

EFEITOS DE TENSÃO EM UM PONTO QUÂNTICO CILÍNDRICO AUTO-ORGANIZADO

EFFECTS OF STRAIN IN SELF-ASSEMBLED CYLINDRICAL QUANTUM DOT

Silvio José Prado

Universidade Federal de Uberlândia, Faculdade de Ciências Integradas do Pontal
Avenida José João Dib, 2.545 Bairro Progresso, CEP: 38302-000 Ituiutaba, MG
E-mail: sprado@pontal.ufu.br

RESUMO

Neste trabalho calculou-se a estrutura eletrônica de um ponto quântico cilíndrico auto-organizado sob efeito de tensão axial. O modelo utilizado para realizar o cálculo foi baseado no Hamiltoniano \mathbf{k}, \mathbf{p} 6×6 de Kane, o qual leva em consideração a forte mistura entre as bandas de condução e de valência, assim como permite estudar o conjunto de simetrias associadas com esses estados eletrônicos e os efeitos de tensão. Como aplicação, calculou-se a estrutura eletrônica em pontos quânticos de $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}/\text{CdTe}$ e $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Se}/\text{ZnSe}$, para dois valores da concentração x , e discutiram-se as mudanças no caráter dos estados da banda de valência devido à tensão.

Palavras-chave: Ponto quântico cilíndrico, estrutura eletrônica, Hamiltoniano \mathbf{k}, \mathbf{p} , tensão, simetrias.

ABSTRACT

In this work it was calculated the electronic structure of a self-assembled cylindrical quantum dot under the influence of axial strain. The model used to perform the calculation was based on the Kane's 6×6 \mathbf{k}, \mathbf{p} Hamiltonian which takes into account the strong mixing between the conduction and valence band and allows studying the set of symmetries associated with these electronic states and effects of strain. As an application, the electronic structure in quantum dots

$\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}/\text{CdTe}$ and $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Se}/\text{ZnSe}$ was calculated for two values of concentration x , and the changes in the character of the valence band states due to strain was discussed.

Keywords: cylindrical quantum dot, electronic structure, \mathbf{k}, \mathbf{p} Hamiltonian, strain, symmetries.

1 – INTRODUÇÃO

Recentemente, tem havido um grande interesse em pontos quânticos auto-organizados, onde os portadores de carga estão fortemente confinados.

O uso do método de crescimento epitaxial Stranski-Krastanow para fabricar os chamados pontos quânticos auto-organizados significou um avanço na investigação de pontos quânticos de semicondutores (MLINAR *et al.*, 2006).

A natureza fácil e rápida do processo de crescimento, juntamente com a possibilidade de fabricar pontos pequenos e sem defeitos, tem uma grande vantagem sobre os tipos anteriores de pontos, como, por exemplo, pontos coloidais ou pontos criados por técnicas litográficas (JANSSENS *et al.*, 2003). A formação dos pontos auto-organizados requer dois materiais semicondutores com parâmetros de rede diferentes, que são crescidos uns sobre os outros. Tais diferenças entre os parâmetros de rede dão origem à formação de pontos de tamanhos nanométricos, governados pelos efeitos de tensão-relaxamento.

O confinamento de portadores de carga nos pontos quânticos ocorre devido à diferença na estrutura de banda dos dois materiais semicondutores. Podem-se definir dois tipos de pontos quânticos, que são chamados de tipo I e tipo II, dependendo do alinhamento das bandas. No caso dos pontos tipo I, ambos, elétrons e buracos estão confinados no interior do ponto. Para os pontos do tipo II,

o confinamento dentro do ponto ocorre apenas para um dos portadores de carga, ou seja, o elétron ou o buraco, ao passo que para a outra partícula o ponto forma um anti-ponto.

A formação dos pontos quânticos auto-organizados está indissolúvelmente ligada à ocorrência de campos de tensão em torno dos pontos. A tensão terá ter um grande impacto sobre a estrutura de banda e, portanto, também sobre as propriedades ópticas dos pontos. A componente hidrostática da tensão irá afetar os extremos das bandas de condução e de valência, enquanto a tensão biaxial modifica a banda de valência quebrando a degenerescência dos estados de buraco-pesado e buraco-leve (MLINAR *et al.*, 2006, 2005).

