

Este exemplar corresponde
à redação final da Tese
defendida pelo aluno
Pablo Hector Rivera Riofano
e aprovada pela Comissão Julgadora
2/2/95
Peter A. B. Schulz

* * * *

Análise da Dimensionalidade do Emissor de um Diodo de Tunelamento Ressonante

Pablo Héctor Rivera Riofano*

Orientador:

Peter A. B. Schulz

Campinas, 5 de Setembro de 1994

* * * *

* Agradecimentos ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico-CNPq.

FICHA CATALOGRAFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA CENTRAL - UNICAMP

Rivera Riofano, Pablo Hector

R524a Analise da dimensionalidade do emissor de um diodo de tunelamento ressonante / Pablo Hector Rivera Riofano. - - Campinas, SP : [s.n.], 1994.

Orientador : Peter A. B. Schulz.

Dissertacao (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas.
Instituto de Fisica Gleb Wataghin.

1. Diodos de tunelamento. 2. Tunelamento (Fisica). I. Schulz, Peter Alexandre Bleinroth. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Fisica Gleb Wataghin. III. Titulo.

Resumo

Neste trabalho discutimos a influência da formação de um gás bidimensional na interface emissor-barreira sobre a densidade de corrente de um diodo de tunelamento ressonante de dupla barreira de GaAs-AlGaAs. A formação desse gás bidimensional em função da voltagem aplicada ocorre em dispositivos onde camadas de GaAs não dopadas são crescidas entre os contatos fortemente dopados e a estrutura de barreira dupla propriamente dita. Esse procedimento diminui o espalhamento devido a impurezas ionizadas, melhorando as características corrente-voltagem desses diodos de tunelamento. A formação desse emissor 2D é estudada como função da largura dessas camadas espaçadoras, da temperatura e da voltagem aplicada ao dispositivo. Para isso resolvemos autoconsistentemente a equação de Poisson e a equação de Schrödinger nessas regiões. Essa análise permite-nos inferir diferentes caminhos de tunelamento, relacionados com a formação de estados confinados no emissor, e suas assinaturas em características corrente-voltagem de diodos de tunelamento ressonante.

Abstract

We discuss the influence of formation of a 2DG at the emitter-barrier interface on the evaluation of the characteristics of a GaAs-AlGaAs double-barrier quantum well resonant tunneling diode. The formation of a 2DG in function of applied voltage happens in diodes with GaAs undoped spacer layer grown between contacts and barriers. This procedure diminishes the scattering mechanisms and improves the resonant tunneling features. The formation of this 2D emitter is studied in function of spacer layer width, temperature and applied voltage by solving Poisson and Schrödinger equations self-consistently. This analysis permits us to infer different tunneling channels, related to the formation of confined states in the emitter region, and their features in current-voltage characteristics of resonant tunneling diodes.

Conteúdo

Resumo	i
Abstract	ii
Conteúdo	iii
I. Introdução	1
II. Cálculo do Perfil de Potencial de um dispositivo	7
II.1. Cálculo Semiclássico do Perfil do Potencial	8
II.1.1. Resultados para $T=0$ K	9
II.1.1.a. Espaçador de 50 Å	10
II.1.1.b. Espaçador de 300 Å	12
II.1.1.c. Espaçador de 600 Å	14
II.1.2. Resultados para $T=77$ K	16
II.2. Cálculo Quântico do Perfil na Camada e no Poço	18
II.2.1. Resultados	20
II.2.1.a. Espaçador de 50 Å	21
II.2.1.b. Espaçador de 300 Å	23
II.2.1.c. Espaçador de 600 Å	25
III. Probabilidades de Transmissão e Densidades de Corrente	28
III. Resultados	29
III.1. Probabilidades de Transmissão	30
III.1.a. Ausência de Espaçador	30
III.1.b. Espaçador de 50 Å	32
III.1.c. Espaçador de 300 Å	34
III.1.d. Espaçador de 600 Å	36
III.2. Densidades de Corrente	39
III.2.a. Ausência de Espaçador	40
III.2.b. Ausência de Carga no Poço, para $x=0.3$	41
III.2.b.1. Espaçador de 50 Å	41
III.2.b.2. Espaçador de 300 Å	42
III.2.b.3. Espaçador de 600 Å	43
III.2.c. Com Carga no Poço, para $x=0.3$	44
III.2.c.1. Espaçador de 50 Å	44

