

Éxcitons em Estruturas Semicondutoras Artificiais de (GaAs)/(AIAs)

Excitons in Artificial Semiconductor Structures of (GaAs)/ (AIAs)

Márcio Daldin Teodoro

Centro de Ciências Exatas. Laboratório de óptica e optoeletrônica
Universidade Estadual de Londrina
marciodaladin@yahoo.com.br

Pedro Pablo González-Borrero

Departamento de Física
Universidade Estadual do Centro-Oeste. *Campus* CEDETEG

Vinícius Mariani Lenart

Departamento de Física
Universidade Estadual do Centro-Oeste. *Campus* CEDETEG

Ivan Frederico Lupiano Dias

Centro de Ciências Exatas. Laboratório de óptica e optoeletrônica
Universidade Estadual de Londrina.

Edson Laureto

Centro de Ciências Exatas. Laboratório de óptica e optoeletrônica
Universidade Estadual de Londrina.

José Leonil Duarte

Centro de Ciências Exatas. Laboratório de óptica e optoeletrônica
Universidade Estadual de Londrina.

Euclides Marega Jr.

Departamento de Física e Ciência dos Materiais
Universidade de São Paulo. Instituto de Física de São Carlos

Resumo: Neste artigo estudamos a influência da direção de crescimento e do número de monocamadas nas propriedades ópticas de super-redes de $(\text{GaAs})_m/(\text{AlAs})_5$ com

$m = 3$ ou 5 . As direções escolhidas foram a $[111]A$, $[311]A$ e a $[100]$. Esta última foi utilizada como referência. As configurações das ligações químicas do substrato de arseneto de gálio mudam de acordo com a orientação, o que implica em variações nas propriedades ópticas da heteroestrutura crescida. As super-redes foram caracterizadas através da técnica de Fotoluminescência em função da temperatura e da intensidade de excitação. Da análise, verificou-se que os picos principais dos espectros são atribuídos a transições indiretas dos éxcitons na direção $[100]$ e $[311]A$ para $m=3$ ou 5 , e $[111]A$ com $m=5$, assim como as transições com participações de fônons de AlAs na $[100]$ com $m=3$, e de GaAs para $[311]A$ com $m=5$. Na $[100]$ com $m=5$ foi constatado um aumento na energia de transição excitônica cujo aumento é verificado pela dependência com a temperatura. A superfície $[111]A$ com $m=3$ apresentou um comportamento anômalo, sendo o pico de maior intensidade deslocado para regiões de menores energias em relação as demais direções.

Palavras-chave: éxcitons; super-redes; fotoluminescência.

Abstract: In this paper we consider the influence of growth direction and the number of monolayers on the optical properties of superlattices of $(GaAs)_m/(AlAs)_5$ with $m = 3$ or 5 . The chosen directions were $[111]A$, $[311]A$ and $[100]$. The last one was used as reference. The chemical bond configurations of a gallium arsenide substrate change with the growth direction, and this produces different optical properties in the grown heterostructure. The superlattices were characterized by means of the Photoluminescence technique. The analysis of the main peak of the spectra are related to indirect transitions of the excitons on $[100]$ and $[311]A$ for $m=3$ or 5 , and $[111]A$ with $m=5$, as well as transitions with phonons participation of AlAs on $[100]$ with $m=3$, and of GaAs for $[311]A$ with $m=5$. On $[100]$ with $m=5$ an increase was verified in the exciton transition energy with temperature increase. $[111]A$ surface with $m=3$ showed an anomalous behavior, where the peak with larger intensity was dislocated to regions of lower energy in relation to others directions.

Key words: excitons; superlattices; photoluminescence.

1. Introdução

Super-redes (SLs – do inglês *superlattices*), poços quânticos (QWs - *quantum wells*), fios quânticos (*quantum wires*) e pontos quânticos (*quantum dots*), formam um grupo de estruturas denominadas heteroestruturas semicondutoras. Por serem artificiais, estas estruturas não são encontradas na natureza. Tais heteroestruturas de baixa dimensionalidade podem ser elaboradas com técnicas de crescimento, como a Epitaxia por Feixes Moleculares (MBE – do inglês *molecular beam epitaxy*), que permite a obtenção dessas heteroestruturas em níveis atômicos com interrupção abrupta nas interfaces dos materiais que estão sendo crescidos¹.

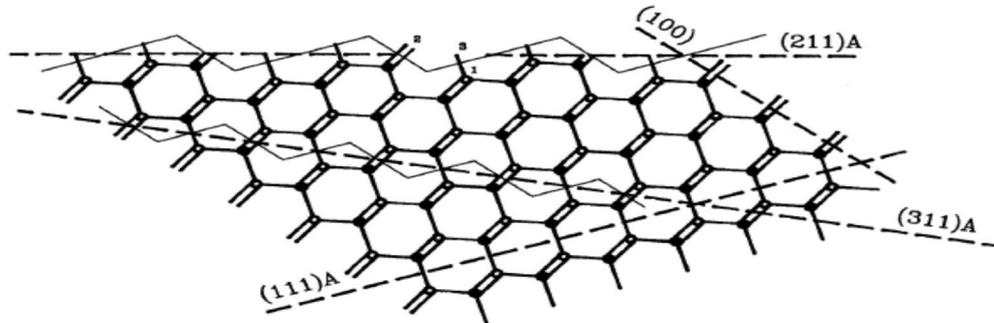
Nas últimas décadas, têm-se investigado as propriedades ópticas e elétricas desses sistemas, por permitirem verificar e medir experimentalmente inúmeros fenômenos quânticos, como a formação de níveis discretos de energia em poços quânticos, estrutura de bandas, fenômenos de tunelamento quântico, investigação de modos de fônons confinados e de interfaces e outros fenômenos quânticos. Estas novas propriedades físicas têm sido desde então aplicadas na construção de vários dispositivos eletrônicos e opto–eletrônicos, como por exemplo, lasers de estado sólido, sensores e muitos outros dispositivos².