Neste trabalho teórico foram estudados os efeitos de tensão axial sobre um ponto quântico cilíndrico do tipo I, $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}/\text{CdTe}$ e $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Se}/\text{ZnSe}$, em função da concentração de Cádmi (Cd) x , das dimensões do ponto e das massas efetivas. Neste caso os pontos quânticos cilíndricos de $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}(\text{Se})$ são crescidos sobre os substratos de CdTe e ZnSe , respectivamente. Para isso utilizou-se o Hamiltoniano de Kane 6×6 , para descrever a mistura entre as bandas de condução e de valência, e o Hamiltoniano de Pikus-Bir para descrever a tensão elástica (BITTENCOURT *et al.*, 1998; PRADO *et al.*, 2003).

2 – A REPRESENTAÇÃO \mathbf{k}, \mathbf{p}

Um grande número de métodos de cálculo de estrutura de bandas tem sido usado em sólidos, entretanto o método \mathbf{k}, \mathbf{p} , introduzido inicialmente por Kane (1966) e Luttinger e Kohn (1955) tem mostrado ser a aproximação mais geral de massa efetiva para heteroestruturas, onde os estados são expandidos em um conjunto finito de estados de Bloch próximos a um extremo, \mathbf{k}_0 , da estrutura de banda do *bulk* dentro da zona de Brillouin do cristal.

O Hamiltoniano \mathbf{k}, \mathbf{p} usado foi bem descrito por Weiler (WEILER, 1981) e usado em uma versão modificada por Sercel e Vahala (1990) em pontos quânticos. Usou-se uma versão padrão do \mathbf{k}, \mathbf{p} , com um ordenamento especial dos estados em dois conjuntos, um com *spin* para cima e outro com *spin* para baixo: e^+ , hh^+ , lh^+ , e^- , hh^- , lh^- . O Hamiltoniano \mathbf{k}, \mathbf{p} tem, portanto a seguinte forma (PRADO *et al.*, 2003; PRADO *et al.*, 2003a).

$$H_{k,p} = \begin{pmatrix} \hat{D}_{el} & -\sqrt{3}\hat{K}_+ & \sqrt{2}\hat{K}_z & 0 & 0 & \hat{K}_- \\ & \hat{D}_{hh} & -\hat{G}_- & 0 & 0 & \frac{1}{2}\hat{W} \\ & & \hat{D}_{lh} & -\hat{K}_- & \frac{1}{2}\hat{W} & 0 \\ & & & \hat{D}_{el} & -\sqrt{3}\hat{K}_- & \sqrt{2}\hat{K}_z \\ & & & & \hat{D}_{hh} & \hat{G}_+ \\ & & & & & \hat{D}_{lh} \end{pmatrix} \quad (1)$$

Os elementos da matriz não escritos são idênticos aos mostrados, por simetria.

Cada elemento da diagonal é definido como:

$$\hat{D}_{el} = E_G + \frac{\hbar^2}{m_0}(F + 1/2)\hat{P}^2,$$

$$\hat{D}_{hh} = \hat{D}_+,$$

$$\hat{D}_{lh} = \hat{D}_-.$$

Onde:

$$\hat{D}_\pm = \left(\frac{\gamma_1 \pm \gamma_2}{2}\right)\hat{P}^2 \mp \frac{3}{2}\gamma_2\hat{P}_z^2. \quad (3)$$

Os termos fora da diagonal são escritos como:

$$\hat{K}_\pm = i\sqrt{\frac{1}{6}}P_0\hat{P}_\pm, \quad \hat{K}_z = i\sqrt{\frac{1}{3}}P_0\hat{P}_z,$$

$$\hat{G}_\pm = \sqrt{3}\gamma_3\hat{P}_\pm\hat{P}_z, \quad \hat{W} = \sqrt{3}\bar{\gamma}\hat{P}_-^2. \quad (4)$$

Nas expressões acima os operadores \hat{P}_\pm e \hat{P}_z são definidos como $\hat{P}_\pm = \left(\frac{\partial}{\partial x} \pm i\frac{\partial}{\partial y}\right)$, $\hat{P}_z = \frac{\partial}{\partial z}$ e $\hat{P}^2 = \nabla^2$. O

parâmetro adicional é definido como $\bar{\gamma} = \frac{1}{2}(\gamma_2 + \gamma_3)$.