III.2.c.2. Espaçador de 300 Å	45
III.2.c.3. Espaçador de 600 Å	46
III.2.c.4. Espaçador de 600 Å, para $T=77K$	47
III.2.d. Ausência de Carga no Poço, para $x= 0.57$	48
III.2.d.1. Espaçador de 50 Å	48
III.2.d.2. Espaçador de 300 Å	49
III.2.d.3. Espaçador de 600 Å	50
III.2.e. Com Carga no Poço, para $x= 0.57$	51
III.2.e.1. Espaçador de 50 Å	51
III.2.e.2. Espaçador de 300 Å	51
III.2.e.3. Espaçador de 600 Å	52
III.2.f. Com Carga no Poço, para $x= 0.44$	54
III.2.f.2. Espaçador de 300 Å	54
III.2.f.3. Espaçador de 600 Å	55
IV. Conclusões	56
Apêndice I. Equação de Poisson	60
Apêndice II. Equação de Esaki-Tsu	62
Apêndice III. Equação de Schrödinger	64
Referências	66

Capítulo I

Introdução

Diodos de tunelamento ressonante, baseados em heteroestruturas de semicondutores, foram propostos inicialmente em 1973 [1] e possibilitaram a primeira verificação experimental da quantização espacial em poços quânticos de semicondutores [2]. Esses dispositivos vem sendo estudados intensamente nos últimos dez anos, a partir de trabalhos de Sollner e colaboradores [3], que demonstraram a potencialidade de aplicação tecnológica desses dispositivos. Isso se deve à acentuação da não linearidade na característica corrente - voltagem e da diminuição do tempo de resposta do dispositivo com a progressiva melhora na qualidade das amostras no último decênio.

Esses dispositivos são obtidos através do crescimento epitaxial de camadas de diferentes materiais semicondutores, com espessuras menores que 100 Å. Dois são os materiais mais usados, o GaAs e o $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, onde x representa a concentração de Al na liga ternária sendo que a massa efetiva e o “*band offset*” da banda de condução em relação ao GaAs dependem de x . Os diodos constituem-se de uma estrutura tipo barreira ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) - poço (GaAs) - barreira ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$), situada entre contatos de GaAs fortemente dopados, o que define seu nome como Diodo de Dupla Barreira (DDB). O poço quântico obtido na banda de condução destes materiais tem uma ou mais sub-bandas de estados quase ligados como efeito do confinamento espacial, que em geral estão a energias mais altas que a energia de Fermi dos contatos (emissor e coletor) em equilíbrio térmico. É preciso aplicar uma voltagem para que as sub-bandas dos estados quase ligados desçam até abaixo do nível de Fermi do contato emissor, quando então elétrons do emissor com energias próximas à energia da sub-banda do estado desocupado ligado mais baixo do poço tunelam ressonantemente através dele. Com isto obtém-se uma corrente que cresce até que a sub-banda do estado quase ligado chegue ao nível do mínimo do perfil do potencial do contato emissor. Logo depois a corrente diminui abruptamente (a isto chama-se Resistência Diferencial Negativa (RDN) [1],[4]) porque o estado ligado encontra-se abaixo do mínimo do perfil do potencial do emissor e não existe mais tunelamento ressonante elástico e coerente que aumente a corrente, até que a próxima sub-banda de estados quase ligados chegue ao nível de Fermi novamente ou aumente a probabilidade de tunelamento

nas barreiras à medida que aumente o bias aplicado, e assim sucessivamente. O fato de a corrente aumentar se deve ao tunelamento dos elétrons que vêm do emissor, através da primeira barreira, com energias próximas às energias da sub-banda de estados quase ligados no poço, sendo transmitido através da segunda barreira com uma transmitância muito alta, que pode chegar próxima de 1. Por isso o nome de tunelamento ressonante, Fig.(1), [5]–[6]. A corrente diminui rapidamente quando a voltagem aumenta além da voltagem de pico, devido ao fato de a energia e o momento paralelo às camadas não poderem mais serem conservadas simultaneamente.