O crescimento de cada uma das estruturas citadas é realizado de diferentes maneiras. Por exemplo, poços quânticos são formados ao crescer dois materiais semicondutores com energia de *gap* diferente entre si, onde o material de *gap* menor é intercalado entre o de *gap* maior. Um exemplo desta heteroestrutura muito estudado é o poço quântico formado pelas ligas ternárias (AlGaAs) e o binário (GaAs) dando origem a heteroestrutura $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, onde a liga ternária forma a barreira e o material binário o poço quântico. Devido às diferentes propriedades ópticas exibidas em função da concentração (x) de alumínio, esta heteroestrutura tem sido muito utilizada na indústria opto-eletrônica. Nos poços quânticos, existe a formação de níveis de energia discretos, que surgem, nas bandas de valência e de condução, devido ao movimento dos portadores de carga ser quantizado na direção de crescimento (z). Por outro lado, o movimento destes portadores é livre no plano (x, y). Uma extensão dos QWs são as super-redes, em que elas podem ser entendidas, inicialmente, como uma seqüência de

poços quânticos. Super-redes são elaboradas fazendo-se o crescimento alternado e periódico de dois semicondutores de *gaps* de energia distintos³. Ao contrário dos poços quânticos, as espessuras das barreiras nas SLs são finas o suficiente para que as funções de ondas dos portadores de carga se sobreponham dando origem as minibandas de energia⁴.

O grande interesse no estudo de SLs reside nos diversos tipos de transições que podem ocorrer, tornando estes materiais muito eficientes no processo de emissão radiativa. Nosso objetivo, neste trabalho, é caracterizar opticamente super-redes de $(\text{GaAs})_m/(\text{AlAs})_5$ com $m = 3$ ou 5 , em função da direção de crescimento, pois as propriedades ópticas desse sistema estão bem caracterizadas na direção de crescimento $[100]$, porém o mesmo não ocorre nas demais. As super-redes foram produzidas sobre os planos cristalinos (100) , $(111)A$ e $(311)A$ do substrato de GaAs. É bem conhecido que cada átomo da superfície (100) tem uma ligação dupla pendente (Figura 1) e que cada átomo da superfície (111) tem uma ligação simples pendente. A superfície (311) consiste de densidades iguais de sítios com ligações simples e duplas, possuindo assim, comportamento intermediário aos planos singulares (100) e (111) ⁵. A letra “A” que acompanha a notação dos planos (111) e (311) é uma convenção introduzida por Gatos e Lavine⁶, a qual designa os átomos do grupo III como átomos A, e átomos do grupo V como átomos B. O arranjo atômico impõe polaridade (A ou B) na rede em todas as direções cristalográficas, exceto para $\langle 001 \rangle$ e $\langle 110 \rangle$. A identificação cristalográfica das duas superfícies diferentes é uma questão de convenção, por exemplo, o lado A pode ser especificado como a superfície (111) e o lado B como a superfície $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$, ou vice versa. Porém a maioria dos trabalhos não tem adotado essa convenção para o GaAs, ou de fato para nenhum composto III-V. A maioria dos autores, utiliza $(111)A$ ou $(111)B$ como um sistema de identificação adequado, onde “A” representa o átomo do grupo III e “B” o átomo do grupo V, embora essa convenção é uma utilização incorreta dos símbolos cristalográficos.

Figura 1. Representação esquemática da geometria das ligações superficiais do GaAs para as orientações $[100]$ e $[n11]A$, com $n = 1, 2$ ou 3 . O círculo branco representa o átomo de Ga e o preto o de As⁵

