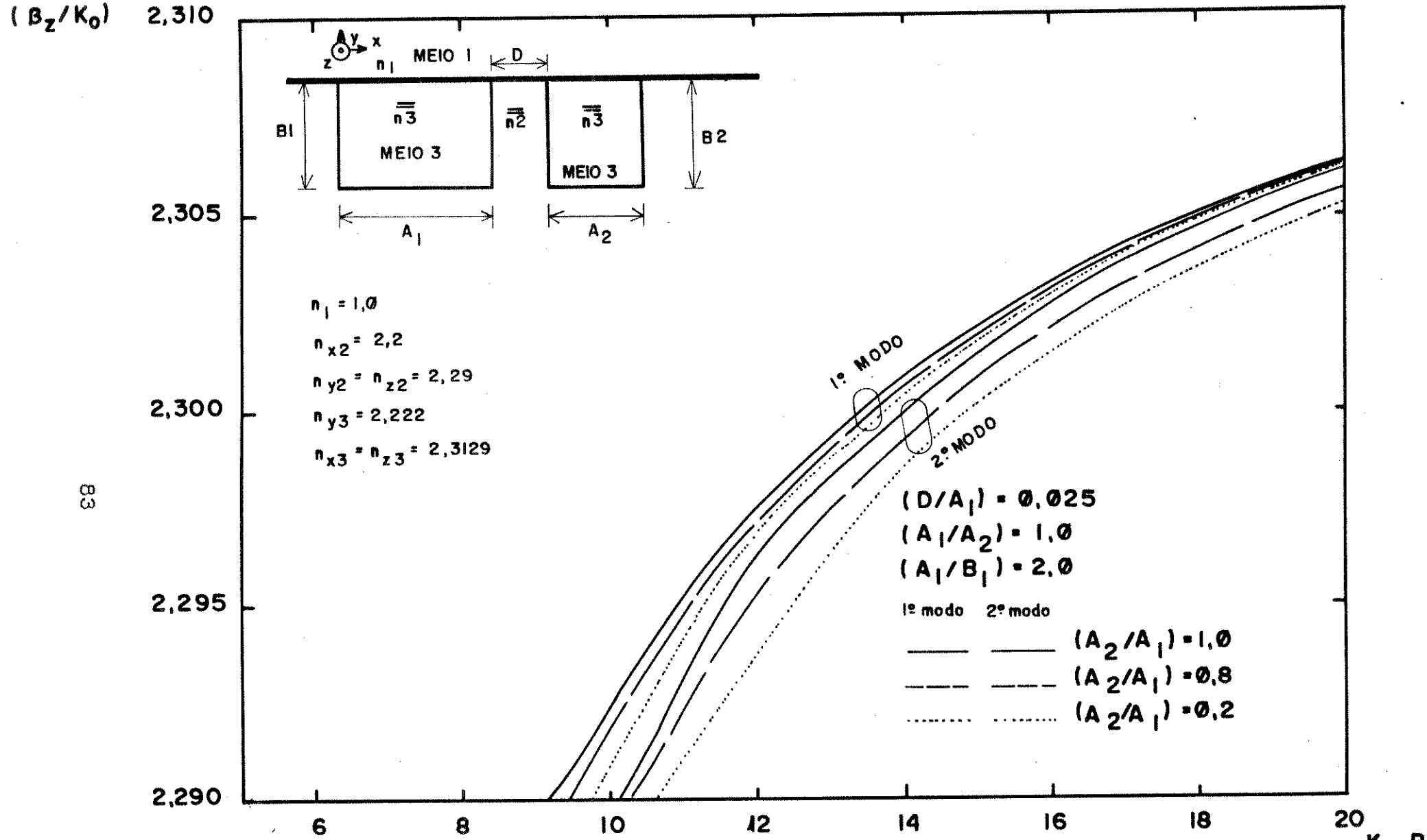


Figura 6.6. Índice de refração efetivo, (β_z/k_o), dos dois primeiros modos, como função da freqüência normalizada, $k_o.B1$, para (B2/B1) = 1,0; (A1/B1) = 2,0; (D/A1) = 0,025 e para (A2/A1) = 1,0; 0,8; e 0,2; com n_1=1,0 (meio 1); n_{x2}=2,2; $n_{y2}=n_{z2}$=2,29 (meio 2) e n_{y3}=2,222; $n_{x3}=n_{z3}$=2,3129 (meio 3).

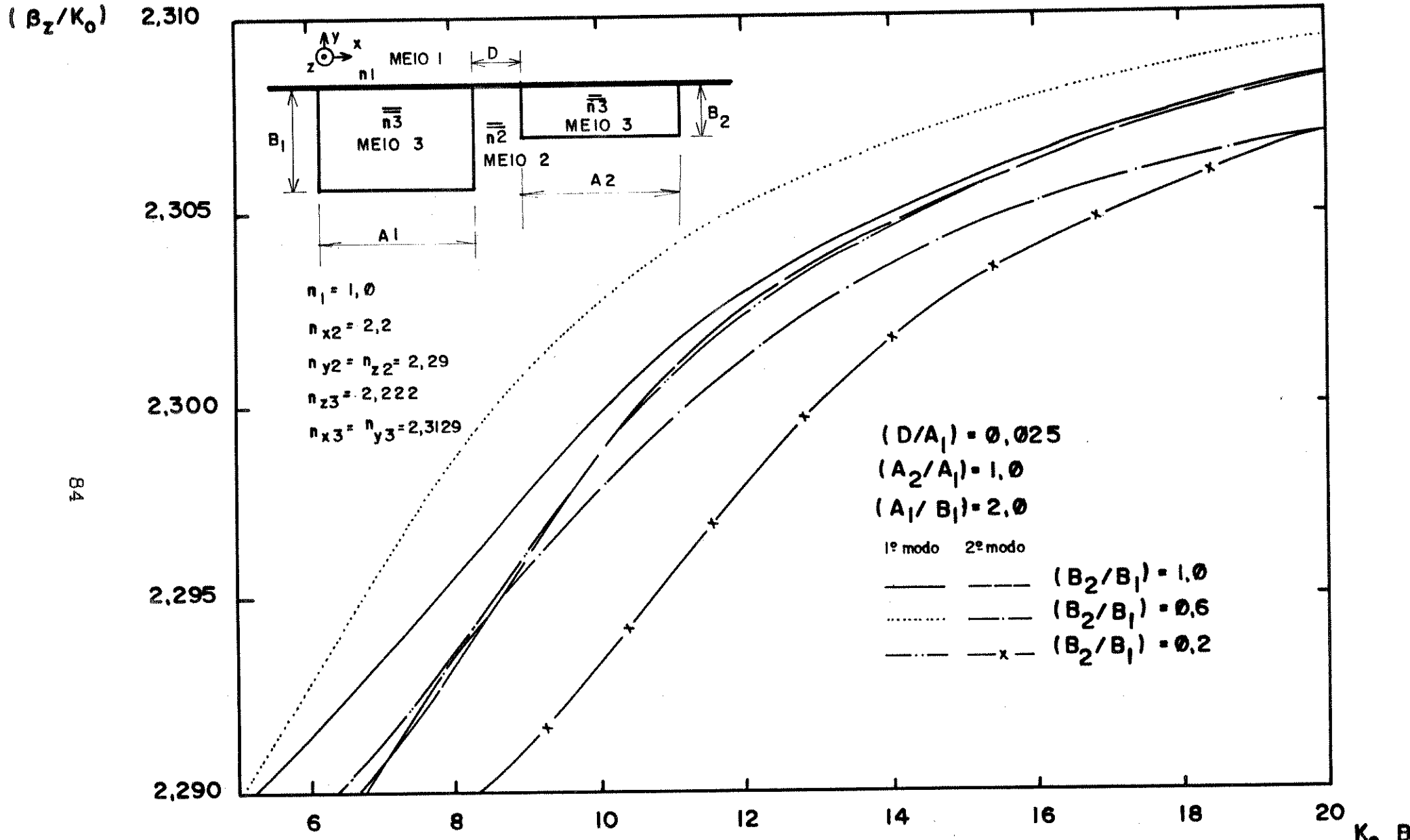


Figura 6.7. Índice de refração efetivo, (β_z/k_o), dos dois primeiros modos, como função da freqüência normalizada, $k_o.B1$, para (A2/A1) = 1,0; (A1/B1) = 2,0; (D/A1) = 0,025 e para (B2/B1) = 1,0; 0,6; e 0,2; com n_1=1,0 (meio 1); n_{x2}=2,2; n_{y2}=n_{z2}=2,29 (meio 2) e n_{z3}=2,222; n_{y3}=n_{x3}=2,3129 (meio 3).

decréscimo de (B2/B1).

A Figura 6.8 mostra a característica de dispersão para a estrutura da Figura 6.1, com (B2/B1)=1; (A1/B1)=2,0, e guias com eixos ópticos na direção z. Os índices de refração são iguais aos da Figura anterior.

Nota-se que, ao se reduzir (A2/A1), as curvas, principalmente aquelas correspondentes ao segundo modo, deslocam-se na direção das freqüências mais elevadas.

6.4. CONCLUSÕES.

Os efeitos provocados pelas variações de (B2/B1) ou de (A2/A1) sobre a característica de dispersão dependem da orientação do eixo óptico dos guias. Quando os guias têm eixos ópticos na direção y, as curvas deslocam-se para a direita sempre que ocorre uma redução em (B2/B1) ou em (A2/A1). Outros tipos de efeitos foram registrados para variações em (B2/B1), na situação em que o eixo óptico dos guias é posicionado na direção x ou z. Para a situação em que tem-se o eixo óptico dos guias na direção z, notou-se que, sucessivos decréscimos em (B2/B1), levam as curvas do primeiro modo bruscamente para a esquerda e depois gradativamente para a direita. Para a situação em que o eixo óptico dos guias é posicionado ao longo da direção x, constata-se que sucessivos decréscimos em (B2/B1) levam as curvas do segundo modo para a direita e depois, quando

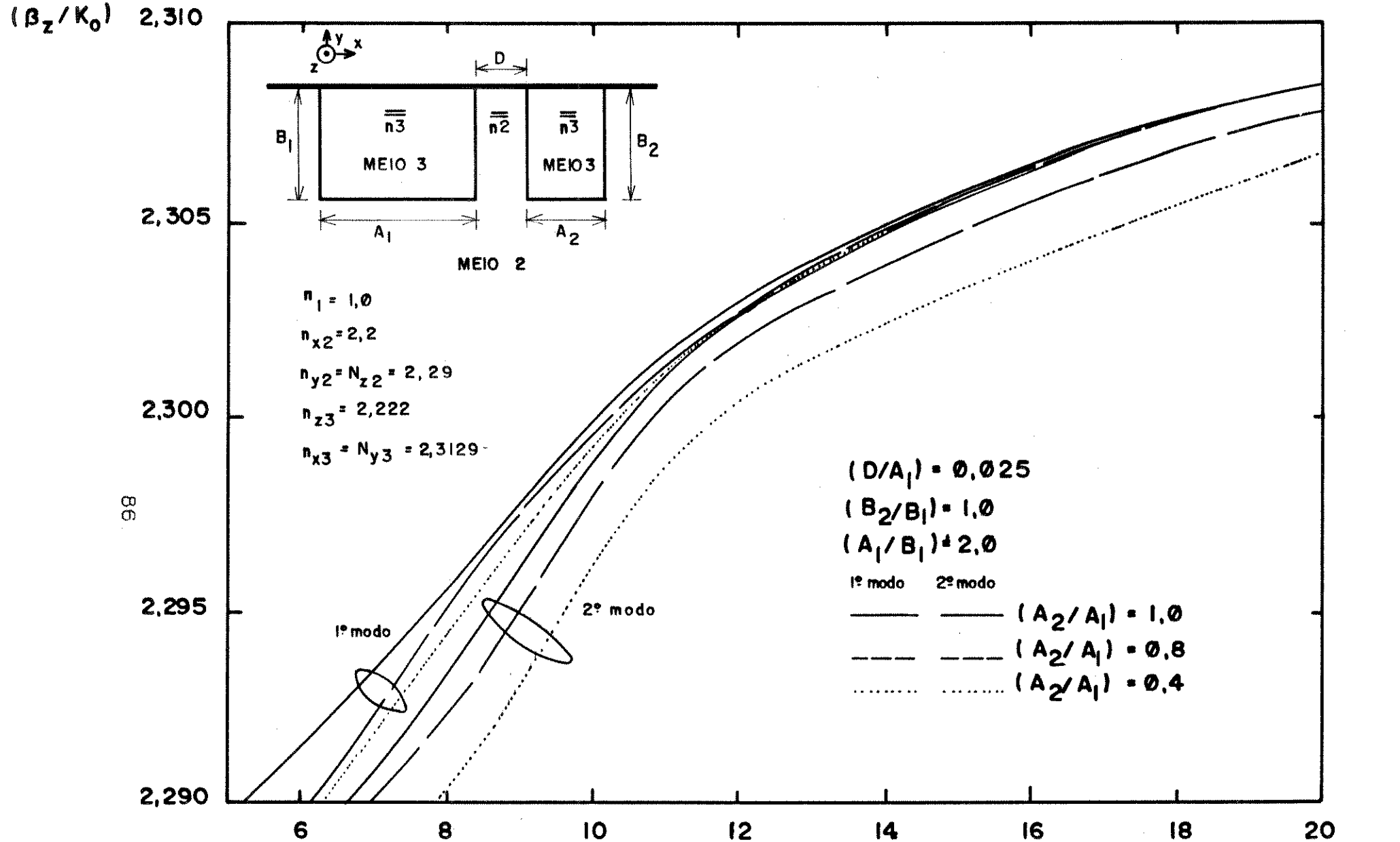


Figura 6.8. Índice de refração efetivo, (β_z/k_0), dos dois primeiros modos, como função da freqüência normalizada, $k_0.B1$, para (B2/B1) = 1,0; (A1/B1) = 2,0; (D/A1) = 0,025 e para (A2/A1) = 1,0; 0,8; e 0,4; com n_1=1,0 (meio 1); n_{x2}=2,2; $n_{y2}=n_{z2}$=2,29 (meio 2) e n_{z3}=2,222; $n_{y3}=n_{x3}$=2,3129 (meio 3).