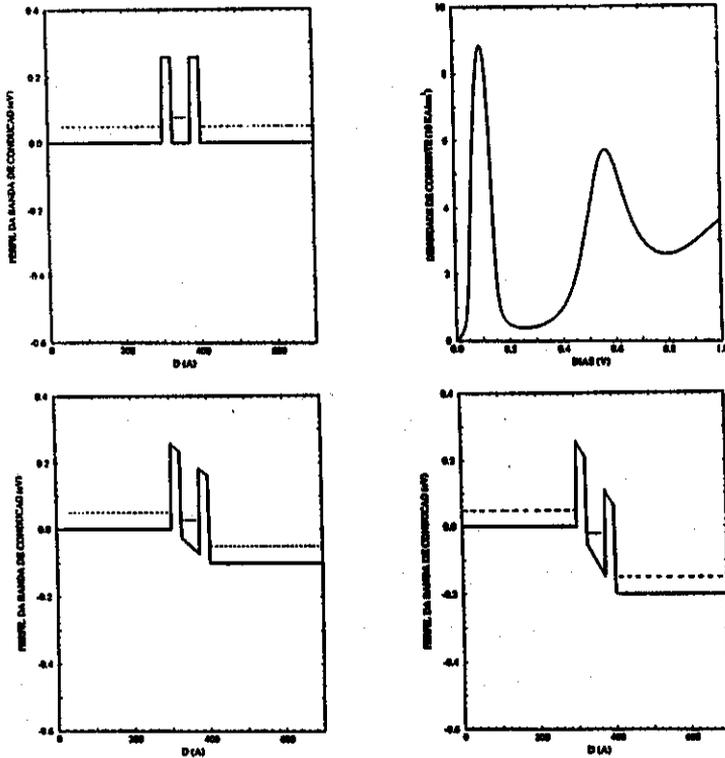


Figura 1. Nesta figura mostra-se a densidade de corrente de um Diodo de Dupla Barreira de Tunelamento Ressonante, com bias aplicado a um perfil de potencial “plano” (*flat band*).

Essa descrição do tunelamento ressonante (como processo coerente) corresponde a uma compreensão qualitativa do fenômeno [5]–[6], aceita há vários anos e parcialmente contestada mais recentemente [7].

Tal contestação adveio do fracasso do modelo mencionado na descrição quantitativa dos efeitos de tunelamento ressonante em sistemas reais. Uma análise quantitativa das

características de corrente-voltagem de diodos de tunelamento ressonante envolve o estudo generalizado das seguintes questões ainda em aberto:

- a) descrição adequada dos mecanismos de espalhamento que modificam o regime de tunelamento [8]–[11],
- b) definição do tempo de tunelamento [6],[12]–[19],
- c) distribuição de carga ao longo do dispositivo, durante o tunelamento [6], [20]–[42].

Esses três problemas estão fortemente interrelacionados e já foram estudados anteriormente, embora de modo mais ou menos isolado.

Um dos objetivos do presente trabalho é o de investigar mais detalhadamente alguns problemas ligados à distribuição de cargas (item c acima), para o qual hipóteses sobre (a) e (b) devem ser cuidadosamente discutidas.

Os primeiros diodos de tunelamento ressonante apresentavam a estrutura mostrada na Fig. 1, ou seja, contatos fortemente dopados até as interfaces contato-barreira. Desse modo, a suposição de queda de voltagem linear apenas na estrutura de dupla barreira é uma aproximação bastante boa. No entanto, em ressonância, há um acúmulo significativo de carga no poço, levando a uma quebra de linearidade do perfil de potencial para uma dada tensão aplicada, que é responsável por um efeito de histerese nas características de corrente-voltagem [26].