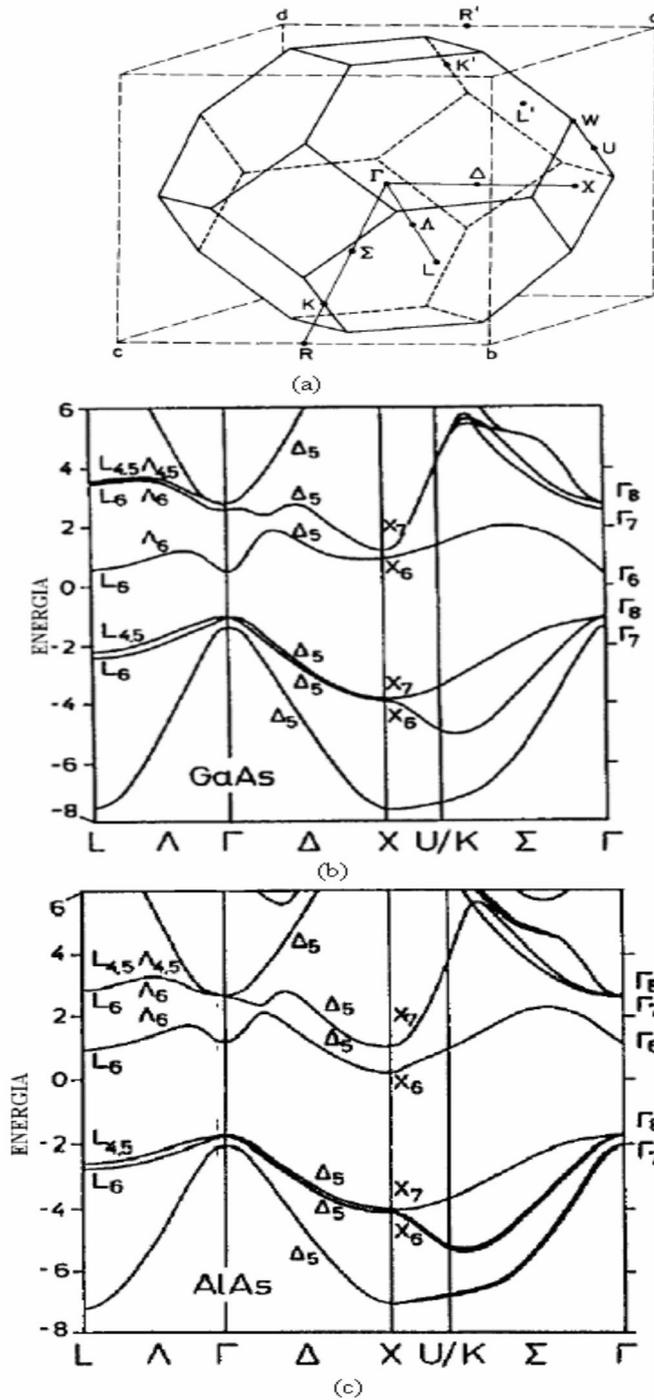


O artigo está dividido da seguinte forma: discutimos inicialmente as propriedades físicas gerais das ligas GaAs e AlAs; na seqüência sobre a caracterização óptica e os resultados obtidos. Para finalizar, apresentamos a discussão e conclusão do trabalho.

2. Fônons ópticos e acústicos nas ligas GaAs e AlAs

Em um sólido, átomos ou moléculas ligam-se por intermédio de forças. Ao fazer isto, formam estruturas, que podem ser cristalinas ou amorfas. Arseneto de gálio (GaAs) e arseneto de alumínio (AlAs) cristalizam-se na estrutura blenda de zinco (do inglês - *zinc-blend*)⁷. Essa estrutura consiste de duas redes cúbicas de faces centradas interpenetradas e deslocadas entre si por um quarto da diagonal principal do cubo. A rede recíproca da rede cúbica de face centrada é uma rede cúbica de corpo centrado. A primeira zona de Brillouin desta rede recíproca é um octaedro truncado, como mostrado na figura 2a⁸.

Figura 2. (a) Rede recíproca do GaAs e AlAs mostrando os pontos de alta simetria. (b) estrutura de bandas do GaAs e (c) estrutura de bandas para o AlAs [8]



Todos os átomos que compõem uma rede cristalina oscilam em relação a uma posição de equilíbrio. Essas oscilações são quantizadas, e o quantum da oscilação da rede é denominado fônon. Existem dois modos de oscilação: óticos e acústicos, que podem se dividir em longitudinais e transversais. Fônons acústicos oscilam com frequências semelhantes tanto para o GaAs como para o AlAs, o que dificulta a análise destas oscilações em materiais compostos por GaAs/AlAs⁹.

Uma questão importante a ser estudada em ligas semicondutoras é a variação da energia de *gap* com a temperatura. É conhecido que esse parâmetro depende fundamentalmente da interação elétron-fônon e da expansão térmica da rede. Para o GaAs, fônons longitudinais acústicos (LA) fornecem a contribuição dominante, porém para o AlAs, tal determinação é difícil de ser obtida porque o arseneto de alumínio oxida-se facilmente. Medidas feita por espalhamento inelástico de nêutrons, no caso *bulk*, demonstraram que fônons óticos formam bandas em 31 meV para o GaAs e 43,3 meV para o AlAs¹⁰.

3. Estrutura de bandas e tipos de transições

Um conceito importante na física do estado sólido são as chamadas estruturas de bandas. Essas estruturas são calculadas a partir da primeira zona de Brillouin do material¹¹. Desses cálculos, surgem pontos de alta simetria, como os pontos C, X e W. Para cada estrutura, existem bandas de valência e de condução, separadas entre si pela energia do *gap*. Para o arseneto de gálio, o mínimo da banda de condução e o máximo da banda de valência encontram-se num mesmo ponto de simetria (C), o que caracteriza um semiconductor de *gap* direto, como pode ser visto na figura 2b. As transições que acontecem nesse tipo de semicondutores são ditas diretas. Por outro lado, para o AlAs (Figura 2c) o mínimo da banda de condução (X) não está no mesmo ponto de simetria do máximo da banda de valência (C). Nesse caso, o semiconductor é denominado de *gap* indireto. Toda transição indireta envolve a participação de fônons devido à conservação do momentum linear.

Quando elétrons são excitados para a banda de condução deixam na banda de valência, estados desocupados, denominados buracos. Após essa excitação, que pode ocorrer por meio de processos óticos ou térmicos, elétrons relaxam para o mínimo

da banda de condução e buracos para o máximo da banda de valência. O elétron e o buraco podem, em determinadas situações, ligarem-se eletrostaticamente. Esse estado ligado é chamado éxciton. Após um tempo da ordem de picosegundos o elétron recombina-se com o buraco emitindo radiação¹².

Nesse trabalho, as super-redes estudadas são compostas pelas duas ligas GaAs e AlAs, podendo ocorrer os dois tipos de transições, onde elas dependem essencialmente do número de monocamadas (MC) (ver seção 4) do poço e da barreira. Para super-redes de GaAs/AlAs simétricas (número de monocamadas do poço igual a da barreira) quando o número de MC é menor ou igual a doze a transição é do tipo indireta, enquanto que para números de monocamadas superiores a este valor a transição passa para direta¹¹. É conhecido que a energia de ligação excitônica aumenta com a diminuição do número de monocamadas em super-redes ultrafinas, porém, esta dependência só é aplicada para espessuras de camadas correspondendo a uma transição conhecida como pseudodireta, onde o mínimo da banda de condução é formado nos estados X_z do AlAs^{13,15}. Uma MC é definida, por exemplo, para o GaAs, como uma camada de arsênio mais uma camada de gálio, e é igual à metade do parâmetro de rede na direção [100]. O valor para esta direção é de 2,83 Å, e de 3,27 Å na [111]A e 1,7 Å na [311]A.