(B2/B1) < 0,5, para a esquerda.

Os efeitos provocados pelas variações das dimensões transversais dos guias sobre a característica de dispersão são maiores quando tem-se o eixo óptico dos guias na direção x ou z. Isto é esperado no presente caso em que os modos apresentam predominância das componentes do campo elétrico na direção y.

CAPÍTULO 7.

EFEITO NO ACOPLAMENTO ENTRE GUIAS ANISOTRÓPICOS RETANGULARES EMBEBIDOS DEVIDO AO DESLOCAMENTO E ESTREITAMENTO DE UM DOS GUIAS

7.1. INTRODUÇÃO.

São apresentados aqui os resultados numéricos obtidos mediante aplicação do método DFDF em estruturas formadas por dois guias de onda dielétricos anisotrópicos, embebidos em meio dielétrico isotrópico.

As simulações realizadas tiveram como objetivo verificar os efeitos sobre a característica de dispersão provocados pelo deslocamento do guia 2 na direção y (ver Figura 7.1) e pelo estreitamento do mesmo, simetricamente, em torno do eixo x (ver Figura 7.2). Nesta análise, verifica-se também o efeito da mudança da orientação do eixo óptico dos guias sobre a característica de dispersão, que é dada pela constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/K_o)^2$, em função da freqüência normalizada $K_o.B1$.

Ressalta-se que toda análise é feita considerando-se os dois primeiros modos.

7.2. DESCRIÇÃO DA ESTRUTURA.

Como mostram as Figuras 7.1 e 7.2, a estrutura simulada é formada por dois guias retangulares dielétricos anisotrópicos embebidos em dielétrico isotrópico.

As dimensões transversais dos guias 1 e 2 são A1, B1 e A2, B2, respectivamente, com (A1/B1)=2,0 e (A1/A2)=1,0. Os guias são separados pela distância (D/A1)=0,025, que é pequena o suficiente para estabelecer um forte acoplamento entre eles [1].

As componentes do tensor permissividade relativa dos guias foram escolhidas iguais a ϵ_{x2}=2,19; $\epsilon_{y2}=\epsilon_{z2}$=2,31 para o eixo óptico dos guias posicionado na direção x. Para o meio 1 considerou-se dielétrico isotrópico, com ϵ_1=2,05.

Para examinar o efeito do deslocamento de um dos guias na direção y sobre a característica de dispersão, mantiveram-se as dimensões dos guias inalteradas e variou-se (δ/B1) (ver Figura 7.1). Esta simulação foi repetida considerando o eixo óptico dos guias nas direções y e z.

Para examinar o efeito do estreitamento de um dos guias com relação ao eixo x sobre a característica de dispersão, manteve-se (A1/B1)=2,0; (A1/A2)=1,0 e variou-se (δ'/B1) (ver Figura 7.2).

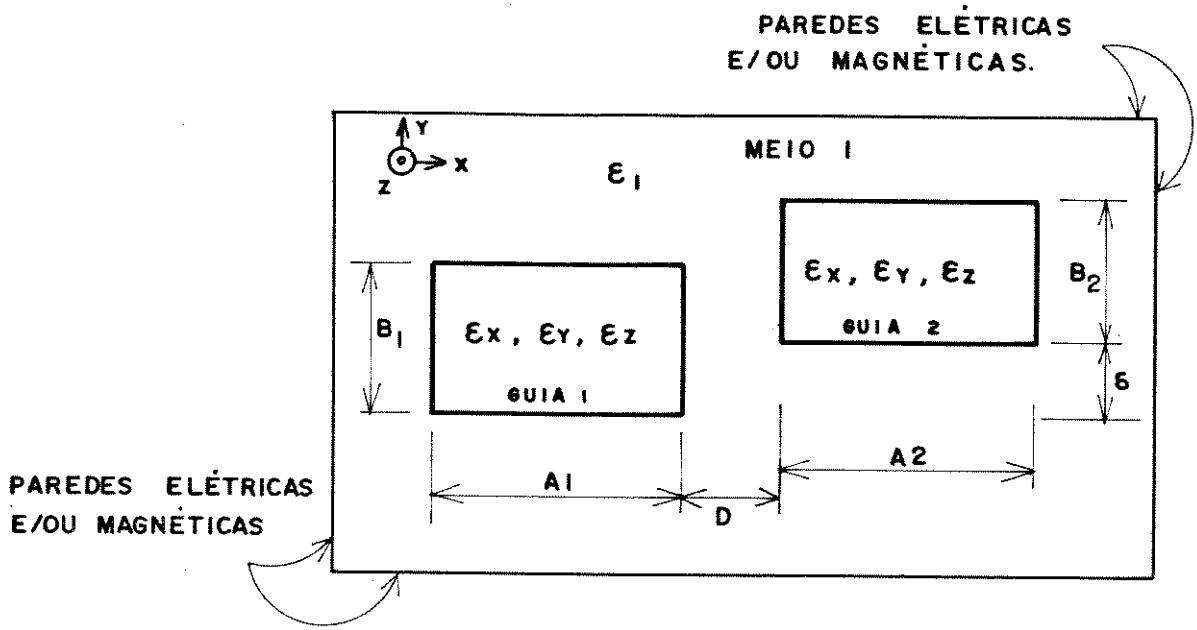


Figura 7.1. Secção transversal da estrutura constituída por dois guias de onda retangulares dielétricos anisotrópicos embebidos em um dielétrico isotrópico, com A1=A2, B1=B2, e $\delta>0$.

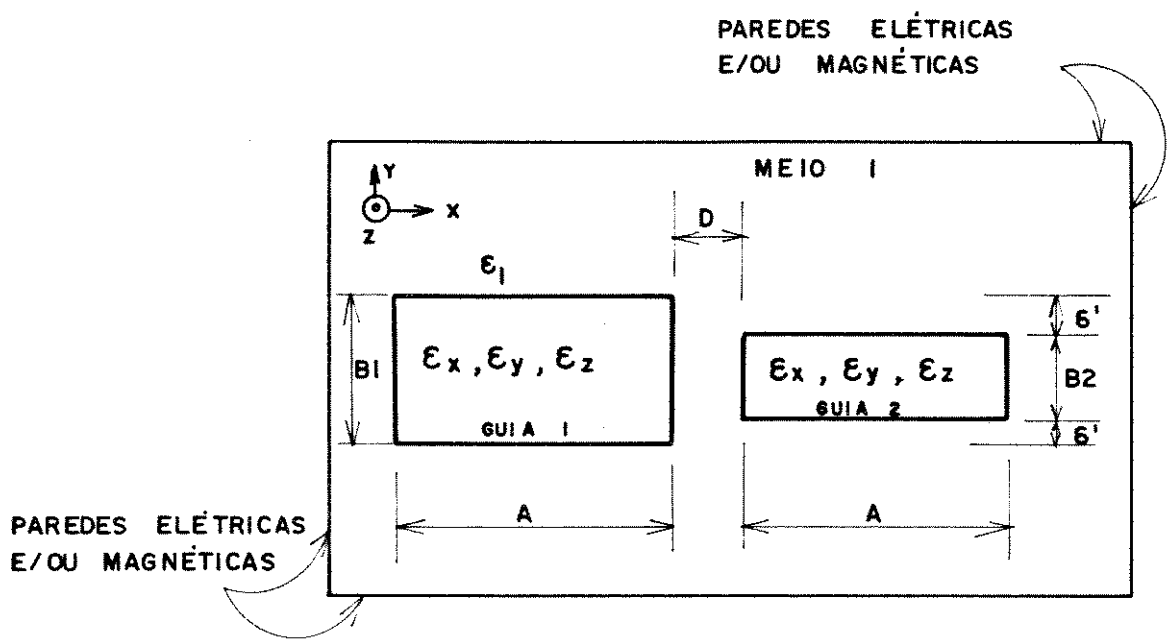


Figura 7.2. Secção transversal da estrutura constituída por dois guias de onda retangulares dielétricos anisotrópicos embebidos em um dielétrico isotrópico com (A/B1)=2,0 e B1>B2 ($\delta'>0$).

7.3. RESULTADOS.

As Figuras 7.3 e 7.4 mostram, respectivamente, a característica de dispersão para as situações em que um dos guias é levemente deslocado na direção y, com o eixo óptico nas direções x e y.

Quando o eixo óptico dos guias está na direção x ou y, pequenos incrementos em (δ/B1) provocam ligeiros deslocamentos dos dois primeiros modos para direita.

As Figuras 7.5 e 7.6 apresentam, respectivamente, as curvas de dispersão para o primeiro e o segundo modos para a situação em que o eixo óptico dos guias é posicionado na direção z. A linha contínua é para (δ/B1)=0; a linha tracejada é para (δ/B1)=0,05 e a linha traço-ponto para (δ/B1)=0,1.

Assim, como nas situações anteriores, as curvas do segundo modo deslocam-se para a direita com o incremento de (δ/B1). Já as curvas do primeiro modo sofrem ligeiros desvios para a direita e para a esquerda à medida que incrementa-se (δ/B1).

As Figuras 7.7, 7.8 e 7.9 mostram o efeito sobre a característica de dispersão provocado pelo estreitamento de um dos guias simetricamente em torno do eixo x para o eixo óptico dos guias, respectivamente, nas direções x, y e z.

Verifica-se através da Figura 7.7 que, para o eixo óptico dos guias na direção x, incrementos em (δ′/B1)