Uma quantidade muito usada na análise dos Diodos de Dupla Barreira de Tunelamento Ressonante (DDBTR) é a razão entre o valor máximo da corrente do pico na característica corrente-voltagem e o valor da corrente do vale, mais conhecido como a Razão de Corrente Pico-Vale (RCPV). A difusão das impurezas dos contatos para as barreiras diminui a qualidade das interfaces contato-barreira, aumentando a taxa de espalhamento elástico, o que diminui a razão de corrente pico-vale. Uma forma de melhorar a qualidade das interfaces é crescer uma camada de GaAs, chamada espaçador, entre os contatos e as barreiras. Esse procedimento visa afastar os centros de espalhamento (impurezas ionizadas) da região de tunelamento e resultou no aumento das razões corrente pico-vale (RCPV)

desses dispositivos. Shewchuk et. al. em 1985 [43] foram os primeiros a reportar a RDN do tunelamento ressonante a temperatura ambiente (300 K) e uma RCPV de 1.5 (300 K) e 8.0 (77 K) em $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ para $x = 0.25$. Em 1986, Ray et. al. [44] observaram a RDN à 77 K e 300 K em diodos crescidos por deposição de vapores químicos metalorgânicos (MOCVD) e a RCPV encontrada foi de 6.0 (77 K) e 1.48 (300 K) para uma fração de alumínio nas barreiras de $x = 0.45$. Nesse mesmo ano, Muto et. al. [45] reportaram que a RCPV a 77 K depende fortemente da espessura do espaçador e a melhor RCPV obtida em suas mostras foi de 4.8 (77 K).

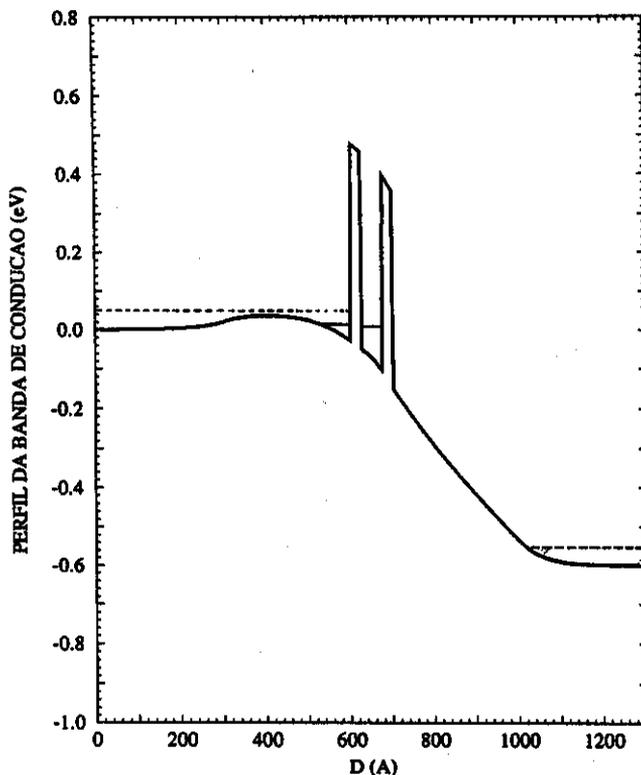


Figura 2. Mostra-se um perfil de potencial mais real com espaçadores entre os contatos e barreiras e a formação do “band bending” com uma voltagem aplicada.

Huang et. al. em 1987 [46] reportaram uma RCPV de 2.2 (300 K) e 7.7 (77 K) em $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ para $x = 0.30$; de 3.9 (300 K) e 14.3 (77 K) para $x = 0.45$ e de 3.6 (300 K) e 21.7 (77 K) para $x = 1.0$. Em 1989, Guéret et. al. [47] reportaram uma RCPV de 20 a 4.2 K, para um espaçador de 1000 Å e $x = 0.14$. Yoo et. al. mostraram em 1990 [48] um estudo sistemático dos DDBTR's com espaçadores de diferentes espessuras para encontrar a espessura ótima para um maior valor da RCPV; 5.0 (77 K) com 50 Å, 11.0 (77 K) com 500

Å, 10.1 (77 K) com 1000 Å, para barreiras de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ com $x = 0.35$. Em 1990, Koenig et. al. [49] reportaram que a corrente de pico mostra um comportamento independente da espessura do espaçador com dopagem muito baixa e que a voltagem aplicada através da espessura do espaçador emissor tem pouco efeito na característica corrente-voltagem do DDBTR.