4. Procedimento experimental

As amostras foram crescidas simultaneamente pela técnica de Epitaxia por Feixe Molecular sobre os substratos orientados nas direções [100], [111]A e [311]A. A temperatura do substrato foi mantida em 600°C, a razão dos elementos V/III em 15 e a velocidade de crescimento foi de 0.5 MC/s. A estrutura da amostra é composta por uma camada *buffer*, constituída por uma super-rede de $(\text{GaAs})_{10}/(\text{AlAs})_{10}$ com período 10 e uma camada de GaAs com 600 nm. Sobre esta camada, foi crescida a super-rede principal de $(\text{GaAs})_m/(\text{AlAs})_5$, $m = 3$ ou 5 , com 50 períodos e uma camada tampão de GaAs com 50 Å. Os índices 3 e 5 são os número de monocamadas depositadas, e todos os parâmetros fornecidos referem-se à direção de crescimento [100].

A caracterização óptica das amostras foi realizada pela técnica de fotoluminescência (FL) em função da temperatura e da intensidade de excitação. A

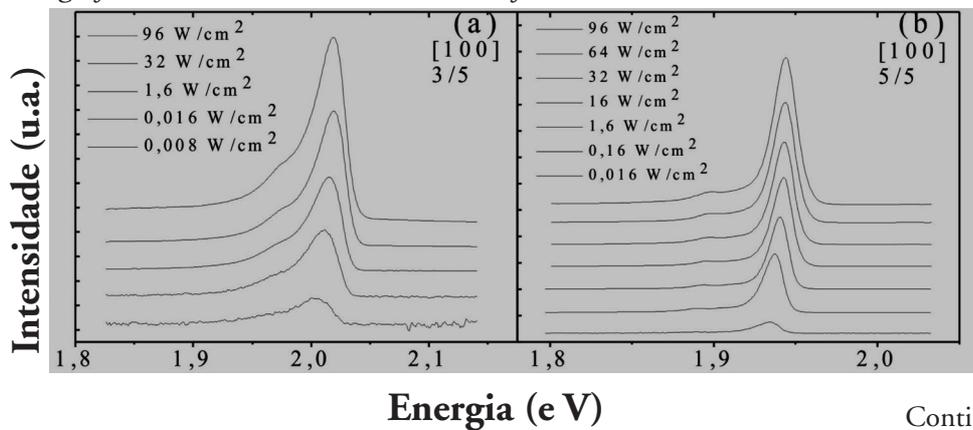
variação da temperatura foi feita a partir de 10 K, utilizando um criostato de circuito fechado de hélio (Janis, modelo CCS – 150), equipado com um controlador de temperatura *Lake Shore* (modelo 805). A excitação das SLs ocorreu por meio de um laser de íons de argônio (Coherent Innova 70C-5 laser de 5 W), com linha de 514,5 nm, e o espectro de luminescência foi obtido por meio de um monocromador com 0,5 m de distância focal e a técnica convencional *lock-in* (Stanford SR 510), sendo o sinal detectado por um fotodiodo de GaAs *pin* refrigerado termoeleticamente.

Inicialmente, os espectros foram obtidos em função da densidade de excitação, mantendo a temperatura constante em 10 K. Posteriormente, foram caracterizadas as amostras variando a temperatura e fixando a densidade de potência em 32 W/cm². Em ambos os casos, analisamos o comportamento da posição do pico da FL para as diferentes orientações de crescimento.

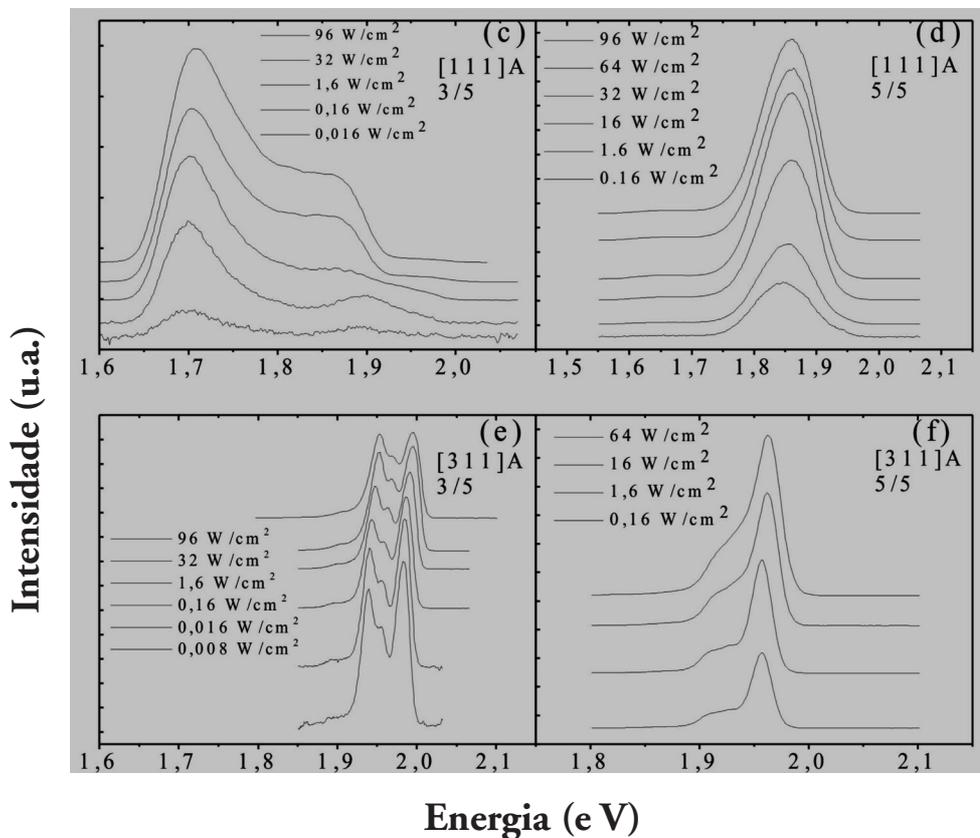
5. Resultados e discussão

Na figura 3, são mostrados os espectros de fotoluminescência para todas as direções, em função do número de monocamadas e da densidade de excitação na temperatura de 10 K. O valor da energia dos sinais de FL dos espectros, quando comparado aos da literatura¹⁵, sugere uma transição do tipo indireta para todas as direções, exceto para a [111]A.