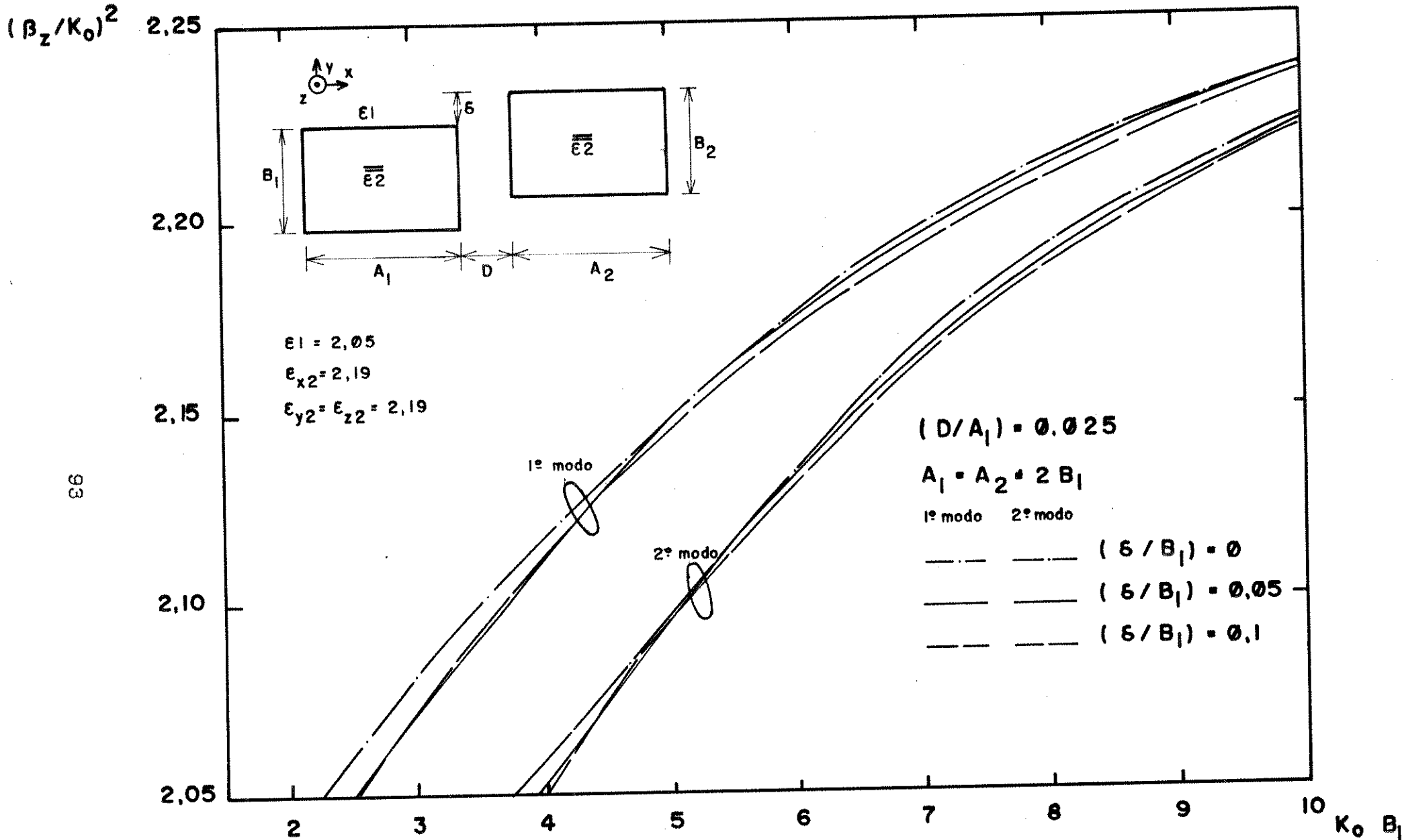


Figura 7.3. Constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/k_0)^2$, dos dois primeiros modos, como função da freqüência normalizada, $k_0.B1$, para (A2/A1)=1,0; (B2/B1)=1,0; (A1/B1)=2,0; (D/A1)=0,025 e para $(\delta/B1)$=0; 0,05 e 0,1; com ϵ_1=2,05; ϵ_{y2}=2,19; $\epsilon_{y3}=\epsilon_{z3}$=2,31.

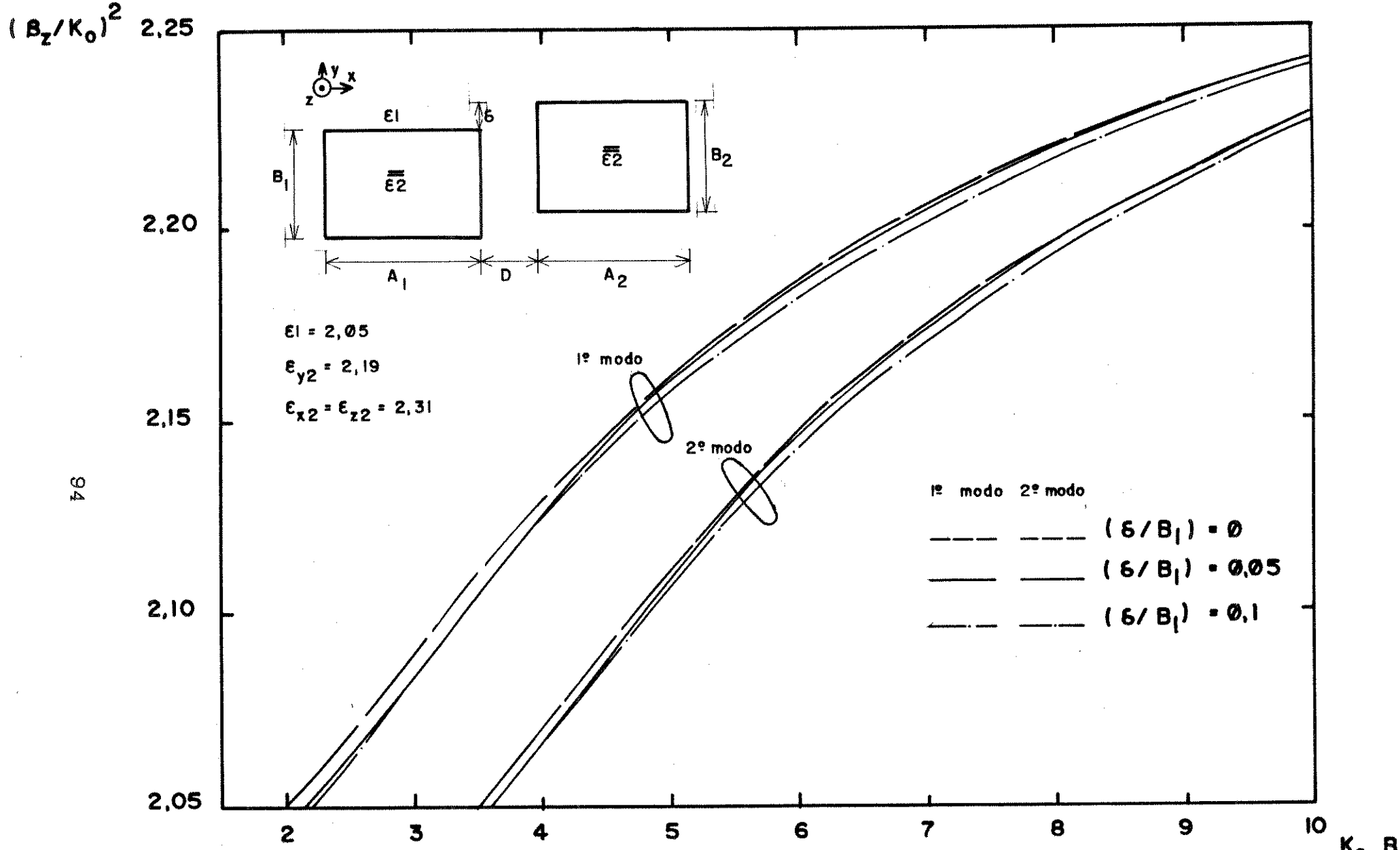


Figura 7.4. Constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/k_o)^2$, dos dois primeiros modos, como função da freqüência normalizada, $k_o.B1$, para (A2/A1)=1,0; (B2/B1)=1,0; (A1/B1)=2,0; (D/A1)=0,025 e para $(\delta/B1)$=0; 0,05 e 0,1; com ϵ_1=2,05; ϵ_{y2}=2,19; $\epsilon_{x2}=\epsilon_{z2}$=2,31.

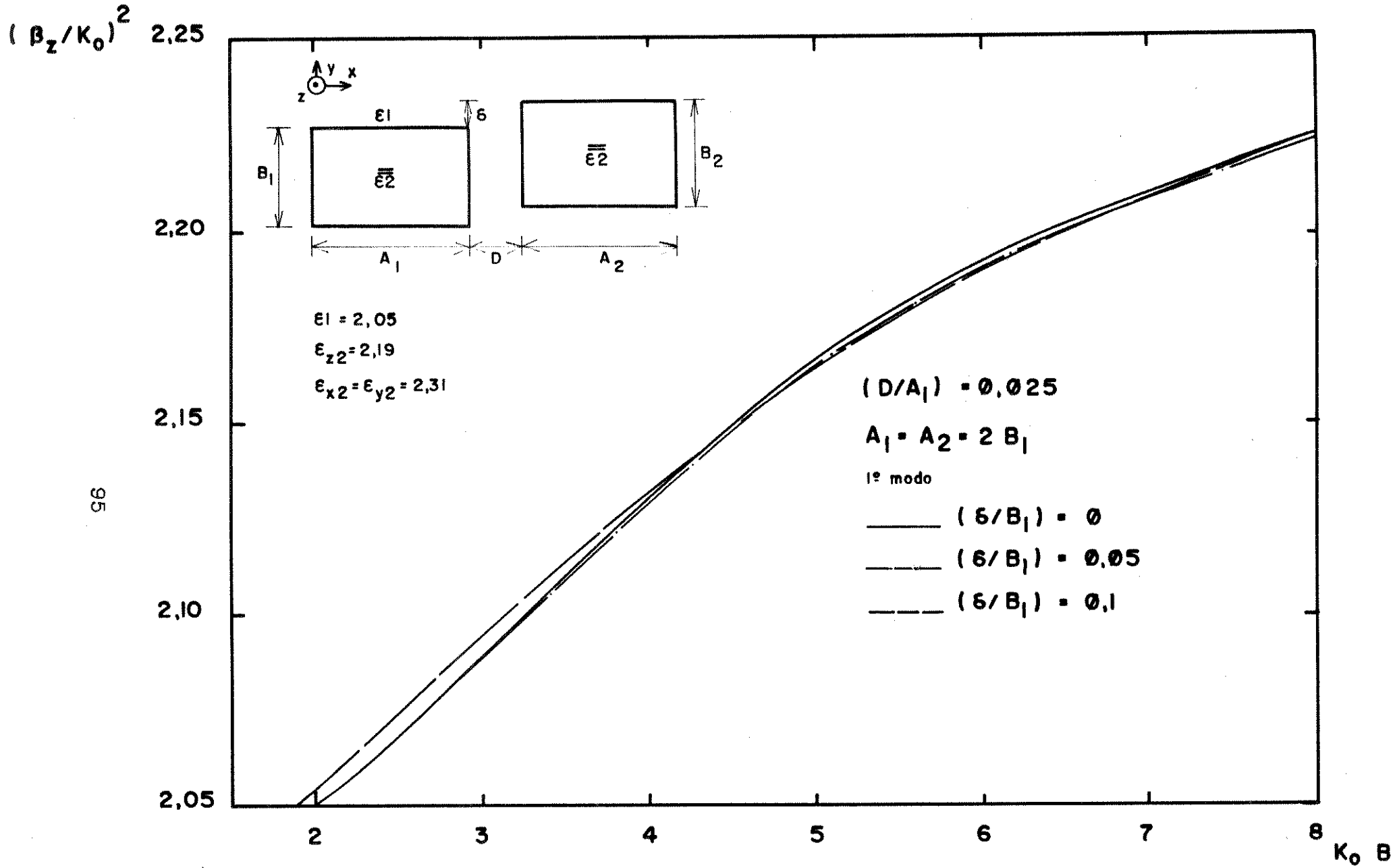


Figura 7.5. Constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/k_0)^2$, do primeiro modo, como função da freqüência normalizada, $k_0.B1$, para (A2/A1)=1,0; (B2/B1)=1,0; (A1/B1)=2,0; (D/A1)=0,025 e para (δ/B1)=0; 0,05 e 0,1; com ϵ_1=2,05; ϵ_{z2}=2,19; $\epsilon_{y2}=\epsilon_{x2}$=2,31.