Os parâmetros de segunda ordem F , γ_1 , γ_2 e γ_3 , levam em consideração as contribuições de bandas distantes nas massas efetivas da banda de condução (elétron) e da banda de valência (buracos), respectivamente e são dados em unidades de \hbar^2/m_0 . Finalmente

$P_0 = i\frac{\hbar}{m_0}\langle s|p_x|x\rangle$ é o termo de primeira ordem de Kane (medido em meV-Å), o qual está relacionado com a intensidade do acoplamento entre as bandas de condução e de valência.

O Hamiltoniano de tensão a ser adicionado ao Hamiltoniano \mathbf{k}, \mathbf{p} da Eq.(1) foi o do modelo Pikus-Bir, somente com termos diagonais, devido ao fato de se considerar tensão axial (TADIC *et al.*, 2002; PRYOR, 1998; MLINAR *et al.*, 2005).

$$H_T = \begin{pmatrix} \hat{D}_{e,T} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ & \hat{D}_{hh,T} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ & & \hat{D}_{lh,T} & 0 & 0 & 0 \\ & & & \hat{D}_{e,T} & 0 & 0 \\ & & & & \hat{D}_{hh,T} & 0 \\ & & & & & \hat{D}_{lh,T} \end{pmatrix} \quad (5)$$

Os elementos de matriz da diagonal tem subscrito T, para indicar tensão, e são escritos como:

$$\begin{aligned} \hat{D}_{e,T} &= a_c(x)\varepsilon_c(x), & \hat{D}_{hh,T} &= \varepsilon_h(x) + \varepsilon_s(x), \\ \hat{D}_{lh,T} &= \varepsilon_h(x) - \varepsilon_s(x) - 2\frac{\varepsilon_s^2(x)}{\Delta(x)}. \end{aligned} \quad (6)$$

Aqui ε_c , ε_h e ε_s são as componentes do tensor alongação e $\Delta(x)$ é a energia de interação spin-órbita. Essas componentes podem ser escritas em termos dos potenciais de deformação a_c , a_v e b como:

$$\varepsilon_c(x) = 2a_c(x)\left(\frac{C_{11}(x) - C_{12}(x)}{C_{11}(x)}\right)\varepsilon_S(x),$$

$$\varepsilon_h(x) = 2a_v(x)\left(\frac{C_{11}(x) - C_{12}(x)}{C_{11}(x)}\right)\varepsilon_S(x), \quad (7)$$

e

$$\varepsilon_s(x) = -b(x)\left(\frac{C_{11}(x) + 2C_{12}(x)}{C_{11}(x)}\right)\varepsilon_S(x), \quad (8)$$

Onde: C_{ij} são os módulos elásticos, os quais são determinados experimentalmente (BITTENCOURT *et al.*, 1998).

O fator $\varepsilon(x)$ leva em consideração o descasamento dos parâmetros de rede, sendo escrito como:

$$\varepsilon(x) = \left(\frac{a_s - a(x)}{a(x)} \right), \quad (9)$$

Onde a_s é a constante de rede do substrato e $a(x)$ a constante de rede correspondente aos materiais semicondutores $Zn_xCd_{1-x}Te/CdTe$ e $Zn_xCd_{1-x}Se/ZnSe$ em função da concentração x .

3 – CÁLCULO DA ESTRUTURA ELETRÔNICA

O cálculo da estrutura eletrônica foi feito para um ponto quântico cilíndrico de raio R e altura $2H_z$ sujeito a um campo de tensão. Como uma primeira aproximação, assumiu-se um modelo de barreira de potencial infinita, o qual permite simplificar o estudo das autofunções e dos efeitos de tensão (PRADO, 2003a; MLINAR *et al.*, 2005).

Como o potencial de confinamento tem simetria cilíndrica, a componente z do momento angular total F pode ser introduzida como um bom número quântico, $F_z = mf_z$. A projeção do momento angular total F pode ser escrita como $F_z = J_z + L_z$, onde J_z é a componente z do momento angular da função de Bloch no extremo da banda e L_z é a componente z do momento angular da função envelope (PRADO, 2003a).