Essas novas estruturas, no entanto, apresentam um perfil de potencial, sob voltagem aplicada, mais complexo que o da Fig. 1, envolvendo curvaturas de banda (“band bending”) também nas regiões dos contatos, Fig. 2.

Nota-se a formação (dependente dos parâmetros da mostra) de um emissor bidimensional na interface emissor-barreira [49]-[50]. A espessura dessas camadas espaçadoras varia de poucas dezenas de angstroms até um micron. Nesse último caso podemos falar com segurança de um emissor bidimensional [51]-[52]. Convencionou-se na literatura a considerar o emissor como bidimensional em qualquer caso, desprezando-se a possibilidade de tunelamento ressonante de elétrons do emissor tridimensional através dos estados quase ligados nesse “poço emissor”.

O objetivo deste trabalho é comparar os dois mecanismos e discutir a predominância de um sobre o outro em função de parâmetros, como a espessura da camada não dopada. O procedimento a ser adotado é o cálculo auto-consistente de densidades de corrente em função da voltagem aplicada. Resolvemos autoconsistentemente a equação de Poisson, utilizando duas aproximações para a densidade eletrônica. A primeira consiste da aproximação de Thomas-Fermi, na qual a carga na camada de acumulação é tratada semi-classicamente. Na segunda aproximação, consideramos também a densidade de carga no poço, que juntamente com a densidade de carga associada a estados confinados na camada de acumulação são tratadas quânticamente [41], [53]. Nessas aproximações obtemos a densidade eletrônica e o perfil da banda de condução do diodo de tunelamento ressonante, autoconsistentemente, com espaçadores variáveis desde 50Å, até 600Å, para $T=0$ K e $T=77$ K. Consideramos o emissor e o coletor como reservatórios de elétrons em equilíbrio. O emissor e o coletor interagem debilmente através de uma corrente pequena. Supomos que os mecanismos de espalhamento responsáveis pela relaxação até o fundo da banda de condução ou para o preenchimento das sub-bandas dos estados mais baixos da camada de acumulação são efetivos e suficientemente rápidos. Por enquanto, consideramos como nível

de Fermi na camada de acumulação o mesmo nível que nos contatos. Vale salientar que a solução completa do problema, levando em conta processos de espalhamento específicos dentro do formalismo de distribuições de Wigner [26],[31],[33],[35],[37], está além do escopo desse trabalho. De qualquer modo, modelos mais simples (aproximação semiclássica) [54] têm demonstrado sua utilidade no projeto e caracterização de diodos. A solução da equação de Schrödinger fornece também as probabilidades de transmissão, com as quais calculamos as densidades de corrente.

Cálculo do Perfil de Potencial de um Dispositivo

Para desenvolver o trabalho de análise do emissor de um diodo de efeito tunel ressonante, precisa-se conhecer o perfil do potencial na banda de condução da heteroestrutura. Com este perfil de potencial obtido se desenvolve a equação de Schrödinger na aproximação de massa efetiva de uma partícula, para obter a probabilidade de transmissão dos elétrons através de todo o dispositivo desde um reservatório em equilíbrio térmico até o próximo reservatório. Esta probabilidade será usada na obtenção da densidade de corrente transportada perpendicularmente, quando no dispositivo é aplicado uma determinada voltagem.

A equação de Schrödinger na aproximação de massa efetiva de uma partícula para todo o dispositivo é definida como [21], [55]:

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{m^*} \frac{d\Psi}{dz} \right) + \mathbf{E}_c(z)\Psi = E_z\Psi \quad (1)$$

onde z é a direção de crescimento das camadas de GaAs e $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $m^* = m^*(z)$ é a massa efetiva dos elétrons nas diferentes camadas, E_z é a energia dos elétrons na direção perpendicular às camadas. Aqui a energia total dos elétrons vêm dada por $E = E_{\parallel} + E_z$, E_{\parallel} é a energia paralela às interfaces. $\mathbf{E}_c(z)$ é o perfil do potencial do dispositivo na banda de condução.