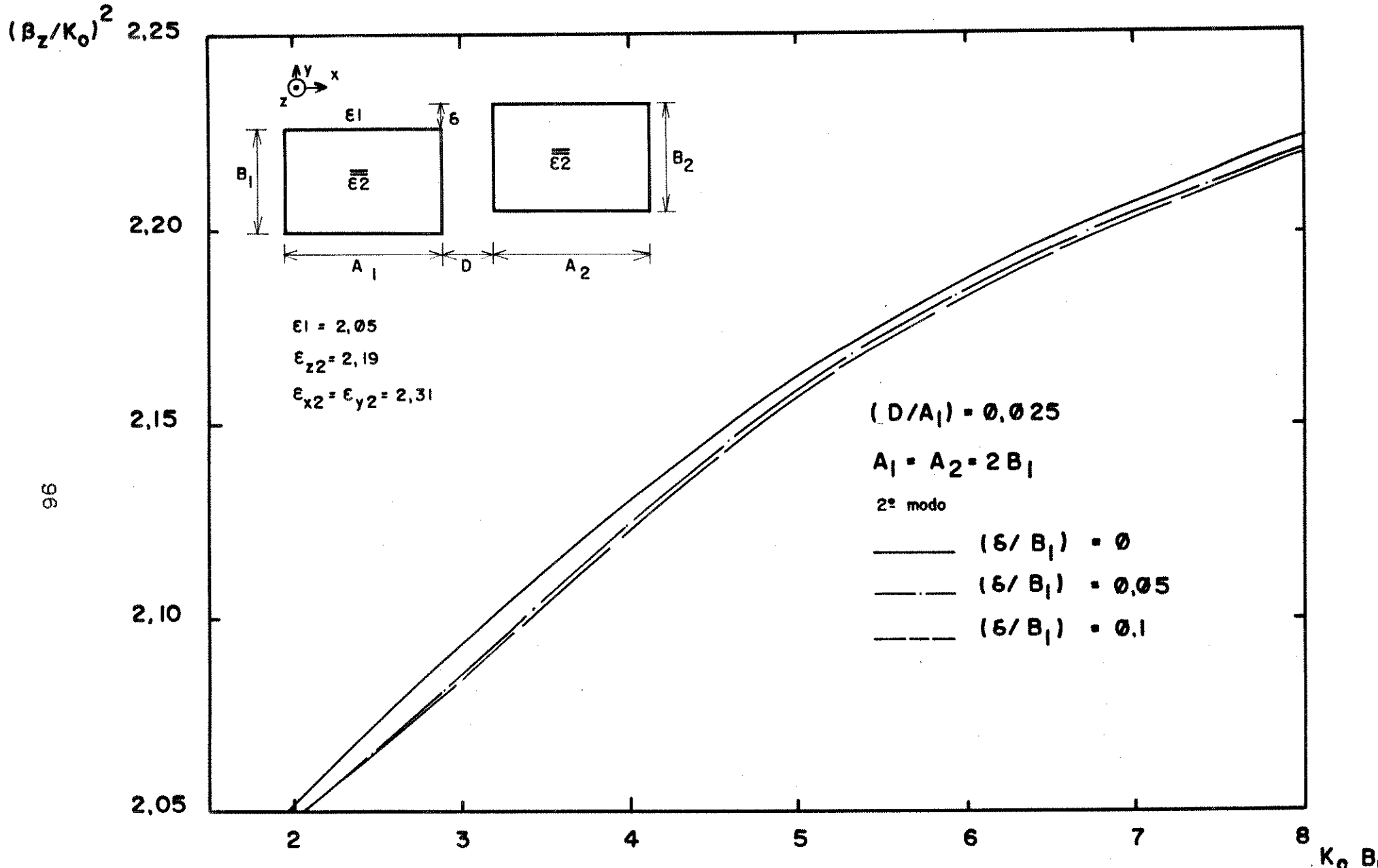


Figura 7.6. Constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/k_o)^2$, do segundo modo, como função da freqüência normalizada, $k_o.B1$, para (A2/A1)=1,0; (B2/B1)=1,0; (A1/B1)=2,0; (D/A1)=0,025 e para $(\delta/B1) = 0$; 0,05 e 0,1; com ϵ_1=2,05; ϵ_{z2}=2,19; $\epsilon_{x2}=\epsilon_{y2}$=2,31.

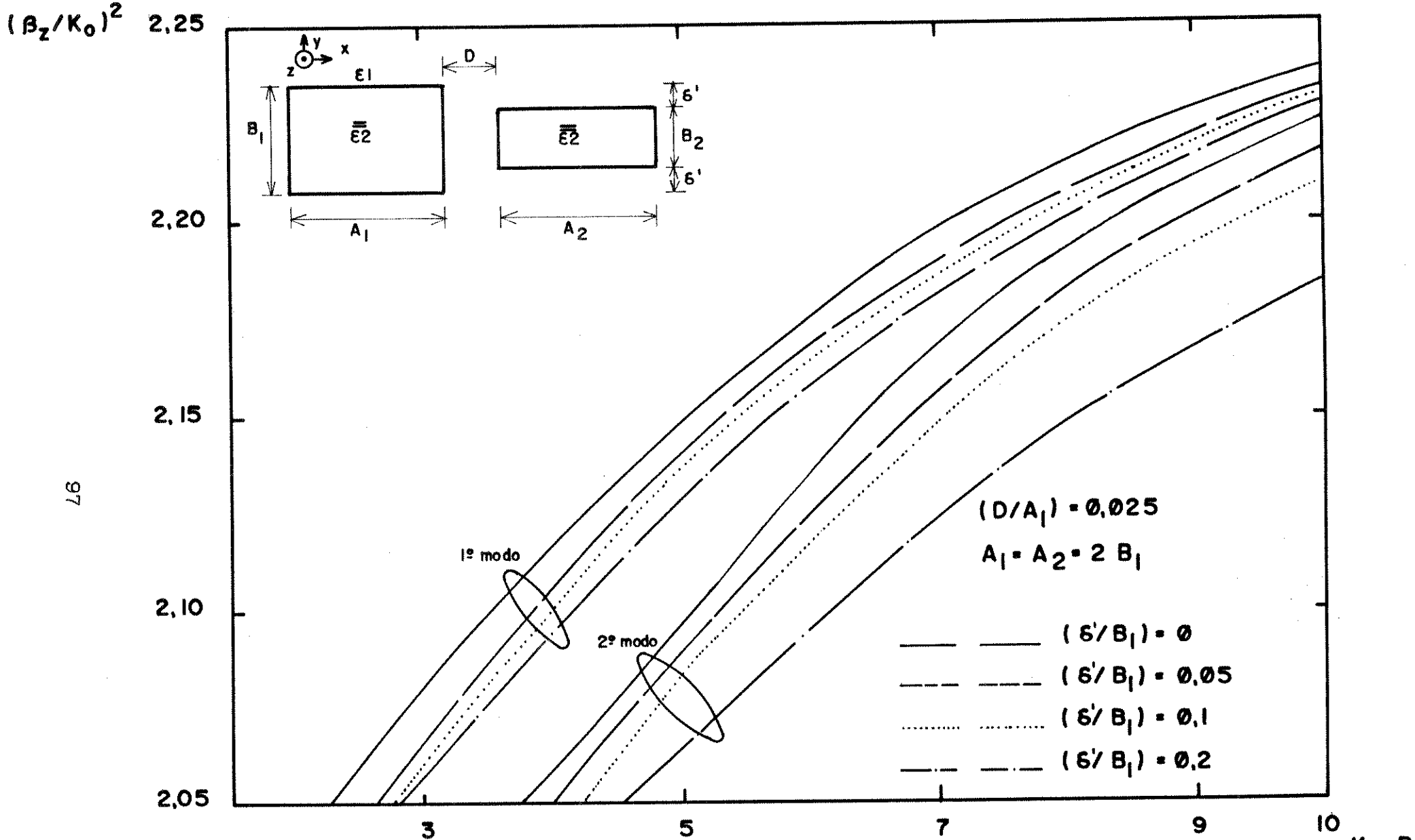


Figura 7.7. Constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/k_o)^2$, dos dois primeiros modos, como função da freqüência normalizada, $k_o.B1$, para (A2/A1)=1,0; (A1/B1)=2,0; (D/A1)=0,025 e para $(\delta'/B1)$=0; 0,05; 0,1 e 0,2; com ϵ_1=2,05; ϵ_{x2}=2,19; $\epsilon_{y2}=\epsilon_{z2}$=2,31.

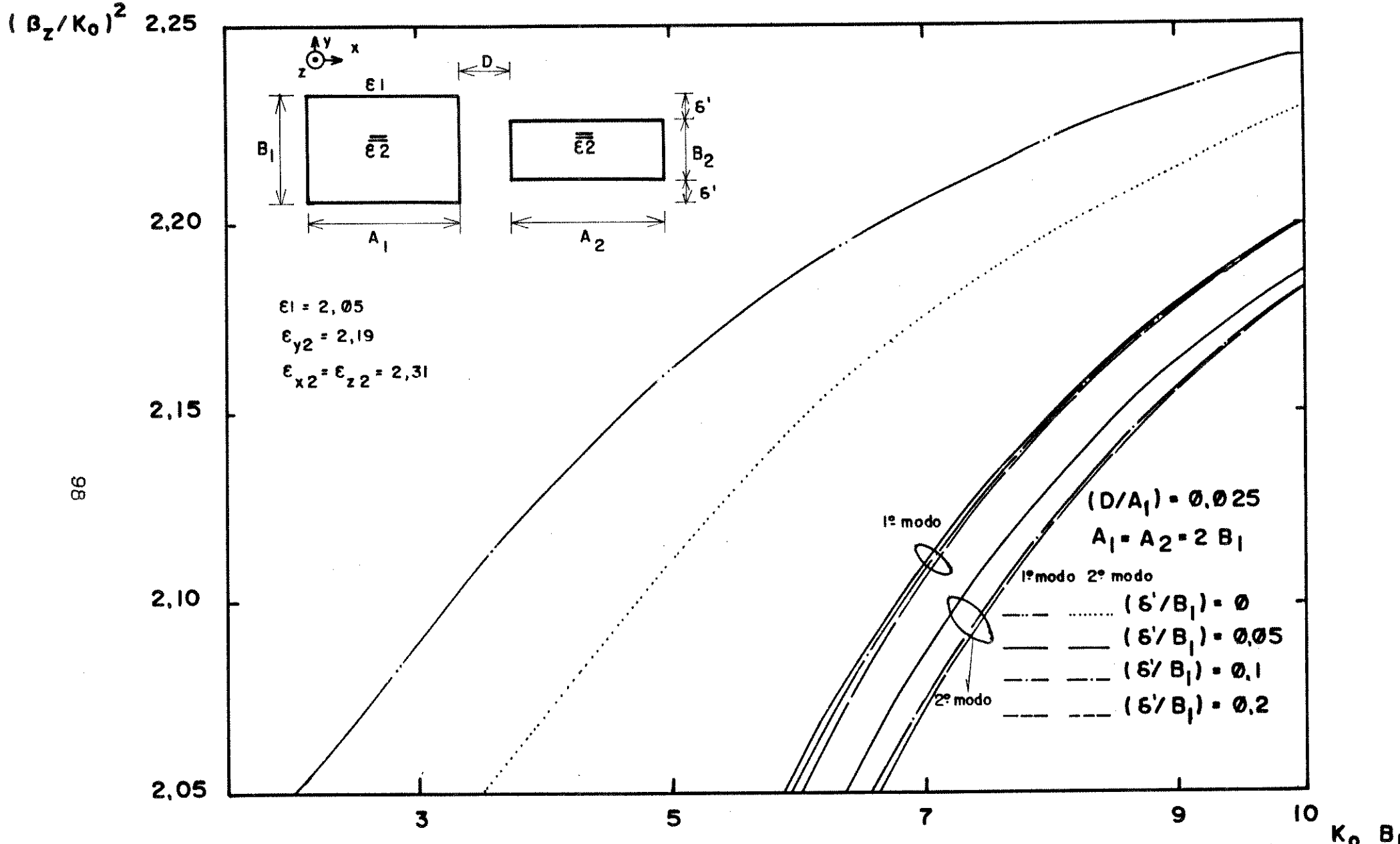


Figura 7.8. Constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/k_o)^2$, dos dois primeiros modos, como função da freqüência normalizada, $k_o.B1$, para (A2/A1)=1,0; (A1/B1)=2,0; (D/A1)=0,025 e para $(\delta'/B1)$=0; 0,05; 0,1 e 0,2; com ϵ_1=2,05; ϵ_{y2}=2,19; $\epsilon_{x2}=\epsilon_{z2}$=2,31.