Os operadores \hat{P}_\pm e \hat{P}_z são escritos em coordenadas cilíndricas como:

$$\begin{aligned} \hat{P}_\pm &= e^{\pm i\phi} \left[\frac{\partial}{\partial \rho} \pm \frac{i}{\rho} \frac{\partial}{\partial \phi} \right], \\ \hat{P}_z &= \frac{\partial}{\partial z}. \end{aligned} \quad (10)$$

Se o ponto quântico é simétrico na direção z , a paridade da função de onda também é introduzida como um número quântico. Os estados para um dado número quântico f_z , são denotados por ${}_n X_{f_z}^{par}$ onde n é o índice do estado para um dado f_z , X representa o valor mais baixo de $|l|$ no conjunto das bases para os estados das bandas de condução e de valência e “par” representa a paridade total do estado (+ para paridade par, - para a paridade ímpar). É óbvio que estados de mesma paridade total e mesmo f_z não podem se cruzar, pois os estados são classificados com respeito a f_z , a paridade e a n . O ordenamento dos estados pares e ímpares depende das dimensões do ponto quântico, no caso altura e raio. As funções envelopes das bandas de condução e de valência são expandidas em um termo dependente de z .

$$F_{n,l,s}^\pm(\rho, \phi, z) = \Phi^n_l(\rho, \phi) f_s^\pm(m, z). \quad (11)$$

O termo situado no plano é dado por $\Phi^n_l(\rho, \phi) = A_{n,l} J_l(k_n^l \rho) \frac{e^{\pm il\phi}}{\sqrt{2\pi}}$, onde $A_{n,l}$ é a constante de normalização e $J_l(x)$ é a função de Bessel, l é calculado para um dado f e j . O termo dependente em z é dado por:

$$\begin{aligned} f^+ &= \sqrt{\frac{1}{H_z}} \cos\left(\frac{m_1 \pi}{2H_z} z\right), \quad m_1 = 1, 3, 5, \dots, \\ f^- &= \sqrt{\frac{1}{H_z}} \text{sen}\left(\frac{m_2 \pi}{2H_z} z\right), \quad m_2 = 2, 4, 6, \dots, \end{aligned} \quad (12)$$

H_z representa a meia altura do cilindro. Devido à simetria inerente ao método \mathbf{k}, \mathbf{p} e à geometria cilíndrica do ponto quântico, os subespaços podem ser construídos como uma combinação especial de funções pares, $\Phi^n_{2l}(\rho, \phi)$ e $f^+(z)$, e ímpares, $\Phi^n_{2l+1}(\rho, \phi)$ e $f^-(z)$. A forma geral do conjunto de espinores que formam os subespaços é (PRADO, 2003a):

$$\left| \Psi_{I(w)}(\rho) \right\rangle = \sum_{n,l} \sum_{m_1, m_2} \begin{pmatrix} \Phi^n_{2L(2L+1)}(\rho, \phi) f^+ |e^+ \rangle \\ \Phi^n_{2L+1(2L)}(\rho, \phi) f^+ |hh^+ \rangle \\ \Phi^n_{2L(2L+1)}(\rho, \phi) f^- |lh^+ \rangle \\ \Phi^n_{2L+1(2L)}(\rho, \phi) f^- |e^- \rangle \\ \Phi^n_{2L(2L+1)}(\rho, \phi) f^- |hh^- \rangle \\ \Phi^n_{2L+1(2L)}(\rho, \phi) f^+ |lh^- \rangle \end{pmatrix} \quad (13)$$

e

$$\left| \Psi_{III(w)}(\rho) \right\rangle = \sum_{n,l} \sum_{m_1, m_2} \begin{pmatrix} \Phi^n_{2L+1(2L)}(\rho, \phi) f^+ |e^+ \rangle \\ \Phi^n_{2L(2L+1)}(\rho, \phi) f^+ |hh^+ \rangle \\ \Phi^n_{2L+1(2L)}(\rho, \phi) f^- |lh^+ \rangle \\ \Phi^n_{2L(2L+1)}(\rho, \phi) f^- |e^- \rangle \\ \Phi^n_{2L+1(2L)}(\rho, \phi) f^- |hh^- \rangle \\ \Phi^n_{2L(2L+1)}(\rho, \phi) f^+ |lh^- \rangle \end{pmatrix} \quad (14)$$