Figura 3. Intensidade do sinal de fotoluminescência em função da direção de crescimento e da densidade de potência de excitação para todas as amostras. As medidas foram realizadas em 10 K. Nas figuras (a) e (b) são mostrados os espectros na direção [100], nos gráficos (c) e (d) a [111]A, e em (e) e (f) na [311]A



Continua

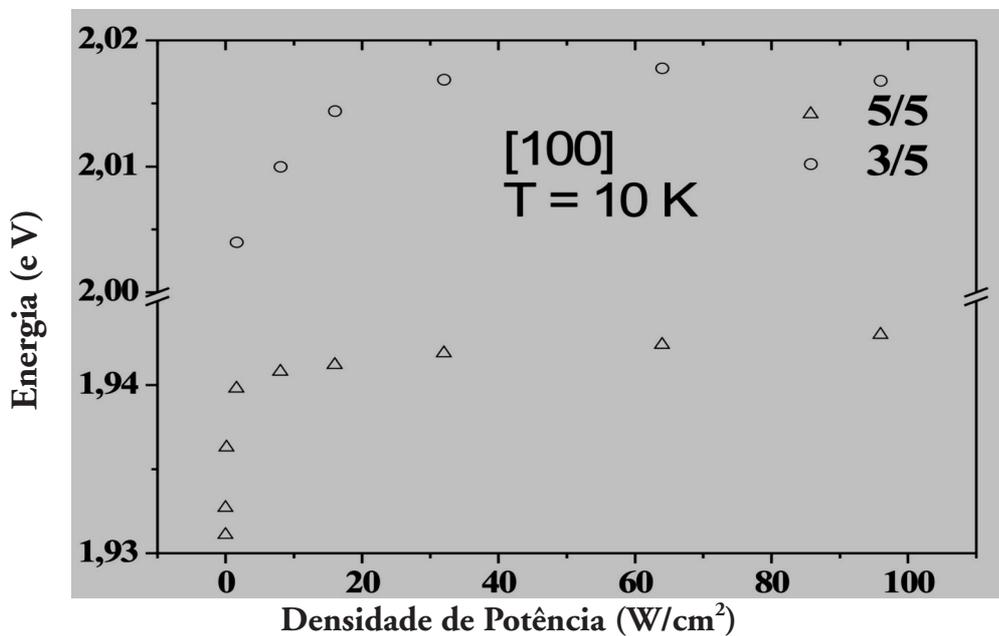


Para as SLs crescidas na direção [100], (Figuras 3a e 3b), os picos com maiores valores de energia são associados à recombinação excitônica, sendo que o deslocamento do pico, no eixo da energia, aumenta com o aumento da densidade de excitação, até um valor a partir do qual ocorre à saturação, como mostra a figura 4. Na estrutura 3/5¹, este valor ocorre para 2,02 eV e 15 W/cm², enquanto que para 5/5 em 1,94 eV e 8 W/cm². Provavelmente, isto é devido ao fato do poço com 3 MC ser mais estreito em relação ao poço com 5 MC, fazendo com que a minibanda de energia se desloque para maiores valores de energia, à medida que a largura dos poços é reduzida. O ombro junto ao pico principal localizado em 1,97 meV (Figura 3a) pode estar associado à participação de fônons no AIs, porque a diferença de energia entre este ombro e o pico principal é de 43 meV para o espectro obtido com

¹ Utilizamos a notação 3/5 para indicar a SL (GaAs)₃/(AlAs)₅, e 5/5 para (GaAs)₅/(AlAs)₅.

intensidade de excitação de 96 W/cm^2 , enquanto que na 5/5 o ombro localizado em $1,89 \text{ eV}$ (Figura 3b) está deslocado em relação ao pico principal num valor de 50 meV , o que pode sugerir a presença de impurezas ou defeitos nesta amostra¹⁵.

Figura 4. Posição do pico relacionado à recombinação excitônica em função da densidade de potência, para a superfície [100]. Para as duas amostras, a energia do pico aumenta inicialmente com a densidade de potência até aproximadamente $2,02$ e 15 W/cm^2 na 3/5, e $1,94 \text{ eV}$ e 8 W/cm^2 na 5/5, e a partir destes valores, ocorre à saturação. Para a amostra 3/5, a energia do pico é maior em relação à 5/5 em virtude do maior confinamento da 3/5



Na figura 5 são apresentados os espectros de FL em função da temperatura das amostras, mantendo a densidade de potência de excitação constante (32 W/cm^2). Através das figuras 5a e 5b é possível analisar a variação da energia da transição excitônica em função da temperatura para a direção [100]³. Para a superfície 3/5, há uma diminuição na energia de transição excitônica com a temperatura, porém, existe um aumento desta energia na 5/5, como pode ser observado na figura 6a. Pode-se notar também nesta figura que o valor da energia do pico da 5/5 diminui até 30 K e a partir deste ponto aumenta. Esse comportamento pode estar associado às flutuações de potenciais existentes na estrutura^{16, 17}.

