

ESTUDO INTRODUTÓRIO ÀS MICROCAVIDADES SEMICONDUTORAS

Luís Felipe Marques Nunes¹; Eduardo Adriano Cotta²; Igor Tavares Padilha³

¹Universidade Federal do Amazonas (felipemarques350@gmail.com);

²Universidade Federal do Amazonas (cotta@ufam.edu.br);

³Universidade Federal do Amazonas (igorfis@ufam.edu.br).

Ciências Exatas e da Terra; PET Física; Universidade Federal do Amazonas; FNDE.

RESUMO

Espelhos de Bragg (ou espelhos DBR – Distributed Bragg Reflector) são heteroestruturas formadas por camadas alternadas periodicamente de materiais distintos, isto é, com índices de refração diferentes. Esses espelhos têm a propriedade de possuírem alta reflectância, superior a 99%. Ao inserir uma camada extra de maior espessura entre dois espelhos DBR, temos uma cavidade óptica que, para um certo comprimento de onda, a reflectância decai abruptamente. O comprimento de onda para o qual a reflectância da cavidade é muito baixa é chamado comprimento de onda de ressonância. Este trabalho consiste em analisar uma amostra com pares de camadas de Arseneto de Gálio e Arseneto de Alumínio, através de uma simulação computacional para mostrar o comportamento do espectro de reflectância na amostra.

PALAVRAS-CHAVE: laser, semicondutores, óptica, espelho DBR.

INTRODUÇÃO

Quando dois espelhos DBR estão separados por uma camada espaçadora, tal que sua espessura é um múltiplo de meio comprimento de onda, temos uma cavidade óptica ressonante, cujas dimensões são da ordem do comprimento de onda da luz, dando origem a uma microcavidade semicondutora. [1]

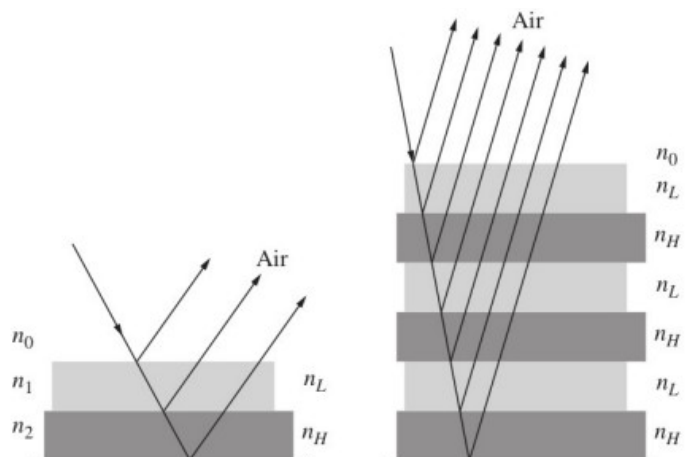


Figura 1: Estrutura Espelho DBR

A ressonância da cavidade é caracterizada por uma baixa reflectância e, conseqüentemente, alta transmitância, o que implica o uso da microcavidade como uma espécie de filtro de comprimentos de onda.[2]

METODOLOGIA

Primeiramente, estudou-se o modelo teórico para o cálculo da reflectância de uma heteroestrutura de multicamadas. Neste modelo, uma onda eletromagnética se propagando em um meio incidente com índice de refração n_0 incide em um filme fino de espessura d e índice de refração n_1 (vide figura 2) e, posteriormente, é transmitido para um meio de índice de refração n_s . Usando a continuidade da componente paralela do campo elétrico nas interfaces I e II, obtemos [3]:

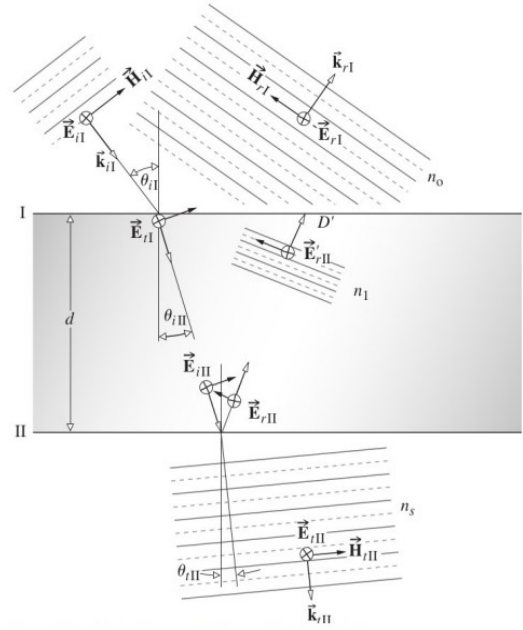


Figura 2: Campos elétrico e magnético nas interfaces da camada fina

$$E_I = E_{iI} + E_{rI} = E_{tI} + E'_{rII} \quad (1)$$

$$H_I = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (E_{tI} - E'_{rII}) n_1 \cos \theta_{iII} \quad (2)$$

$$E_{II} = E_{iII} + E_{rII} = E_{tII} \quad (3)$$

$$H_{II} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_{tII} n_s \cos \theta_{tII} \quad (4)$$

A onda que se propaga na interface I para a II acumula uma fase de $k_0 n_1 d \cos \theta_{iII} = k_0 h$. Portanto:

$$E_{II} = E_{tI} e^{-ik_0 h} + E'_{rII} e^{ik_0 h} \quad (5)$$

$$H_{II} = (E_{tI} e^{-ik_0 h} - E'_{rII} e^{ik_0 h}) \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_1 \cos \theta_{iII} \quad (6)$$

Fazendo $\gamma_1 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_1 \cos \theta_{iII}$, obtemos

$$E_I = E_{II} \cos k_0 h + H_{II} (i \operatorname{sen} k_0 h) / \gamma_1 \quad (7)$$

$$H_I = E_{II} \gamma_1 i \operatorname{sen} k_0 h + H_{II} \cos k_0 h \quad (8)$$

Escrevendo as equações na forma matricial:

$$\begin{pmatrix} E_I \\ H_I \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos k_0 h & \frac{i \operatorname{sen} k_0 h}{\gamma_1} \\ \gamma_1 i \operatorname{sen} k_0 h & \cos k_0 h \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{II} \\ H_{II} \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} E_{II} \\ H_{II} \end{pmatrix} \quad (9)$$

onde M é chamada matriz de transferência para uma única camada do espelho DBR. Agora, para x camadas superpostas, temos que:

$$\begin{pmatrix} E_I \\ H_I \end{pmatrix} = M_1 M_2 \dots M_x \begin{pmatrix} E_{x+1} \\ H_{x+1} \end{pmatrix} \quad (10)$$

onde o produto das matrizes de transferência de cada camada do espelho é relacionado por:

$$M = M_1 M_2 \dots M_x = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \quad (11)$$

Pelos coeficientes da matriz de transferência das múltiplas camadas, $\gamma_0 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_0 \cos \theta_{II}$ e $\gamma_s = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_s \cos \theta_{III}$, obtemos o coeficiente de reflexão r e de transmissão t:

$$r = \frac{\gamma_0 m_{11} + \gamma_0 \gamma_s m_{12} - m_{21} - \gamma_s m_{22}}{\gamma_0 m_{11} + \gamma_0 \gamma_s m_{12} + m_{21} + \gamma_s m_{22}} \quad (12)$$

$$t = \frac{2 \gamma_0}{\gamma_0 m_{11} + \gamma_0 \gamma_s m_{12} + m_{21} + \gamma_s m_{22}} \quad (13)$$

O cálculo da reflectância (transmitância) é dado por $R = |r|^2$ ($T = |t|^2$).

RESULTADOS E DISCUSSÃO

Uma simulação computacional da reflectância da microcavidade foi feita através do software FreeMat. Primeiramente, obtemos o espectro da reflectância de um espelho DBR com incidência normal, variando o número de pares que o formam. O comprimento de onda de ressonância escolhido foi de 900nm, com pares alternados de GaAs e AlAs ($\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$) conforme a figura 3 abaixo:

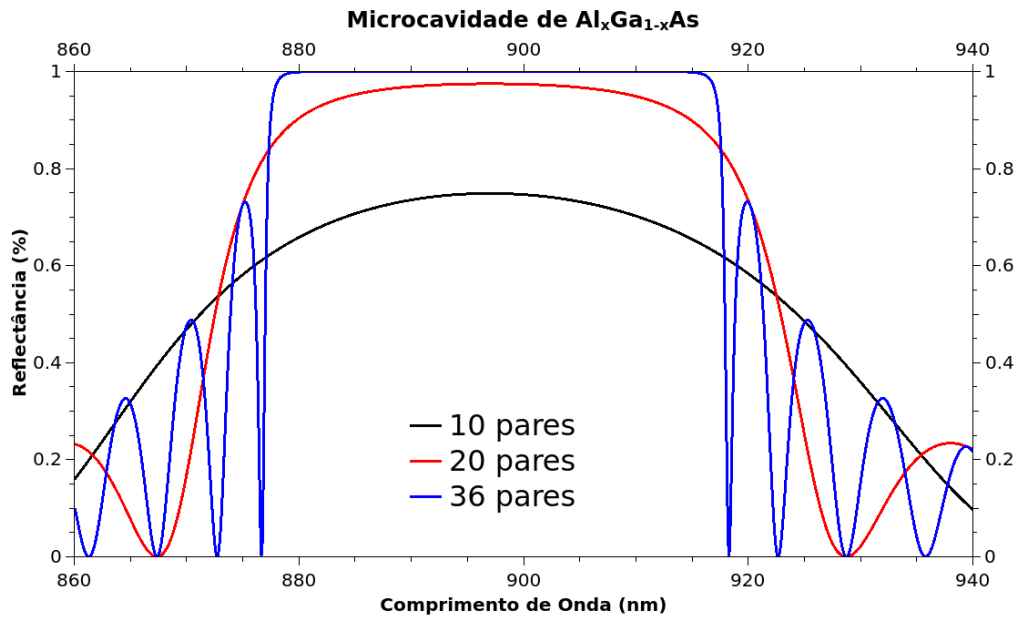


Figura 3: Espectro da reflectância com incidência normal, comprimento de onda de ressonância de 900nm e variação do número de pares de camadas

A figura 3 mostra que, tendo apenas um espelho DBR, conforme o número de pares desse espelho aumenta, o stop-band fica mais bem definido, aumentando a faixa espectral de reflectância máxima. Inserimos nossa microcavidade no algoritmo, levando em conta 36 pares de camadas, comprimento de onda de ressonância ainda em 900nm e variando o ângulo de incidência, obtendo o gráfico da figura 4.

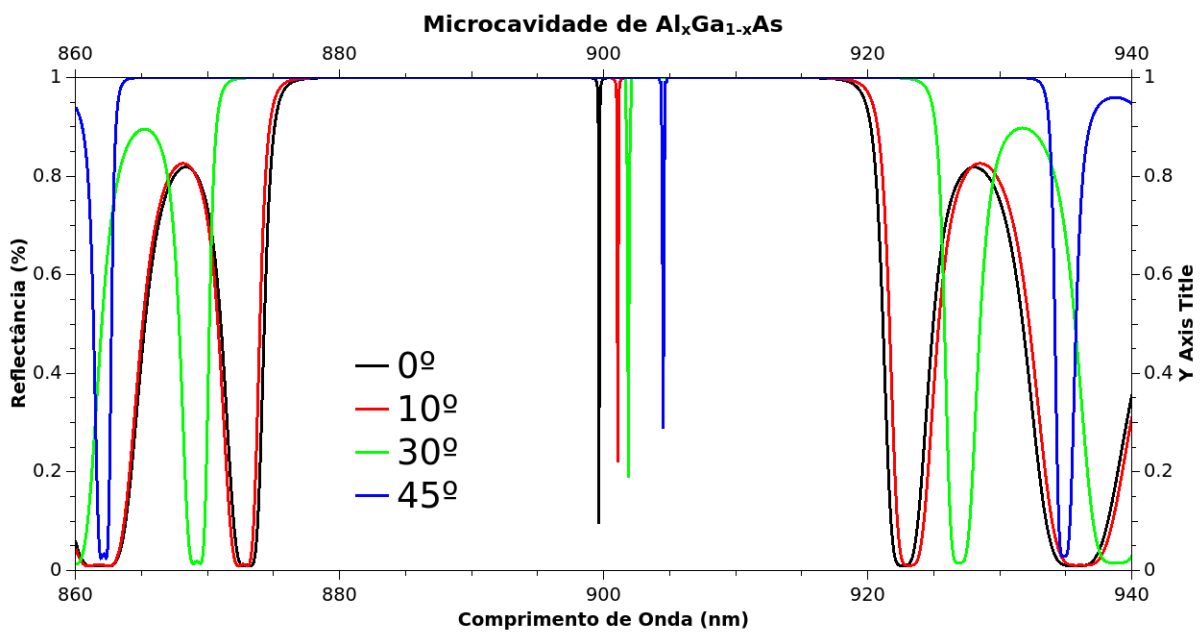


Figura 4: Espectro de reflectância com comprimento de onda de ressonância em 900nm, 36 pares de camadas, 18 pares nos DBR superior e inferior, e variação do ângulo de incidência