De acordo com o modelo de barreira de potencial infinita os estados (13) e (14) devem satisfazer a seguinte condição de contorno:

$$\Psi_{n,l,s}^{I(II),III(IV)}(\rho \geq R, \phi, |z| \geq H_z) = 0, \quad (15)$$

no raio R e na meia-altura H_z , portanto o número de onda que aparece em cada componente $F_{n,l,s}^\pm(\rho, \phi, z)$ é dado por $k_n^l = \mu_n^l / R$ onde μ_n^l é o n -ésimo zero da função de Bessel. A ordem imposta sobre o número quântico orbital m nas equações (13) e (14) é determinada pelos elementos fora da diagonal do Hamiltoniano \mathbf{k}, \mathbf{p} . Os operadores \hat{P}_\pm mudam a paridade da função de Bessel, enquanto que \hat{P}_z muda a paridade da função $f_s^\pm(m, z)$. O acoplamento entre a banda de condução e a banda de valência e a mistura de estados na banda de valência aparecem devido

às contribuições dos termos fora da diagonal do Hamiltoniano (1).

4 – RESULTADOS

Os parâmetros usados para o cálculo da estrutura eletrônica do $Zn_xCd_{1-x}Te/CdTe$ e do $Zn_xCd_{1-x}Se/ZnSe$ são mostrados na Tabela 1.

Tabela 1: Parâmetros para os Hamiltonianos de Kane e de Pikus-Bir usados neste trabalho

Parâmetros	$Zn_xCd_{1-x}Te/CdTe$	$Zn_xCd_{1-x}Se/ZnSe$
$^1a(\text{Å})$	6,478-0,378x	6,052+0,429x
$^2E_g(\text{meV})$	1606,9+ 683,1x	1680+1045x
$^2\Delta(\text{meV})$	976 - 56x	430- 420x
$^3P_0(\text{meV})$	82,6+20,7x	77,6+20,6x
$^3\gamma_1$	1,66-1,925x	1,89+1,45x
$^3\gamma_2$	-0,186-1,013x	0,552+0,209x
$^3\gamma_3$	0,125-0,823x	0,552+0,678x
$^3a_c(\text{meV})$	-2566,7 - 1086,63x	-2142,86 - 2014,29x
$^4a_v(\text{meV})$	1283,3+543,4x	470x-1000
$^4b(\text{meV})$	-1150-150x	440x-1140
$^4C_{11}(\text{GPa})$	64,78+6,518x	81+69x
$^4C_{12}(\text{GPa})$	41,54-0,84x	488+36x

¹U. Hotje, C. R., M. Binnewies, Solid State Sciences 5 12591262 (2003).

²S. Schulz and G. Czycholl, Physical Review B, 72, 165317 (2005)

³Landolt-Börnstein

⁴S. Lankes, T. Reisinger, B. Hahn, C. Meier, M. Meier, W. Gebhardt, Journal of Crystal Growth 159, 480-484 (1996).

Nas Figuras 1 e 2 são apresentados os espectros de energia para os pontos quânticos cilíndricos de $Zn_xCd_{1-x}Te/CdTe$ e de $Zn_xCd_{1-x}Se/ZnSe$, calculados no ponto Γ e plotados como função do inverso do raio, para um valor de $H_z = 0,5\text{Å}$, onde $1\text{Å} = 100\text{Å}$. Nessas figuras aparecem somente as energias referentes aos subespaços I e IV, pois as energias referentes aos subespaços I (III) e II (IV) são degeneradas.

Pode-se observar nas figuras que devido a energia do gap para o $Zn_xCd_{1-x}Te/CdTe$ ser menor do que aquela do $Zn_xCd_{1-x}Se/ZnSe$, a tensão afeta mais fortemente os estados da banda de condução e de valência do primeiro material semiconductor.