O perfil do potencial do dispositivo é dividido em duas partes [53], isto é:

$$\mathbf{E}_c(z) = e\Phi + \Delta\mathbf{E}_c^{\Gamma}(z) \quad (2)$$

onde $\Delta\mathbf{E}_c^{\Gamma}(z)$ são os “*band offsets*” das interfaces de GaAs e $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, que formam as barreiras e poço de um diodo de tunelamento, no ponto de simetria Γ ; Φ é o potencial dos elétrons e impurezas ionizadas, redistribuídos ao longo do dispositivo, quando o sistema

todo atinge o equilíbrio térmico com respeito aos contatos de n^+ -GaAs. Esta contribuição é obtida pela equação de Poisson [21], dada como:

$$\frac{d}{dz} \left(\epsilon(z) \frac{d\Phi}{dz} \right) = e [N_D^+(z) - n(z)] \quad (3)$$

onde $\epsilon(z)$ é a permissividade elétrica dos materiais na direção de crescimento, $N_D^+(z)$ é a densidade dos doadores ionizados. Supomos que $N_D^+ = N_D$, onde N_D é a densidade dos doadores nos contatos. e é a carga dos elétrons, $n(z)$ é a densidade eletrônica e $\Phi = \Phi(z)$ é o potencial que se precisa conhecer na direção de crescimento das camadas.

1. Cálculo Semiclássico do Perfil do Potencial

Para a determinação do perfil da banda de condução da heteroestrutura, E_c , fazemos uso da Eq.(2) e da equação de Poisson, Eq.(3). Temos, além disso, que a densidade eletrônica $n = n(z)$, pode ser definida semiclássicamente pela equação de Thomas-Fermi. Para $T \neq 0$, a aproximação de Thomas-Fermi em geral é expressa como [41]:

$$n_{T-F}(z) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_0^\infty \frac{(E_{\parallel} - e\Phi)^{1/2}}{1 + e^{(E_{\parallel} - E_f)/kT}} dE_{\parallel} \quad (4)$$

onde m^* é a massa efetiva dos elétrons nas diferentes camadas, E_f energia de Fermi para a temperatura dada, k é a constante de Boltzmann, T é a temperatura absoluta.

Para o caso $T=0$ K, a equação da densidade eletrônica é dada por [54]:

$$n_{T-F}(z) = \begin{cases} 0 & E_f < e\Phi \\ \frac{1}{3\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E_f - e\Phi)^{3/2} & E_f \geq e\Phi \end{cases} \quad (5)$$

Qualquer seja o caso, as equações (4) e (5) têm como variável o potencial Φ . Portanto, é preciso fazer um cálculo autoconsistente entre as equações (4) ou (5) e a equação (3). Inicia-se dando um potencial de entrada na equação (4) ou (5). A densidade eletrônica é então calculada e introduzida na Eq. (3) para a obtenção de um novo potencial Φ ,

que é então introduzido novamente nas equações (4) ou (5), para a determinação da nova densidade eletrônica e assim sucessivamente. Tudo isto até que os resultados convirjam abaixo de um erro dado. O cálculo é feito usando o método de diferenças finitas e os detalhes da discretização das equações (3), (4) e (5) vem dadas no apêndice (1).

II.1.1 Resultados para T=0 K

Os cálculos foram feitos, inicialmente para $T=0$ K, usando a Eq.(5). Para obter a densidade eletrônica, consideramos uma massa efetiva de $m_G^* = 0.067m_o$ para as camadas de GaAs e de $m_A^* = 0.092m_o$ para as camadas $Al_xGa_{1-x}As$, onde a fração de liga do alumínio é $x = 0.3$. A massa efetiva no ponto de simetria Γ da primeira zona de Brillouin do $Al_xGa_{1-x}As$ é obtida pela equação definida por Adachi [56], como:

$$m^* = (0.067 + 0.083x)m_o \quad (6)$$

onde m_o é a massa do elétron livre. Como perfil de potencial inicial usamos um potencial degrau, de modo tal que, nos contatos, devido à densidade de doadores $N_D = 1 * 10^{18} \text{cm}^{-3}$ totalmente ionizados obtém-se uma energia de Fermi de $E_f = 0.054425$ eV com respeito ao mínimo da banda de condução do contato.