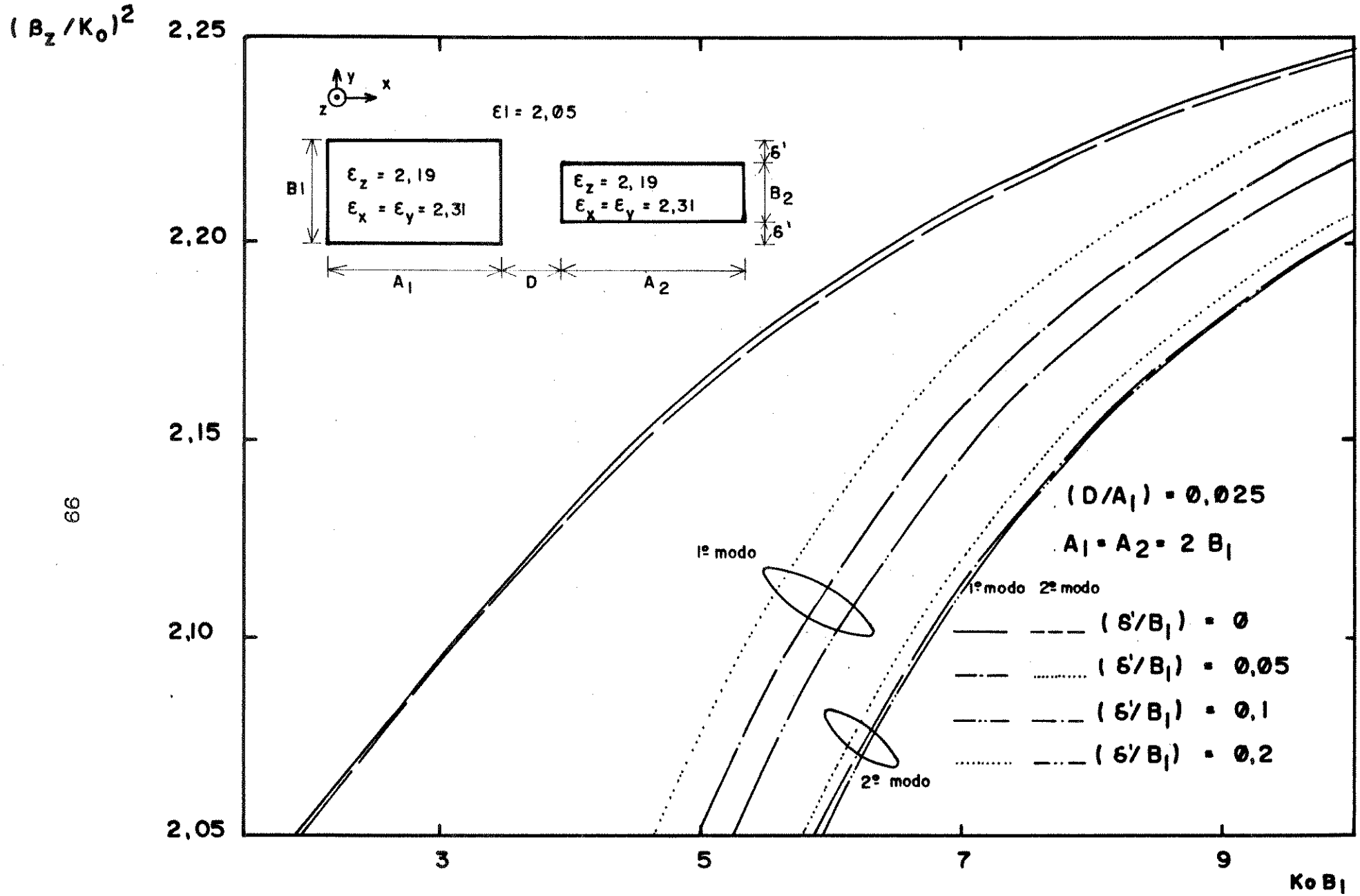


Figura 7.9. Constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/k_o)^2$, dos dois primeiros modos, como função da freqüência normalizada, $k_o.B1$, para (A2/A1)=1,0; (A1/B1)=2,0; (D/A1)=0,025 e para (δ'/B1)=0; 0,05; 0,1 e 0,2; com ϵ_1=2,05; ϵ_{x2}=2,19; $\epsilon_{x2}=\epsilon_{y2}$=2,31.

deslocam as curvas, especialmente do segundo modo na direção das freqüências mais altas. A Figura 7.8 mostra que no caso do eixo óptico ser orientado ao longo de y, um pequeno incremento inicial em (δ'/B1) resulta em um grande desvio das curvas, especialmente do primeiro modo para a direita. Novos incrementos em (δ'/B1) levam as curvas, principalmente do segundo modo, a deslocarem-se para a direita. Conforme mostra a Figura 7.9, também para o eixo óptico z, um leve incremento em (δ'/B1) resulta em um substancial desvio das curvas, especialmente do segundo modo para a direita. Posteriores incrementos em (δ'/B1) resultam em desvios das curvas do primeiro modo para a direita e para a esquerda e deslocamentos das curvas do segundo modo sempre para a direita. Nota-se que para esta situação, depois do deslocamento brusco inicial, o primeiro modo é mais afetado quando varia-se (δ'/B1).

7.4. CONCLUSÕES.

Para as situações em que o eixo óptico dos guias é posicionado ao longo das direções x ou y, verificou-se que pequenos incrementos em (δ/B1) resultam em ligeiros deslocamentos das curvas para a direita. Este efeito é também verificado para o segundo modo quando tem-se os guias com eixo óptico na direção z. Para este caso, as curvas do primeiro modo sofrem pequenos desvios para a esquerda e para

a direita, à medida que incrementa-se (δ/B1).

Os efeitos resultantes do estreitamento de um dos guias, simetricamente com relação ao eixo x, variam bastante para as diferentes orientações do eixo óptico. Quando o eixo óptico dos guias está na direção x, sucessivos estreitamentos de um dos guias levam as curvas, especialmente do segundo modo, a deslocarem-se na direção das freqüências mais elevadas. Quando tem-se o eixo óptico dos guias na direção y, por menor que seja o estreitamento de um dos guias, as curvas, principalmente as referentes ao primeiro modo, saltam bruscamente para a direita. Posteriores estreitamentos provocam efeitos similares àqueles verificados quando o eixo óptico dos guias está na direção x. Com o eixo óptico posicionado ao longo da direção z, nota-se primeiramente que um leve estreitamento de um dos guias faz com que as curvas, principalmente as referentes ao segundo modo, sofram um grande deslocamento para a direita. Seguintes estreitamentos desviam as curvas do primeiro modo para a direita e depois para a esquerda e as curvas do segundo modo, que passam a ser menos afetadas, sempre para a direita.

CAPÍTULO 8.

INFLUÊNCIA DA VARIAÇÃO DO TENSOR PERMISSIVIDADE RELATIVA NO ACOPLAMENTO DE GUIAS DIELÉTRICOS ANISOTRÓPICOS RETANGULARES EMBEBIDOS.

8.1. INTRODUÇÃO.

Este capítulo apresenta os resultados numéricos provenientes da aplicação do método DFDF sobre estruturas que consistem de dois guias de onda retangulares com dimensões transversais A, B, constituídos por dielétricos anisotrópicos e embebidos em um meio dielétrico isotrópico. O propósito desta análise é mostrar o efeito da variação do tensor permissividade de um dos guias sobre a característica de dispersão da estrutura. A citada variação corresponde à mudança da magnitude de um dos componentes do tensor permissividade relativa ou então a mudança do eixo óptico de um dos guias mantendo-se a direção do eixo óptico do outro guia de forma a ter-se cruzamento de eixos ópticos. Por

exemplo, coloca-se um guia com eixo óptico ao longo da direção x e outro com eixo óptico na direção y.

Vale mencionar novamente que toda análise é feita levando-se em conta apenas os dois primeiros modos.

8.2. DESCRIÇÃO DA ESTRUTURA.

A Figura 8.1 mostra a estrutura analisada. Ela é formada por dois guias dielétricos retangulares com dimensões transversais A, B, espaçados por D, que é constante e pequeno o suficiente para obter-se um forte acoplamento entre eles.

Os guias são constituídos por dielétricos anisotrópicos com componentes do tensor permissividade relativa ϵ_{x2}, ϵ_{y2}, ϵ_{z2} e ϵ_{x3}, ϵ_{y3}, ϵ_{z3}. Estes guias estão embebidos em um dielétrico com permissividade relativa ϵ_1.

Em toda análise adotou-se (D/A)=0,025; (A/B)=2,0 e ϵ_1 = 2,05.

Com o objetivo de examinar o efeito da mudança da magnitude de uma das componentes do tensor permissividade relativa sobre as características de dispersão, variou-se o valor de ϵ_{x3} e manteve-se, ϵ_{x2}=2,19; $\epsilon_{y2}=\epsilon_{y3}=\epsilon_{z2}=\epsilon_{z3}$=2,31. Repetiu-se este caso com o eixo óptico dos guias ao longo

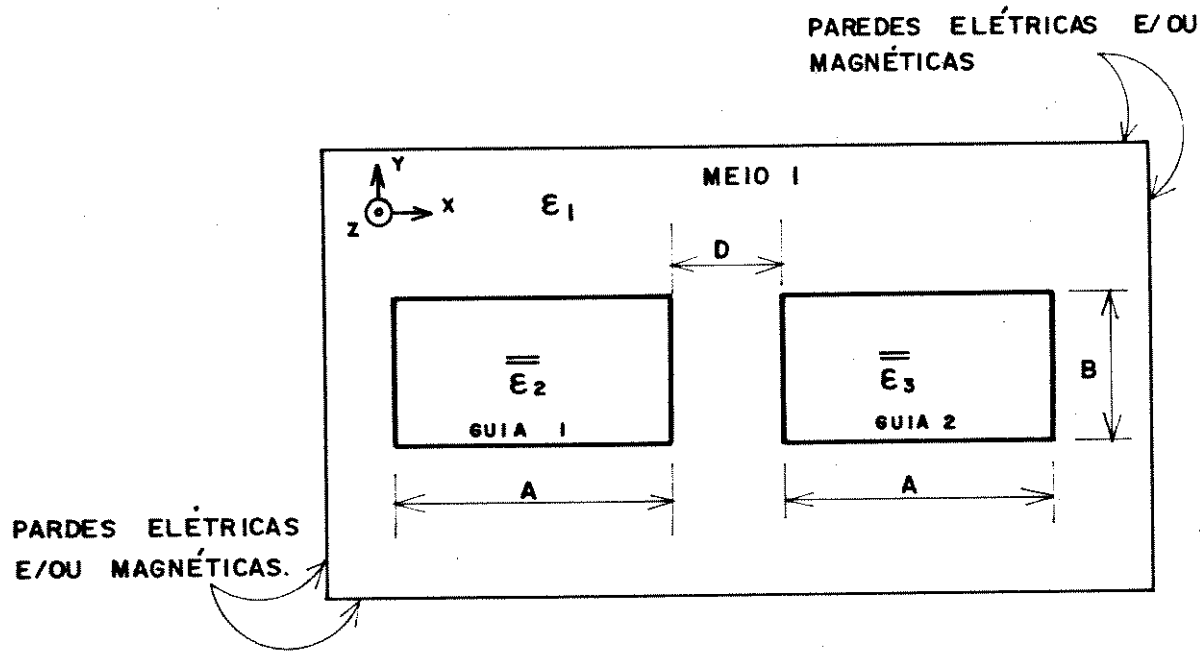


Figura 8.1. Secção transversal da estrutura constituída por dois guias de ondas retangulares dielétricos anisotrópicos embebidos em um dielétrico isotrópico.

das direções y e z variando-se, respectivamente, ϵ_{y2} e ϵ_{z2}.

Para simular o efeito do cruzamento das eixos ópticos dos guias sobre a característica de dispersão, consideraram-se as seguintes situações:

a) guia 1 (meio 2) com eixo óptico ao longo da direção x (ϵ_{x2}=2,19; ϵ_{y2}=ϵ_{z2}=2,31) e guia 2 (meio 3) com eixo óptico na direção y (ϵ_{y3}=2,19; ϵ_{x3}=ϵ_{z3}=2,31).

b) guia 1 (meio 2) com eixo óptico ao longo da direção x (ϵ_{x2}=2,19; ϵ_{y2}=ϵ_{z2}=2,31) e guia 2 (meio 3) com eixo óptico na direção z (ϵ_{z3}=2,19; ϵ_{x3}=ϵ_{y3}=2,31);

c) guia 1 (meio 2) com eixo óptico ao longo da direção y (ϵ_{y2}=2,19; ϵ_{x2}=ϵ_{z2}=2,31) e guia 2 (meio 3) com eixo óptico ao longo da direção z (ϵ_{z3}=2,19; ϵ_{x3}=ϵ_{y3}=2,31).