Na banda de valência a tensão faz com que os níveis de energia que deveriam ser negativos (o topo da banda de valência é tomado como zero de energia), se tornem positivos, na região entre aproximadamente $0,1\text{Å}^{-1}$ (1.000Å) e 1Å^{-1} (100Å) no caso do $Zn_xCd_{1-x}Te/CdTe$ e entre $0,1\text{Å}^{-1}$ (1.000Å) e 1Å^{-1} (200Å) no caso do $Zn_xCd_{1-x}Se/ZnSe$, além de levar a um cruzamento entre os dois primeiros níveis desta banda, trocando o caráter dos níveis.

O esquema de diagonalização permite identificar facilmente os níveis de energia, ou seja, qual o seu caráter dominante em relação aos componentes dos espiniores (13) e (14).

Na Figura 1 o nível de energia fundamental da banda de valência é lh^- (IV) (lh^+ (III)) e troca de caráter ao se cruzar com o nível de energia do subespaço I, em $1/R$ aproximadamente $0,3\text{Å}^{-1}$, passando a ser lh^+ (I) (lh^- (II)).

Na Figura 2 o nível de energia fundamental da banda de valência é hh^- (IV) (hh^+ (III)) e troca de caráter quando a energia deste nível passa de positiva para negativa, passando a ser lh^+ (IV) (lh^- (III)), neste caso, não há cruzamento entre o estado fundamental e o primeiro nível excitado como aconteceu na Figura 1. O fato de haver cruzamentos entre os níveis de energia da valência discutidos acima se deve às diferenças entre os parâmetros γ , que definem as massas efetivas dos buracos.

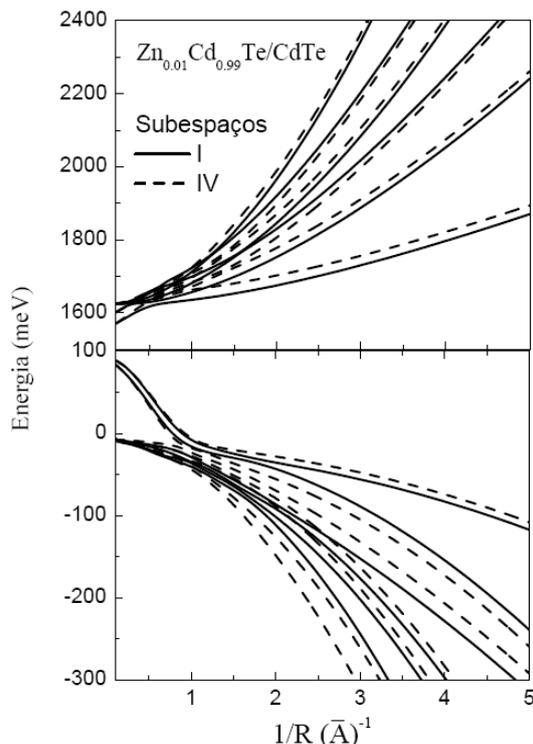


Figura 1: Espectro de energia de elétrons e buracos para um ponto quântico cilíndrico de $Zn_{0,01}Cd_{0,99}Te$, com $H_z = 50\text{Å}$ plotado em função do inverso do raio. As linhas sólidas (pontilhadas) representam os estados referentes ao subespaço I (IV).

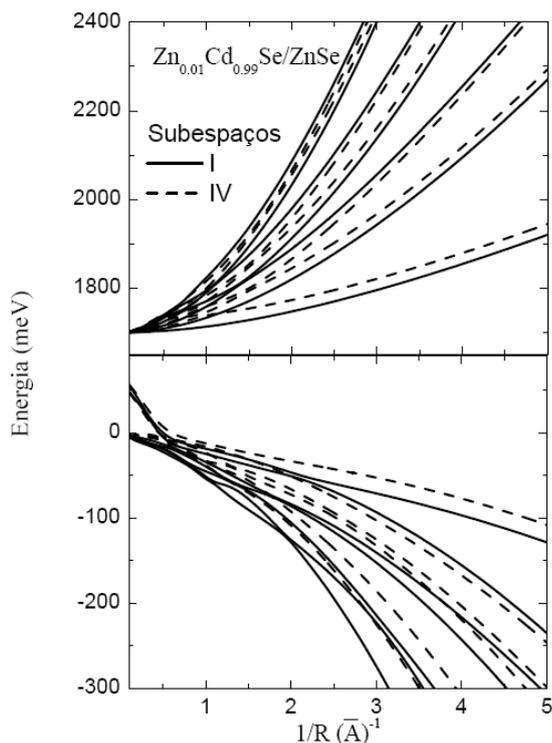


Figura 2: Espectro de energia de elétrons e buracos para um ponto quântico cilíndrico de $Zn_{0,01}Cd_{0,99}Se$, com $H_z = 50\text{Å}$ plotado em função do inverso do raio.