Figura 5. Intensidade do sinal de fotoluminescência em função da direção de crescimento e da temperatura para as amostras com $m = 3$ e 5. As medidas foram realizadas com densidade de potência de 32 W/cm^2

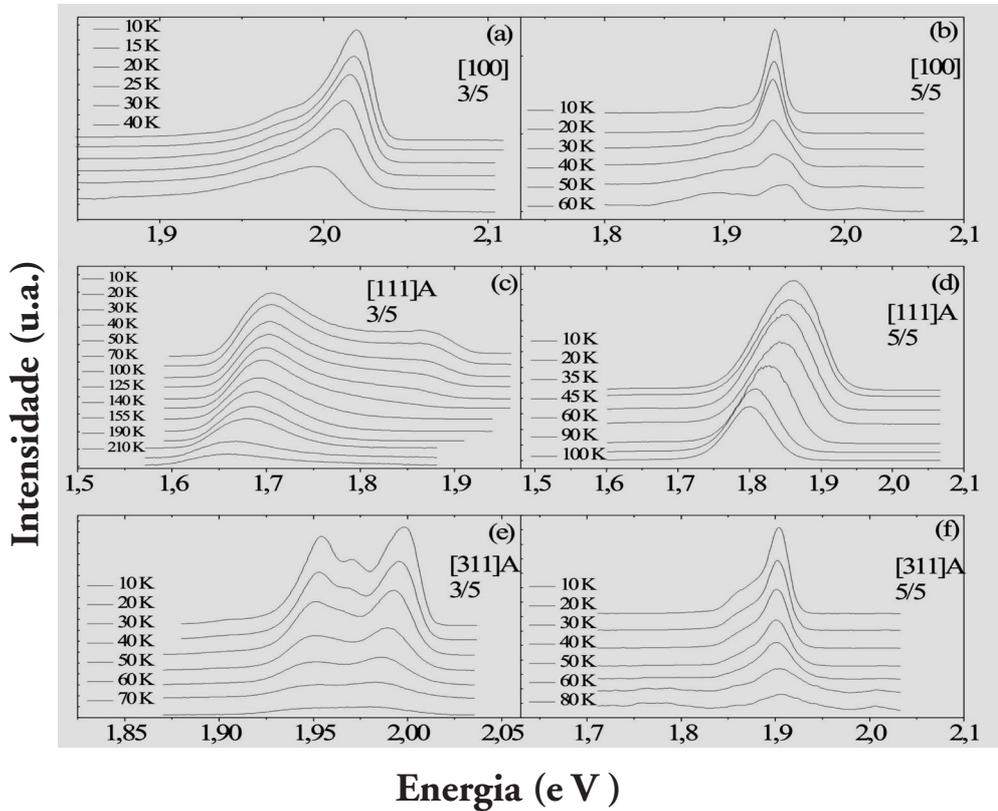
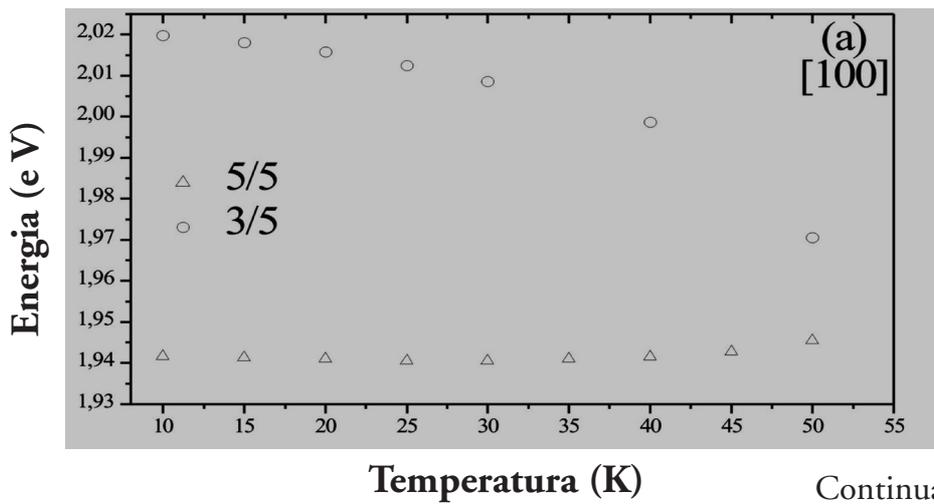
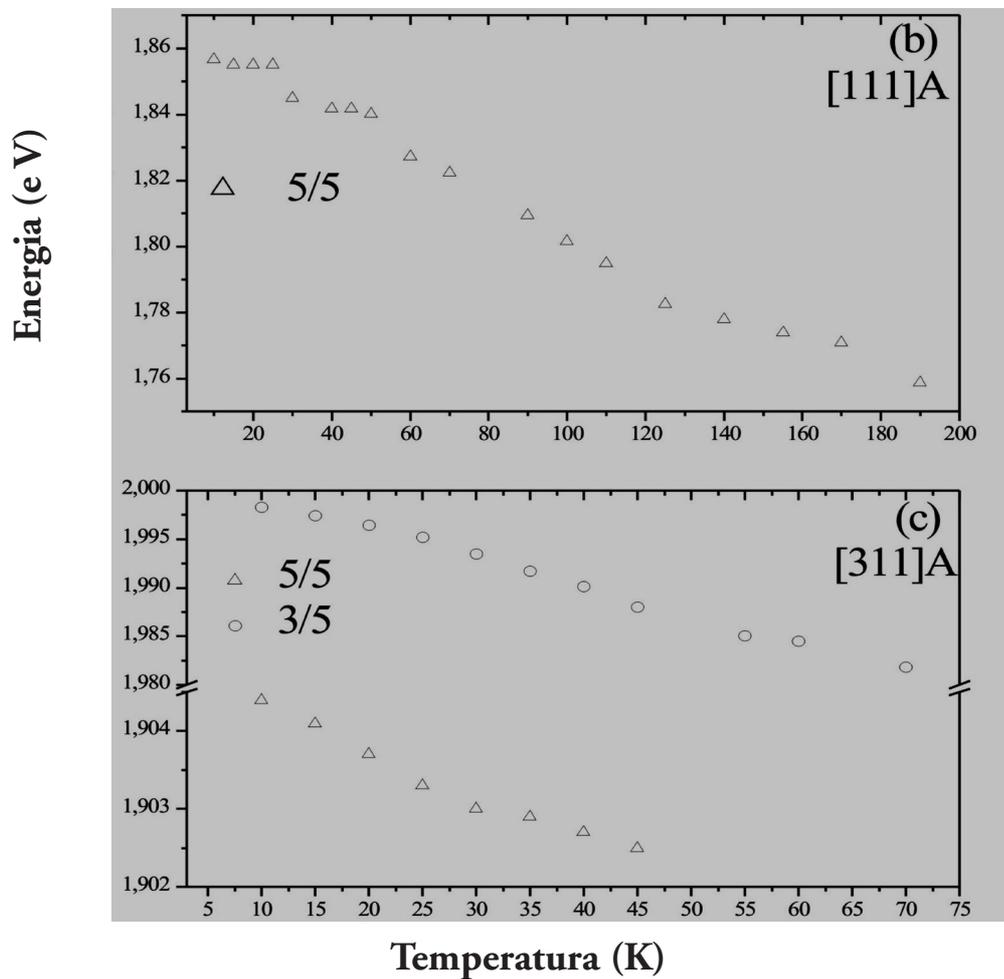