Vemos que o comprimento de onda de ressonância e a largura do stop-band aumentam. Isso se deve ao fato da mudança de ângulo incidente fazer com que o caminho óptico aumente através das camadas do espelho. E agora, variando a espessura da cavidade, obtem-se como resultado o gráfico da figura 5.

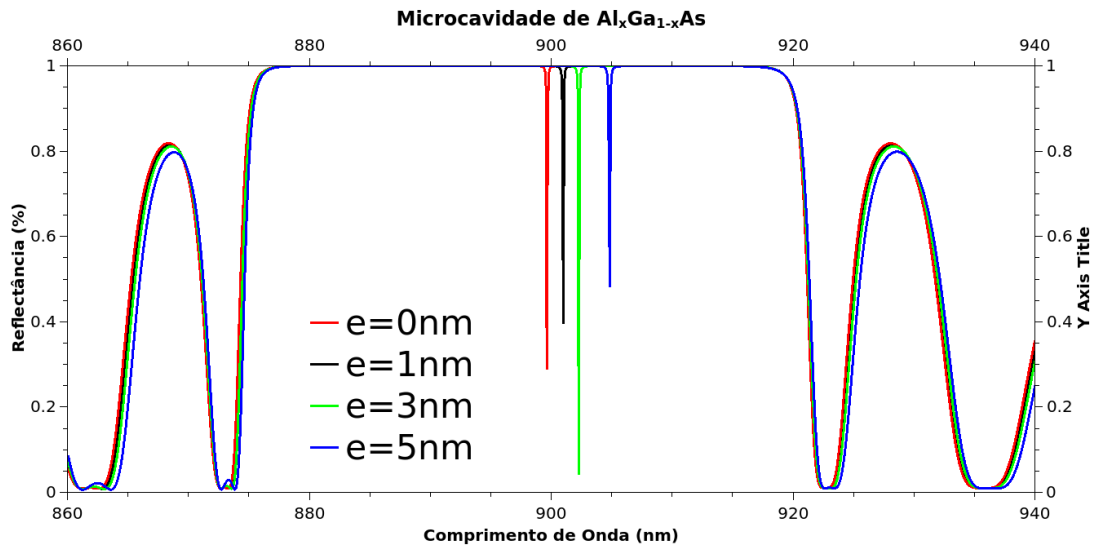


Figura 5: Espectro da reflectância com comprimento de onda de ressonância em 900nm com 36 pares de camadas, 18 em cada DBR, incidência normal e aumento da espessura da cavidade

O comprimento de onda de ressonância aumenta, porém o espectro do stop-band não muda de comportamento. Aumentar a espessura da microcavidade também aumenta o caminho óptico do laser dentro da camada, deslocando a ressonância ao longo do gráfico.

CONSIDERAÇÕES FINAIS

Dados esses comportamentos, o comprimento de onda de ressonância varia com a espessura extra da cavidade e, além disso, as suas faces não são paralelas, de forma que, deslocando o laser ao longo da superfície da amostra, sempre mantendo o ângulo incidente nulo, a microcavidade no gráfico também se desloca.

REFERÊNCIAS

- [1] FILHO, T. OLIVEIRA, D. Características Elétricas e Ópticas de Espelhos de Bragg do sistema AlGaAsSb/AlAsSb sobre InP. Universidade Estadual de Londrina - UEL 2006.
- [2] COTTA, E. MATINAGA, F. Estudos de Efeitos Eletrodinâmicos numa Microcavidade Semicondutora com Um Poço Quântico De GaAs. Universidade Federal de Belo Horizonte UFMG 2004.
- [3] HECHT, Eugene. OPTICS. 5ª edição. Boston: PEARSON, 2017.