8.3. RESULTADOS.

A Figura 8.2 mostra o efeito provocado por variações em ϵ_{x3} sobre as características de dispersão, com o eixo óptico dos guias ao longo da direção x. Nota-se que, acréscimos em ϵ_{x3} deslocam as curvas que representam os dois primeiros modos para a esquerda e aumentam suas inclinações. Verifica-se ainda que um desbalanceamento entre valores ϵ_{x2} e ϵ_{x3}, mesmo pequeno, provoca um considerável afastamento entre

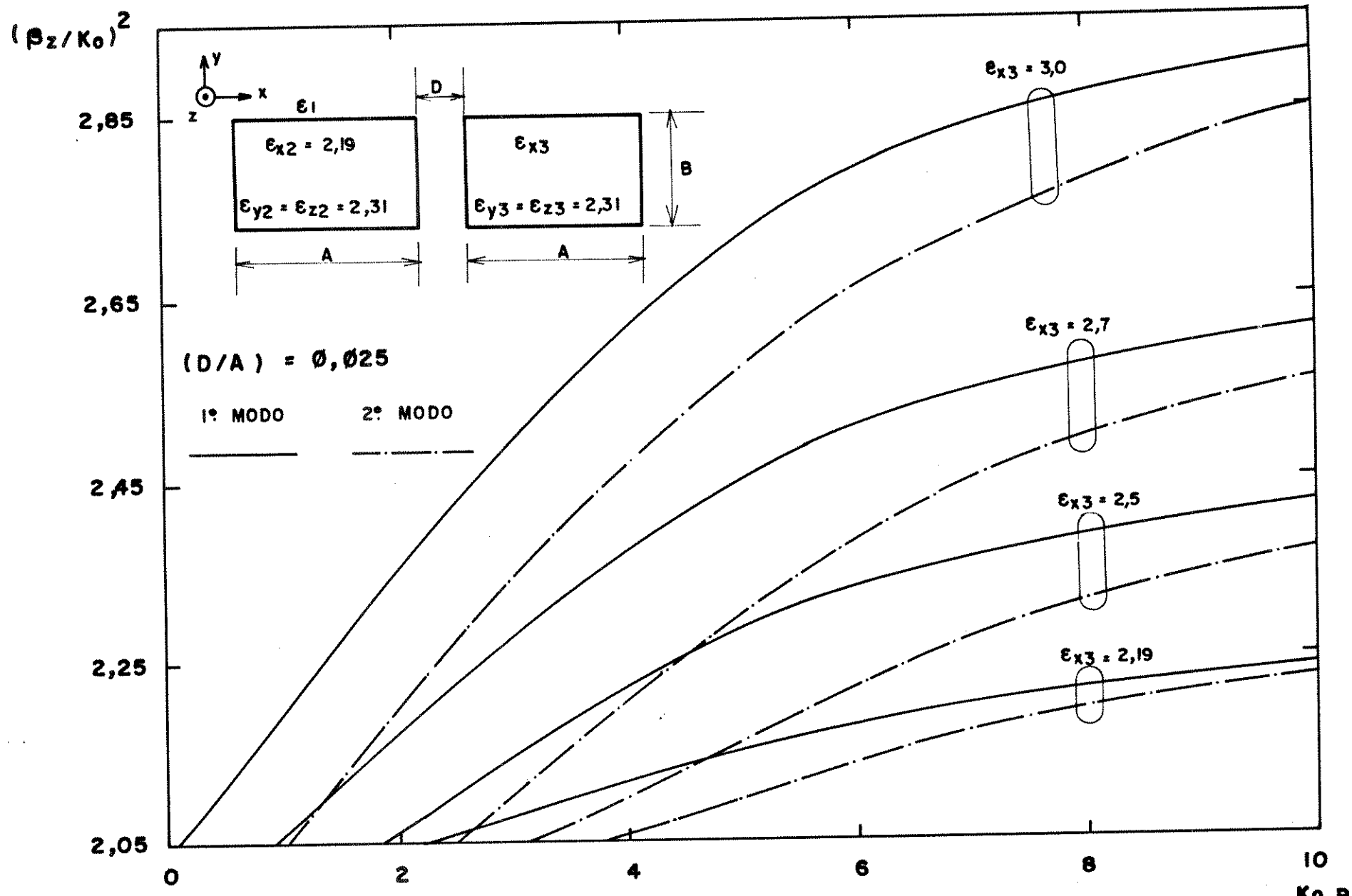


Figura 8.2. Constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/k_0)^2$, dos dois primeiros modos, como função da freqüência normalizada, $k_0.B$, para (A/B)=2,0; (D/A)=0,025 e para ϵ_{x3}=2,19; 2,5; 2,7; 3,0; com ϵ_1= 2,05; ϵ_{x2}=2,19; $\epsilon_{y2}=\epsilon_{z2}$=2,31.

as curvas dos dois primeiros modos.

A Figura 8.3 mostra, para a estrutura representada na Figura 8.1, a influência do aumento de ϵ_{y3} sobre as características de dispersão Nota-se que, desbalanceamentos entre valores de ϵ_{y2} e ϵ_{y3} provocam grandes distanciamentos entre as curvas que representam o primeiro e o segundo modos. Este efeito é similar ao do caso anterior.

As Figuras 8.4 e 8.5 mostram, para a estrutura da Figura 8.1, o efeito da variação de ϵ_{z3} respectivamente, sobre o primeiro e o segundo modos. Variações em ϵ_{z3} movem as curvas de dispersão, especialmente a correspondente ao segundo modo, para a direita. Nota-se que a característica de dispersão é bem menos afetada quando comparada com casos anteriores.

As Figuras 8.6 e 8.7 mostram as curvas de dispersão referentes aos dois primeiros modos para a situação em que se tem o guia 1 com o eixo óptico ao longo da direção x e o guia 2 com o eixo óptico ao longo das direções x e y. As Figuras 8.6 e 8.7 também comparam o citado caso com aqueles em que tem o eixo óptico dos guias ao longo das direções x e y, respectivamente. Comparando-se com as situações em que os guias têm eixo óptico nas direções x e y, nota-se que as curvas que representam os dois primeiros modos aproximam-se bastante uma da outra quando mantém-se um guia com eixo óptico na direção x e o outro com eixo óptico ao longo da direção y. Se as duas curvas coincidissem, então, os dois

guias estariam totalmente desacoplados. A proximidade das curvas indica, portanto, que a presença dos eixos ópticos cruzados reduz substancialmente o acoplamento dos guias. Este é um resultado relevante e deve merecer uma atenção especial futura.

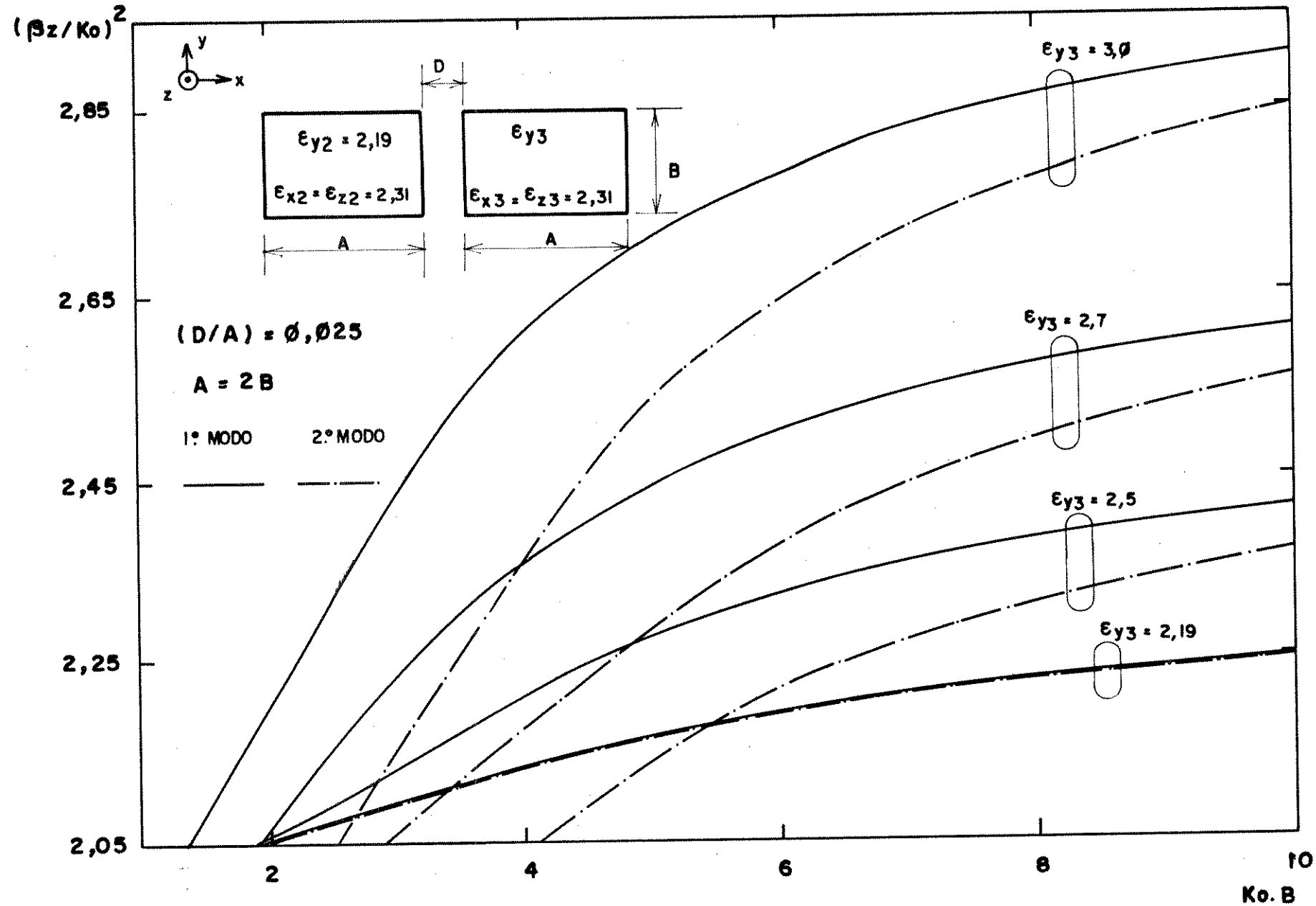


Figura 8.3. Constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/k_o)^2$, dos dois primeiros modos, como função da freqüência normalizada, $k_o.B$, para (A/B)=2,0; (D/A)=0,025 e para ϵ_{y3}=2,19; 2,5; 2,7; 3,0; com ϵ_1= 2,05; ϵ_{y2}=2,19; $\epsilon_{x2}=\epsilon_{z2}$=2,31.

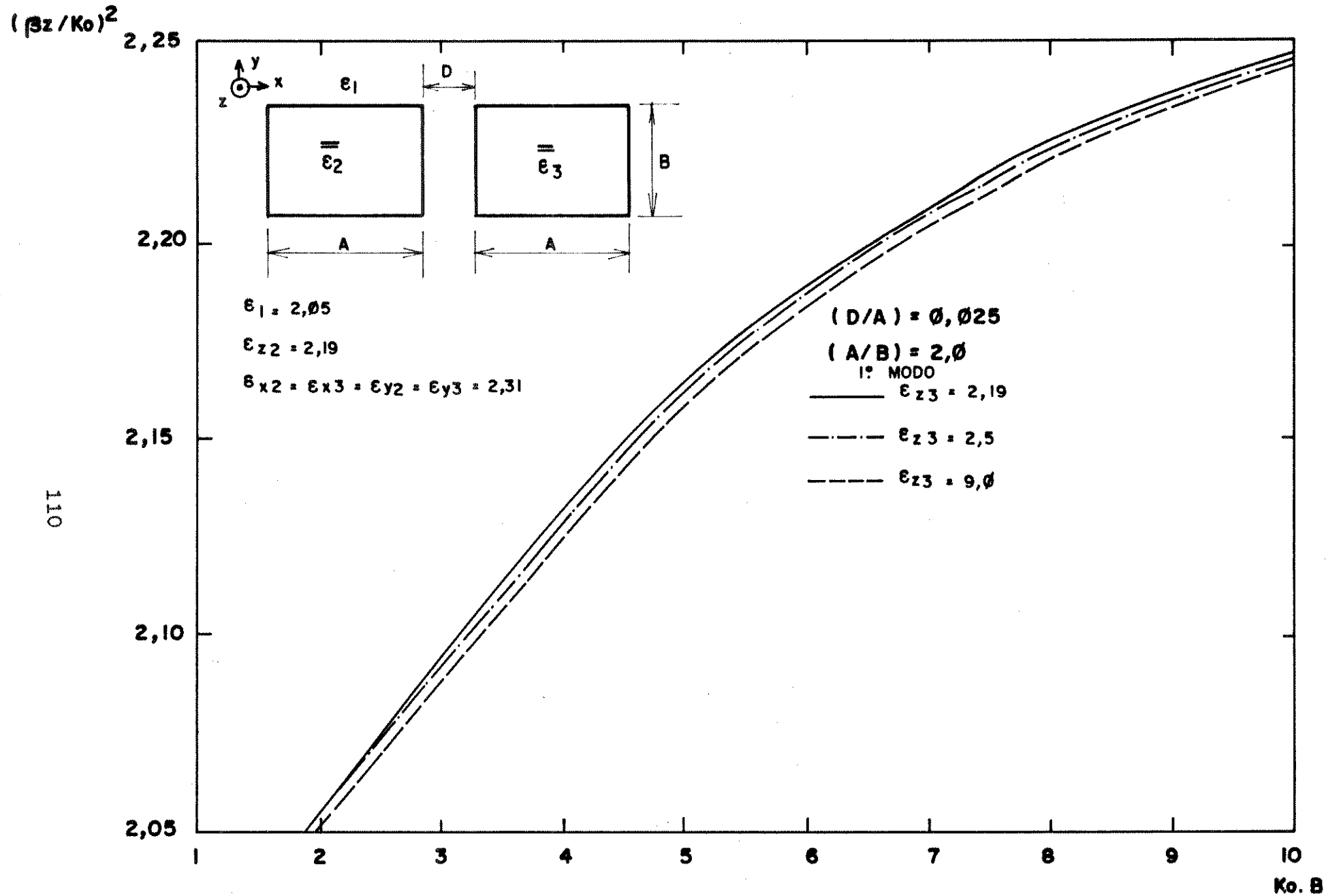


Figura 8.4. Constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/k_o)^2$, do primeiro modo, como função da freqüência normalizada, $k_o.B$, para (A/B)=2,0; (D/A)=0,025 e para ϵ_1= 2,05; ϵ_{z2}=2,19; com $\epsilon_{x2}=\epsilon_{y2}$=2,31; $\epsilon_{x3}=\epsilon_{y3}$=2,31; ϵ_{z3}=2,19; 2,5; 9,0.