Considerando uma energia de ligação dos doadores de 0.005 eV com respeito ao mínimo da banda de condução no espaçador, obtemos então um potencial degrau efetivo entre contato e espaçador de 0.059425 eV, onde também consideramos o equilíbrio inicial do sistema e o fato de o nível de Fermi manter-se constante no contato e no espaçador. Para obter o “band-offset” entre o espaçador e a barreira no ponto de simetria Γ , usamos a equação [57]:

$$\Delta E_c^\Gamma = \begin{cases} 0.86x & 0 \leq x \leq 0.45 \\ 0.86x + 1.15(x - 0.45)^2 & 0.45 < x \leq 1 \end{cases} \quad (7)$$

onde a concentração de Al na liga é $x = 0.3$ de modo que $\Delta E_c = 0.258$ eV. O potencial degrau efetivo entre o espaçador e a barreira é 0.258 eV com respeito ao nível da energia de Fermi. Consideramos também as constantes dielétricas relativas $\epsilon_r = 13.18$ do GaAs

e $\epsilon_r = 12.2$ do $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ [56]. A constante dielétrica relativa da liga ternária do $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ será dada por uma interpolação linear entre os valores do GaAs e AlAs [56]:

$$\epsilon_r(x) = 13.18 - 3.12x \quad (8)$$

Com esses dados de entrada iniciamos o cálculo iterativo do perfil de potencial e da densidade eletrônica até se obter um perfil de potencial final que convirja para um valor dado do erro $\approx 10^{-6}$ eV. Os cálculos foram feitos considerando os contatos com espessuras de 300 Å, os poços de 50 Å, as barreiras de 25 Å e os espaçadores de 50, 100, 200, 300, 500 e 600 Å, respectivamente. Apresentamos nas Figs.(3-12) os resultados para 50, 300 e 600 Å.

II.1.1.a. Espaçador de 50 Å

Na Fig.(3.a), para um espaçador de 50 Å e bias aplicado (V_b) igual a zero, o perfil (linha contínua) mostra o equilíbrio que o sistema obtém logo que os elétrons se difundem no espaçador e chegam às interfaces espaçadores-barreiras. A densidade eletrônica (linha pontilhada) diminui conforme a barreira gerada pelo espaçador aumenta e simetricamente aumenta quando diminui a barreira no lado direito. Quando o bias aplicado é 0.1 V, observa-se, na Fig. (3.b), que a densidade eletrônica diminui até $\approx 6 * 10^{17} \text{cm}^{-3}$ na esquerda; ao outro lado forma-se a camada de depleção. Quando $V_b = 0.2$ V, Fig. (4.a), a barreira gerada pelo espaçador desaparece. Notamos claramente o acúmulo da densidade de carga na interface com a barreira. No outro lado, a camada de depleção é bem definida. Quando $V_b = 0.3$ V, Fig. (4.b), a densidade eletrônica próxima à interface espaçador-barreira atinge um valor máximo com uma singularidade que é fisicamente não aceitável desde o ponto de vista mecânico-quântico, o qual permite-nos predizer uma penetração da distribuição eletrônica nas barreiras e que decae exponencialmente nelas. Essa singularidade, também observada para espaçadores mais espessos, é uma das principais limitações do modelo analisado aqui. Com o aumento subsequente da voltagem aplicada, Figs. (5.a) e (5.b), observamos simplesmente um aumento contínuo da densidade de carga na interface e no poço triangular e um aprofundamento desse.