As Figuras 3 e 4 mostram os espectros de energia para um valor de x igual a 0,1. Nessas figuras nota-se que ao aumentar o valor da concentração de Cádmio o efeito da tensão é mais forte, em ambas as bandas de energia.

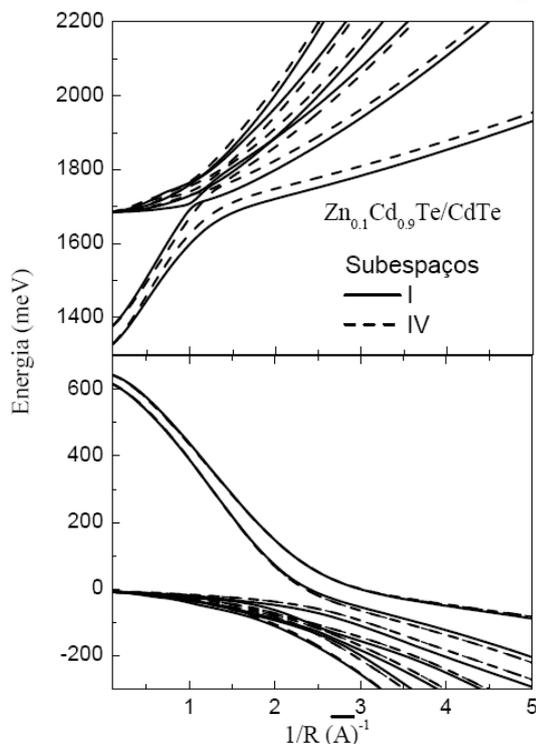


Figura 3: Espectro de energia de elétrons e buracos para um ponto quântico cilíndrico de $Zn_{0,1}Cd_{0,9}Te$, com $H_z = 50\text{Å}$ plotado em função do inverso do raio.

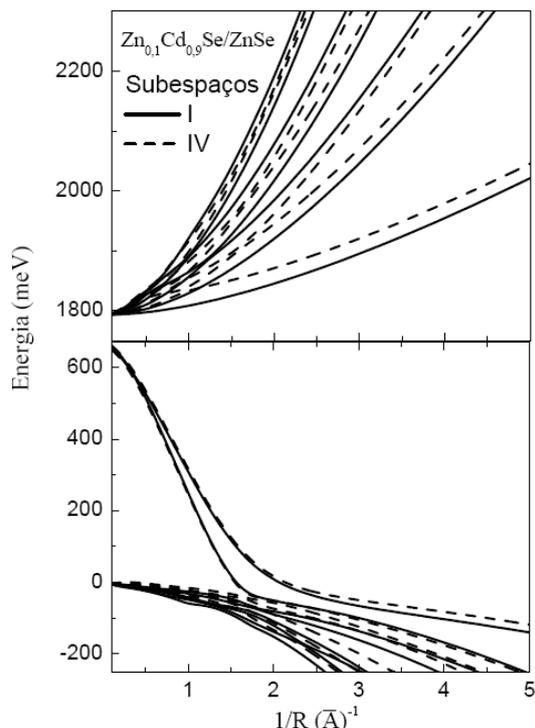


Figura 4: Espectro de energia de elétrons e buracos para um ponto quântico cilíndrico de $Zn_{0,1}Cd_{0,9}Se$, com $H_z = 50\text{Å}$ plotado em função do inverso do raio.

A discussão que foi feita sobre o caráter dos dois primeiros níveis da banda de valência continua válida nessas figuras e nota-se que os valores de $1/R$ onde ocorre o cruzamento e onde as energias dos níveis se tornam negativas mudam em relação às Figuras 1 e 2.