Figura 6. Posição do pico principal de fotoluminescência em função da temperatura para todas as direções, com densidade de potência de 32 W/cm^2



Continua



Como mostrado na figura 3c, para a SL $3/5$ crescida na $[111]A$, ao contrário das demais direções, o pico principal (o de maior intensidade) encontra-se num menor valor de energia, enquanto que o pico secundário (menor intensidade) está localizado num maior valor de energia. Para a estrutura com $5/5$ (Figura 3d), o pico é simétrico em relação à variação da potência. Nos espectros em função da temperatura, a figura 5c mostra que o ombro observado em maiores valores de energia desaparece a partir de determinada temperatura, porque os portadores associados a esse mecanismo são termicamente ativados, predominando o pico em torno de 1,65 eV, enquanto que na figura 5d, o espectro possui a mesma forma em relação a variação da densidade de potência. A figura 6b apresenta a variação do valor da energia do sinal de FL como função da temperatura para a direção $[111]A$.

Como mostrado na figura 3c, para a SL 3/5 crescida na [111]A, ao contrário das demais direções, o pico principal (o de maior intensidade) encontra-se num menor valor de energia, enquanto que o pico secundário (menor intensidade) está localizado num maior valor de energia. Para a estrutura com 5/5 (Figura 3d), o pico é simétrico em relação à variação da potência. Nos espectros em função da temperatura, a figura 5c mostra que o ombro observado em maiores valores de energia desaparece a partir de determinada temperatura, porque os portadores associados a esse mecanismo são termicamente ativados, predominando o pico em torno de 1,65 eV, enquanto que na figura 5d, o espectro possui a mesma forma em relação a variação da densidade de potência. A figura 6b apresenta a variação do valor da energia do sinal de FL como função da temperatura para a direção [111]A.

Os espectros da superfície [311]A são mostrados nas figuras 3e, 3f, 5e e 5f. Existe a presença clara de três picos para a 3/5. O pico em 1,99 eV, figura 5e, está associado à recombinação excitônica. O segundo pico, que se situa em torno de 1,95 eV exibe um comportamento anômalo: sua intensidade aumenta ao diminuir a intensidade de excitação, como evidenciado na figura 3e. O terceiro pico localizado em 1,95 eV (Figura 5e), pode estar associado a participação de fônons de AlAs, porque a diferença de energia deste pico para o principal, é aproximadamente o valor da energia desses fônons. No gráfico 5f, a diferença de energia entre o ombro e o pico principal, 31 meV, sugere a participação de fônons de GaAs. A figura 6c mostra a variação da posição do pico para as amostras com 3/5 e 5/5 na direção [311]A. A diminuição da energia do pico da 5/5 é mais suave em relação à 3/5.

6. Conclusões

Estudamos os efeitos da orientação, do número de monocamadas, da densidade de potência e da temperatura sobre as propriedades ópticas em super-redes de $(\text{GaAs})_m/(\text{AlAs})_5$ com $m= 3$ ou 5 . Ficou evidente que as propriedades ópticas mudam com a direção de crescimento das heteroestruturas e com o número de monocamadas do poço. Transições excitônicas foram observadas para todas as direções, exceto para a SL crescida no plano (111)A com 3 MC no poço. Na direção [100], determinamos a densidade de excitação onde ocorre a saturação.

Picos de luminescência foram associados à participação de fônons de AIs na 3/5 e à presença de defeitos ou impurezas na 5/5. A superfície [111]A mostrou um comportamento atípico para 3/5, exibindo apenas o pico principal em regiões de menores energias, enquanto a 5/5 somente o pico associado à transição excitônica. Finalmente, ficou evidenciado transições com a participação de fônons de AIs na amostra 3/5 e de GaAs na 5/5 para a direção [311]A.