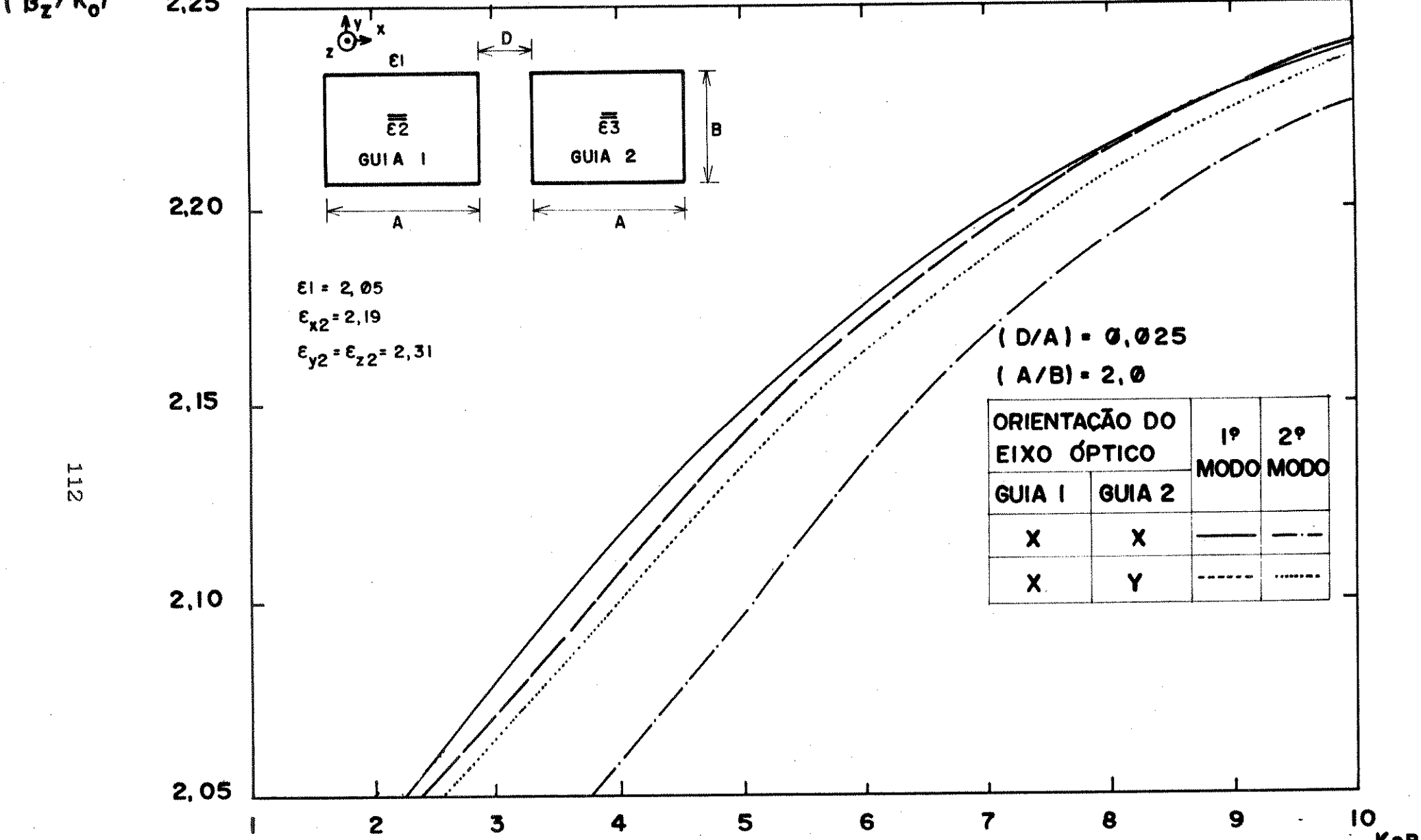


Figura 8.6. Constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/k_o)^2$, dos dois primeiros modos, como função da freqüência normalizada, $k_o.B$, para (A/B) = 2,0; (D/A) = 0,025 e para ϵ_1= 2,05. Para os dois casos: com $\epsilon_{x2}=\epsilon_{x3}=2,19$; $\epsilon_{y2}=\epsilon_{y3}=\epsilon_{z2}=\epsilon_{z3}=2,31$ e com $\epsilon_{x2}=2,19$; $\epsilon_{y3}=2,19$; $\epsilon_{x3}=\epsilon_{y2}=\epsilon_{z3}=\epsilon_{z2}=2,31$.

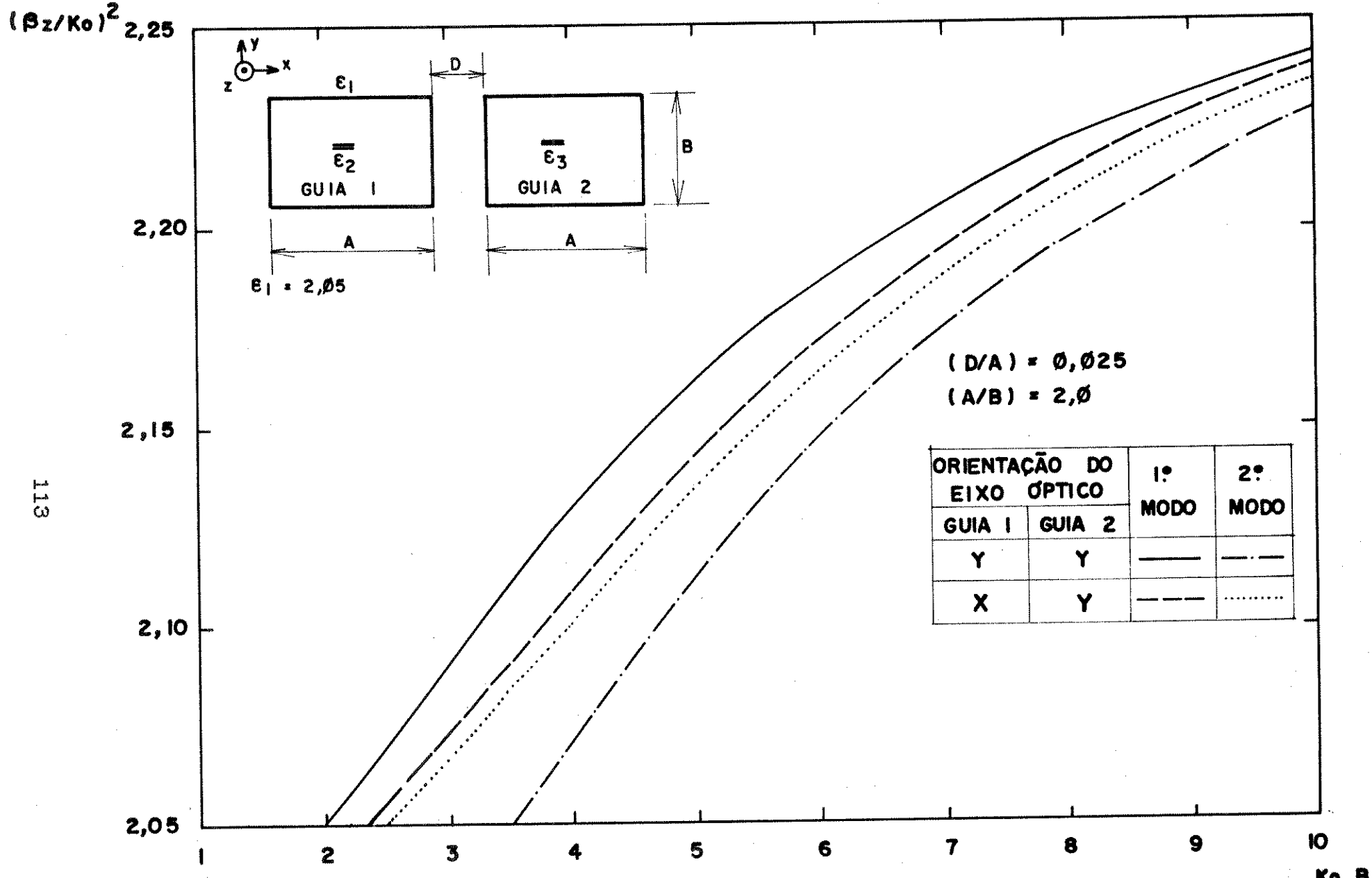


Figura 8.7. Constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/k_o)^2$, dos dois primeiros modos, como função da freqüência normalizada, $k_o.B$, para (A/B)=2,0; (D/A)=0,025 e para ϵ_1= 2,05. Para os dois casos: $\epsilon_{y2}=\epsilon_{y3}=2,19$; $\epsilon_{x2}=\epsilon_{x3}=\epsilon_{z2}=\epsilon_{z3}=2,31$ e com $\epsilon_{x2}=2,19$; $\epsilon_{y3}=2,19$; $\epsilon_{x3}=\epsilon_{y2}=\epsilon_{z3}=\epsilon_{z2}=2,31$.

As Figuras 8.8 e 8.9 mostram, respectivamente, as situações para o guia 1 com eixo óptico ao longo de x e o guia 2 com o eixo óptico ao longo de z e para o guia 1 com o eixo óptico ao longo de y e o guia 2 com eixo óptico na direção z. Mantendo-se um dos guias com o eixo óptico em z e modificando-se o eixo óptico do outro para x ou y, nota-se que, comparado com a situação em que se tem o eixo óptico das guias ao longo de z, as curvas de dispersão se deslocam para a direita, principalmente aquelas correspondentes ao segundo modo.

Ao contrário do esperado, as Figuras 8.8 e 8.9 não mostram redução no acoplamento dos guias. Dessa forma este caso merece uma análise rigorosa em trabalhos futuros.

8.6. CONCLUSÕES.

Foi possível registrar o efeito da variação de ϵ_{x3}, ϵ_{y3} e ϵ_{z3} tendo os guias, respectivamente, seus eixos ópticos ao longo das direções x, y e z.

Constatou-se que para os guias com eixos ópticos ao longo de x e y, incrementos em ϵ_{x2} e ϵ_{y3}, respectivamente, provocam um aumento das inclinações das curvas que representam o primeiro e o segundo modos. Além disso, verificam-se consideráveis afastamentos das citadas curvas. Para o caso em que tem-se os guias com eixo óptico ao longo da direção z, nota-se, especialmente para o segundo modo,

deslocamentos das curvas de dispersão para a direita. Nota-se que este efeito é bem menor que aqueles registrados para os casos anteriores.

Para as situações em que verificam-se cruzamentos de eixos ópticos constatou-se que, na situação em que tem-se o guia 1 com eixo óptico ao longo de x e o guia 2 com eixo óptico ao longo de y, as curvas que representam os dois primeiros modos aproximam-se quando comparados com as situações em que tem-se os guias com eixo óptico em x ou y. No caso em que tem-se o guia 1 com o eixo óptico em z e o guia 2 com o eixo óptico em x ou y, nota-se um considerável distanciamento das curvas que representam os dois primeiros modos, quando comparado com a situação em que se tem os guias com eixo óptico em z.