5 – CONCLUSÕES

Neste trabalho calculou-se a estrutura eletrônica de pontos quânticos cilíndricos sobre efeito de tensão. Para realizar o cálculo utilizou-se o Hamiltoniano \mathbf{k}, \mathbf{p} de seis bandas. Os resultados mostram que o principal efeito da tensão é alterar a posição dos níveis de energia principalmente na banda de valência, induzindo também uma troca no caráter dos dois primeiros estados desta banda, troca esta que ocorreu para os dois materiais e para as duas concentrações estudadas. Para o $ZnCdTe$ ocorreu ainda um cruzamento entre os níveis, o qual se deve às diferenças entre as massas efetivas dos materiais semicondutores. Esses efeitos afetam fortemente o espectro de absorção óptica destes materiais. Um ponto interessante a ser estudado é como a tensão afeta o fator- g da banda de condução e de valência, neste caso deve-se incluir o campo magnético.

REFERÊNCIAS

- BITTENCOURT, A. C. R.; COHEN, A. M.; MARQUES, G. E. Strain-induced enhancement of resonant current of holes in multilayered heterostructures. **Physical Review B**, v. 57, n. 8, p. 4525-4543. Feb. 1998.
- JANSSENS, K. L., PARTOENS, B., PEETERS, F. M. Effect of strain on magnetoexciton ground state in

- InP/Ga_xIn_{1-x}P quantum disks. **Physical Review B**, v. 67, n. 23, p. 235325-1–235325-8. June 2003.
- KANE, E. O. **Semiconductor and Semimetals**. Willardson, R. K. e Beer, A. C., eds. Academic Press, New York, v. 1, 1966. p. 75.
- LUTTINGER, J. M. e KOHN, W. Motion of Electrons and Holes in Perturbed Periodic Fields. **Physical Review**, v. 97, n. 4, p. 869-883. Feb. 1955.
- MLINAR, V.; TADIC, M; PARTOENS, B. e PEETERS, F. M.; Nonsymmetrized Hamiltonian for semiconducting nanostructures in a magnetic field. **Physical Review B**, v. 71, n. 20, p. 205305-1–205305-12. May 2005.
- MLINAR, V.; TADIC, M e PEETERS, F. M. Hole and exciton energy levels in InP/In_xGa_{1-x}P quantum dot molecules: influence of geometry and magnetic field dependence. **Physical Review B**, v. 73, n. 23, p. 235336-1–235336-10. June 2006.
- PRADO, S. J.; TRALLERO-GINER, C.; ALCALDE, A. M.; LÓPEZ-RICHARD, V. e MARQUES, G. E. Magneto optical properties of nanocrystals: Zeeman splitting, **Physical Review B**, v. 67, n. 16, p. 165306-1–165306-10. April 2003.
- PRADO, S. J.; TRALLERO-GINER, C.; ALCALDE, A. M.; LÓPEZ-RICHARD, V. e MARQUES, G. E. Optical transitions in a single CdTe spherical quantum dot. **Physical Review B**, v. 68, n. 23, p. 235327-1–235327-9. Dec. 2003a.
- PRYOR, CRAIG. Eight-band calculations of strained InAs/GaAs quantum dots compared with one-, four-, six-band approximations. **Physical Review B**, v. 57, n. 12, p. 7190-7195. March 1998.
- SERCEL, P. C. e VAHALA, K. J. Analytical formalism for determining quantum-wire and quantum-dot band structure in the multiband envelope-function approximation. **Physical Review B**, v. 42, n. 6, p. 3690-3710. Aug. 1990.
- TADIC, M., PEETERS, F. M. e JANSSENS, K. L. Effect of isotropic versus anisotropic elasticity on the electronic structure of cylindrical InP/In_{0.49}Ga_{0.51}P self-assembled quantum dots. **Physical Review B**, v. 65, n. 16, p. 165333-1–165333-13. April 2002.
- WEILER, M. H., **Magneto-optical Properties of Hg_{1-x}Cd_xTe Alloys**. Academic Press Inc., New York, 1981, v. 16 of Semiconductor and Semimetals, Cap. 3, p. 119-191, 1. ed.