Existe, ainda, um claro deslocamento da energia dos espectros de PL em função da orientação do substrato. Diversos fenômenos físicos podem estar associados a estas variações, como a anisotropia da massa efetiva dos portadores de carga^{18,20}; efeitos de campos piezolétricos, uma vez que heteroestruturas semicondutoras crescidas em planos com orientações diferentes da [100] exibem tensão; diferenças nas estruturas de bandas²¹; corrugação natural da superfície (311)A²²; e ainda, é possível que a largura dos poços e/ou barreiras sejam diferentes devido ao crescimento simultâneo das amostras^{23, 24}. Técnicas epitaxiais fazem uso de um processo de crescimento de uma camada sólida sobre um substrato cristalino, no qual os átomos da camada que está sendo crescida reproduzem o arranjo dos átomos do substrato. Sendo assim, as configurações atômicas e geométricas do substrato que está sendo crescido influencia diretamente nas propriedades elétricas, ópticas e morfológicas de qualquer heteroestrutura.

7. Agradecimentos

Os autores agradecem à CAPES, ao CNPq e à Fundação Araucária pelo apoio financeiro.

8. Referências

1. RIBEIRO, E.; CERDEIRA, F.; CANTARERO A. *Phys. Rev. B*, 1995, nº 12, v. 51, p. 7890 – 7893.
2. LYUBAS, G. A.; LEDENTSOV, N. N.; LITVINOV, D.; SEMYAGIN, B. R.; SOSHIKOV, I. P.; USTINOV, V. M.; BOLOTOV, V. V.; GERTHSEN, D. *Semicond. Low-Dimensional Syst.*, 2002, nº 8, v. 36, p. 959 – 963.

3. LITOVCHENKO, V. G.; KORBUTYAK, D. V.; BERCHA, A. I.; KRYUCHENKO, Y. V.; KRYLYUK, S. G.; GRAHN, H. T.; HEY, R; PLOOG, K. H., *Phys. Rev. B*, 2001, nº 26, v. 78, p. 4085 – 4087.
4. ESAKI, L.; TSU, R. IBM, *J. Res. Dev.*, 1970, v. 14, p. 61.
5. GALBIATI, N.; GRILLI, E.; GUZZI, M.; BRUSAFERRI, L.; PAVESI, L.; HENINI, M. *Semicond. Sci. Technol.* 1996, v. 11, p. 1830 - 1837.
6. GATOS, H. C.; LAVINE, M. C. *J. Electrochem. Soc.*, 1960, v. 107.
7. PAVESI, L.; GUZZI M. *J. Appl. Phys.*, 1994, nº 10, v. 75, p. 4779 – 4842.
8. BLAKEMORE, J. C. *J. Appl. Phys.*, 1982, v. 53, nº 10, p. 123 – 181.
9. MOLINARI, E.; BARONI S.; GIANNOZZI P.; GIRONCOLI S. *Phys. Rev. B*, 1992, nº8, v. 45, pg. 4280 – 4288.
10. WAUGH, J. L. T.; DOLLING, G. *Phys. Rev. B*, 1963, nº 6 v. 132, p. 2410 – 2412.
11. GUHA, S.; CAI, Q.; CHANDRASEKHAR, M.; CHANDRASEKHAR, H. R.; KIM, H.; ALVARENGA, A. D.; VOGELGESANG, R.; RAMDAS, A. K.; MELLOCH, M. R. *Phys. Rev. B*, 1998, nº 11, v. 58, p. 7222 – 7229.
12. BUTOV, L. V. *Sol. State Commun.*, 2003, v. 127, p. 89 – 98.
13. ANDREANI, L. C.; Pasquarello A. *Phys. Rev. B*, 1990, nº 14 v. 42, p. 8928 – 8938.
14. CHUU, D. S.; LOU, Y. C. *Phys. Rev. B*, 1991, nº 18, v. 43, p. 14504 – 14512.
15. LITOVCHENKO, V. G.; KORBUTYAK, D. V.; KRYLYUK, S.; GRAHN, H. T.; PLOOG, K. H. *Phys. Rev. B*, 1997, nº16, v. 55, pg. 10621 – 10624.
16. ELISSEV, P. G.; PERLIN, P.; LEE, P.; OSINSKI, M. *Appl. Phys. Lett.*, 1997, v. 71, p. 569 - 571.
17. LOURENÇO, S. A.; DA SILVA, M. A. T.; DIAS, I. F. L.; DUARTE, J. L.; LAURETO, E.; QUIVY, A. A.; LAMAS, T. M. *J. Appl. Phys.*, 2007, v. 101, p. 113536-1 – 113536-7.

18. MILLER, R. C.; KLEINMAN, D. A.; GOSSARD, A. C. *Phys. Rev. B*, 1984, v. 29, p. 7085 - 7087.
19. COLE, B. E.; BATTY, W.; IMANAKA, Y.; SHIMAMOTO, Y.; SINGLETON, J.; CHAMBERLAIN, J. M.; MIURA, N.; HENINI, M.; CHENG, T. *J. Phys. Cond. Matt.*, 1995, v. 7, p. 675 - 681.
20. HARIMA, N.; NELSON, J. T.; OHACHI, T. *J. Cryst. Growth*, 2002, v. 237, p. 274 - 277.
21. HOUNG, M. P.; CHANG, Y. C; WANG, W. I. *J. Appl. Phys.*, 1988, v. 64, p. 4609 - 4613.
22. NOTZEL, R.; LEDENTSOV, N. N.; DÄWERITZ, L.; HOHENSTEIN, M.; PLOOG, K. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, v. 67, p. 3812 - 3815.
23. SANZ-HERVÁS, A.; CHO, S.; MAJERFELD, A.; KIM, B. W. *Appl. Phys. Lett.*, 2000, v. 76, p. 3073 - 3075.
24. LI, H.; MEI, T; ZHANG, D. H.; FAN, W. J.; YOON, S. F.; LOKE, W. K. *J. Cryst. Growth*, 2006, v. 288, p. 36 - 39.