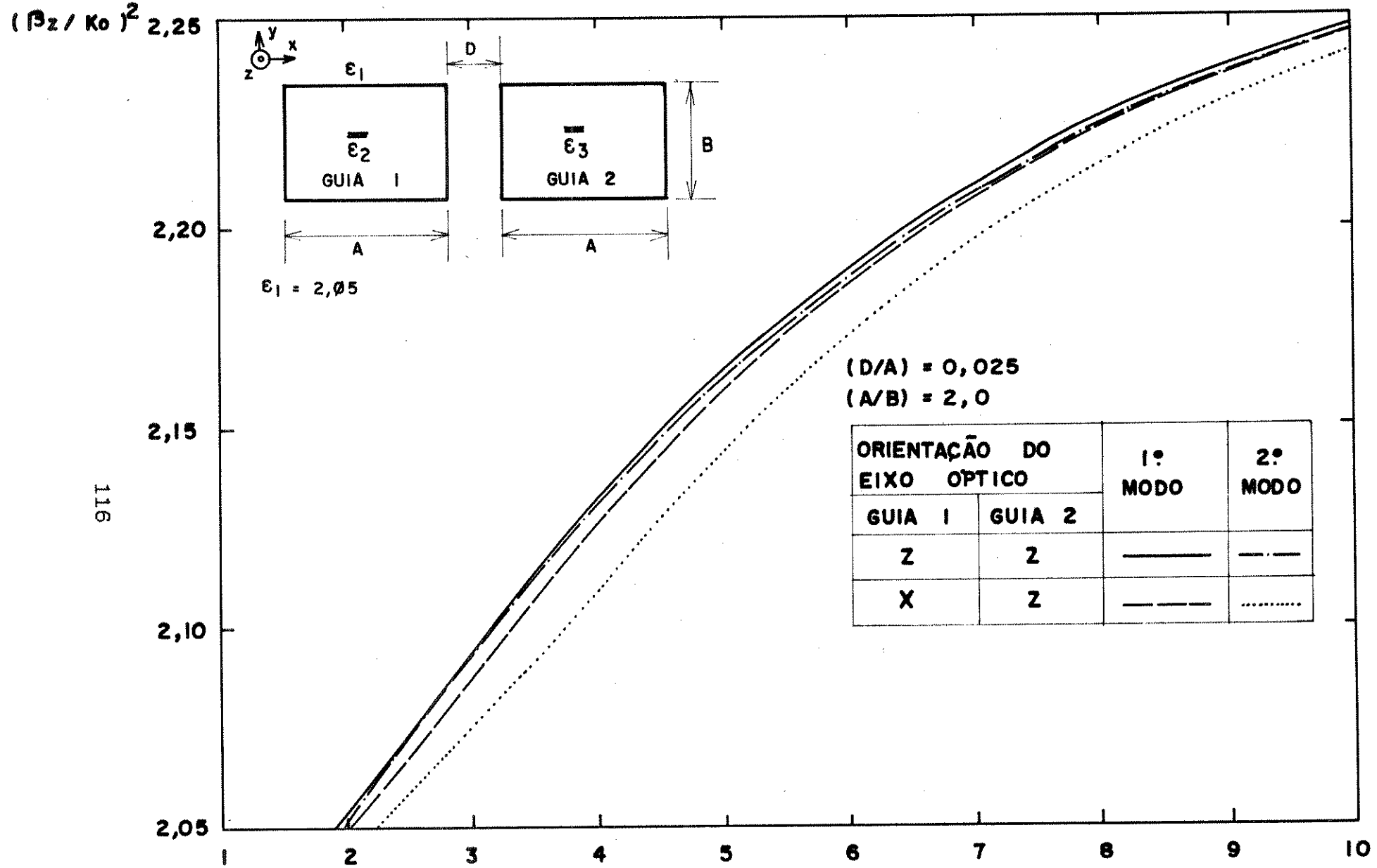


Figura 8.8. Constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/k_o)^2$, dos dois primeiros modos, como função da freqüência normalizada, $k_o.B$, para (A/B)=2,0; (D/A)=0,025 e para ϵ_1= 2,05. Para os seguintes casos: $\epsilon_{z2}=\epsilon_{z3}=2,19$; $\epsilon_{x2}=\epsilon_{y2}=\epsilon_{x3}=\epsilon_{y3}=2,31$ e para $\epsilon_{x2}=\epsilon_{z3}=2,19$; $\epsilon_{z2}=\epsilon_{y2}=\epsilon_{x3}=2,31$.

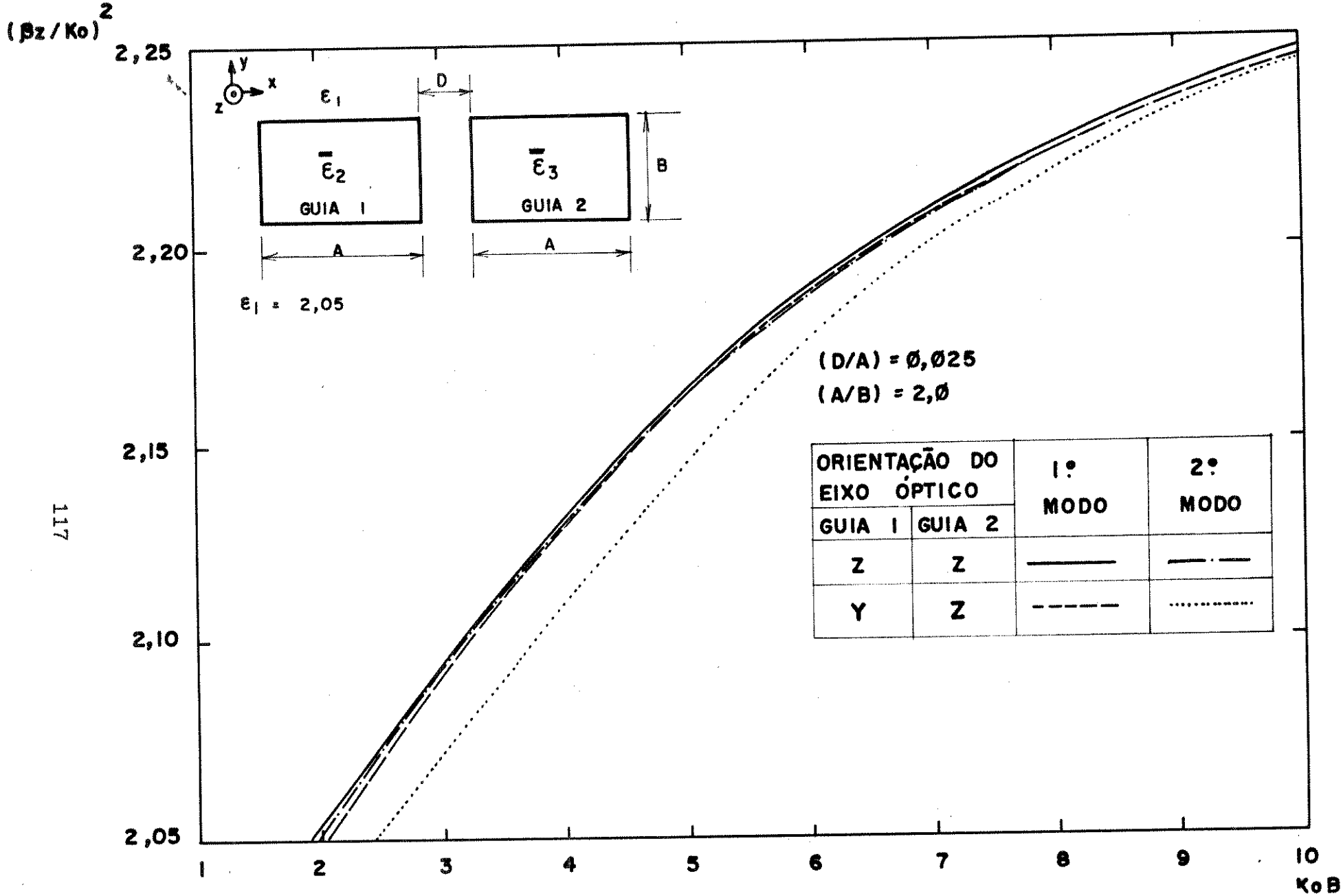


Figura 8.9. Constante dielétrica efetiva, $(\beta_z/k_o)^2$, dos dois primeiros modos, como função da freqüência normalizada, $k_o.B$, para (A/B)=2,0; (D/A)=0,025 e para ϵ_1= 2,05. Para os seguintes casos: $\epsilon_{z2}=\epsilon_{z3}$=2,19; $\epsilon_{x2}=\epsilon_{y2}=\epsilon_{x3}=\epsilon_{y3}$=2,31 e com $\epsilon_{y2}=\epsilon_{z3}$=2,19; $\epsilon_{x2}=\epsilon_{y3}=\epsilon_{x3}=\epsilon_{z2}$=2,31.

CAPÍTULO 9.

CONCLUSÕES

Este trabalho apresenta as características de dispersão para uma grande variedade de estruturas, formadas por dois guias retangulares dielétricos e fortemente acoplados. Para as citadas estruturas enfatiza-se o efeito provocado pela anisotropia e assimetria sobre a característica de dispersão obtida aplicando-se o método DFDF sobre a equação de onda vetorial que descreve a propagação dos campos ao longo das mencionadas estruturas. Nesta formulação, a equação de onda vetorial é escrita em termos das componentes transversais do campo magnético, o que permite a inclusão implícita de $\nabla.\vec{H} = 0$ Desta forma, elimina-se a presença de modos espúrios.

De modo geral, esta formulação permite escrever a equação de onda vetorial na forma de um problema convencional de autovalores e autovetores.

Vale ressaltar que embora tenhamos concentrado nossa atenção em guias retangulares, o método é aplicável a guias cilíndricos quaisquer e também com índice de refração variando arbitrariamente ao longo da secção transversal [1].

A utilização da malha graduada de pontos possibilita concentrar mais pontos nas regiões que apresentam maiores

densidades de energia em detrimento daquelas que possuem pequenas densidades de energia. Desta forma, faz-se uma boa solução de compromisso entre a memória disponível e a mínima resolução necessária para a malha de discretização.

Como já frisado [1], pode-se desenvolver um programa computacional, partindo-se de uma distribuição inicial de campos, visando a automação da malha de discretização.

Além das estruturas analisadas podem-se estudar inúmeras outras, levando-se em conta a anisotropia, acoplamento e assimetria. Entre aquelas de interesse prático convém citar os guias dielétricos tipo fita, fita invertida e costela.

Investimentos no programa, visando otimização de memória, podem levar a malhas de discretização com melhor resolução. Isto possibilitaria a análise de estruturas com geometrias mais complexas.

Recentemente, Souza Sobrinho [9] estendeu o método DFDF para o estudo de estruturas giroelétricas e giromagnéticas.

Partindo-se desta formulação, pode-se desenvolver análise de estruturas mais complexas que envolvem, por exemplo, além de dielétricos, meios metálicos, semicondutores, materiais dispersivos e não recíprocos. Assim sendo, esta ferramenta é potencialmente aplicável na análise de estruturas tais como ferritas, microfitas, semicondutores e plasma.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.

[1] C.L. da S. S. Sobrinho, "Método rigoroso das diferenças finitas em análise de estruturas de guias dielétricos anisotrópicos com perfil de índice de refraçao variável", Tese de Doutorado, DMO/FEE/UNICAMP, Julho de 1992.

[2] K. Bierwirth, N. Schulz, e F. Arndt, "Finite-difference analysis of rectangular dielectric waveguide structures", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-34, pp.1104-1114, nov. 1986.

[3] N. Schulz, K. Bierwirth, F. Arndt, e U. Koster, "Finite-difference method without spurious solutions for the hybrid-mode analysis of diffused channel waveguides", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 38, pp. 722-729, Junho 1990.

[4] E. A. J. Marcatili, "Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics", Bell Syst. Tech. J., vol. 48, pp. 2071-2102, Set. 1969.

[5] J. E. Goell, "A circular-harmonic computer analysis of rectangular dielectric waveguide", Bell Syst. Tech. J., pp. 2133-2160, Set. 1969.

[6] K. Hayata, M. Koshiba, M. Eguchi e M. Suzuki, "Vectorial finite-element method without any spurious solution for dielectric waveguiding problems using transverse magnetic-field component", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-34, pp.1120-1124, Nov. 1986.

[7] M. Koshiba, K. Hayata, e M. Suzuki, "Aproximate scalar finite-element analysis of anisotropic optical waveguides", Electron. Lett., vol. 18, nº 10, pp. 411-412, Maio 1992.

[8] N. Schulz, K. Bierwirth, F. Arndt, e U. Koster, "Rigorous finite-difference analysis of coupled channel waveguides with arbitrarily varying index profile". J. Lightwave Technol., vol. 9, nº 10, pp. 1244-1253, Out. 1991.

[9] C. L. da S. S. Sobrinho, A. J. Giarola, "Uso do método DFDF na análise de guia de onda constituído de materiais giromagnéticos", IV Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica, Belém, Pará, Brasil, 25 a 28 de julho de 1994.

[10] IBM, User´s guide and reference, "Eingenvalues and optionally the eigenvectors of general matrix", pp. 483-495, Set. 1987.

[11] H. F. Pinheiro, C. L. da Silva Souza Sobrinho e A. J. Giarola, "The use fo FDFD method for obtaining dispersion characteristics of asymetric coupled anisotropic rectangular dieletric waveguides", em 1994 IEE Antenas and Propagation Society Internation Symposium - University of Washington - Seatle, Washington USA, pp. 726-729, june 19-24.

[12] H. F. Pinheiro, C. L. da Silva Souza Sobrinho e A. J. Giarola, "Análise do índice de refração efetivo de guias de ondas dielétricos anisotrópicos acoplados", VI Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica, Belém, Pará, Brasil, pp. 269-274, 25 a 28 de julho de 1994.

[13] H. F. Pinheiro, C. L. da Silva Souza Sobrinho e A. J. Giarola, "Analysis of the influence of the transverse dimensions of coupled dieletric waveguide on the dispersion characteristics by the FDFD method", em 1994 IEEE International Telecomunication Symposium, Rio de Janeiro, RJ, Brasil Agosto de 1994.