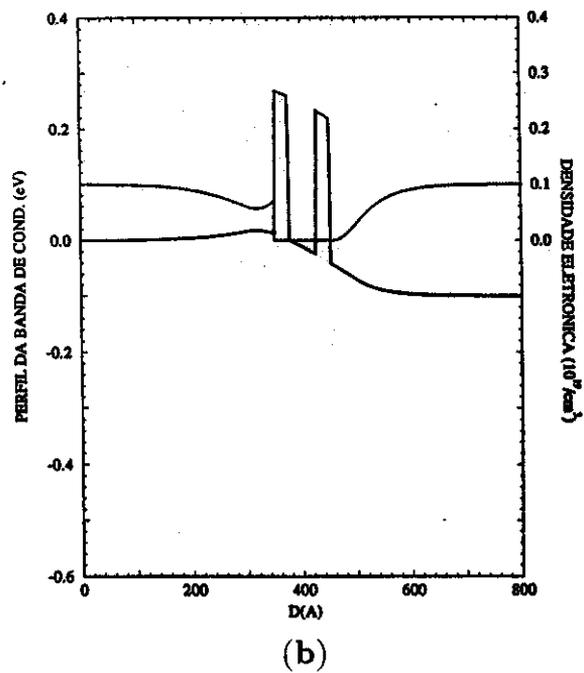
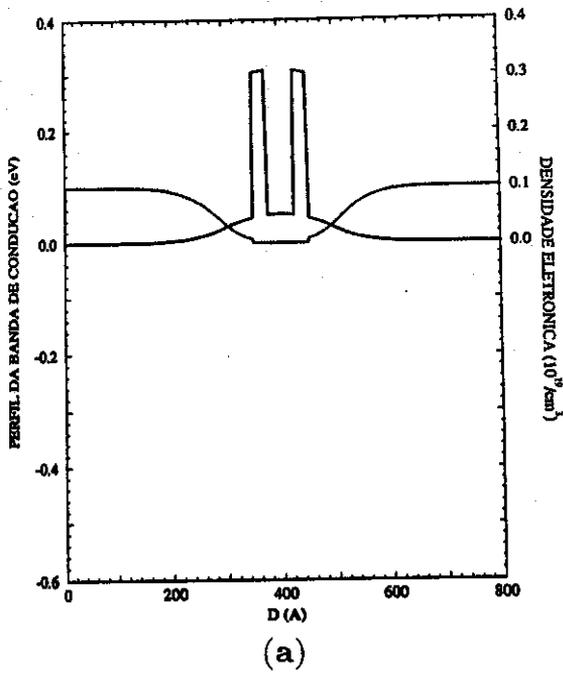


Figura 3. O perfil da banda de condução para espaçadores de 50 Å, barreiras de 25 Å e poço de 50 Å (—); a densidade eletrônica (···) que nos contatos é $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, se redistribui ao longo do dispositivo. Mostra-se para $T=0 \text{ K}$, com (a) Bias=0 V, (b) Bias=0.1 V.

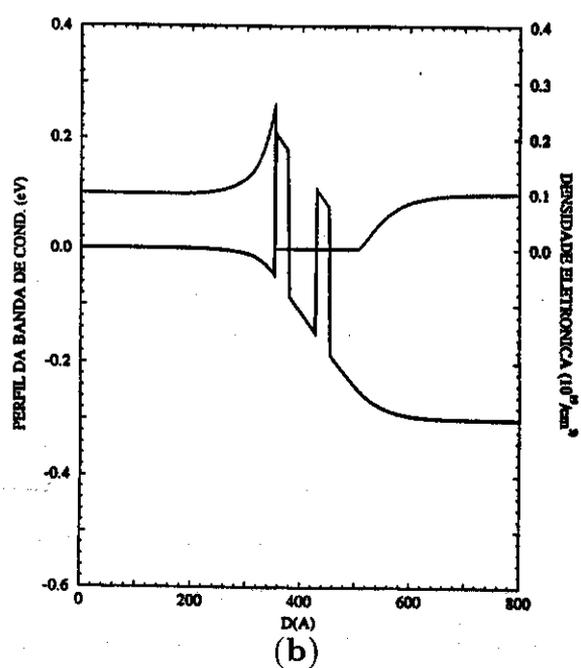
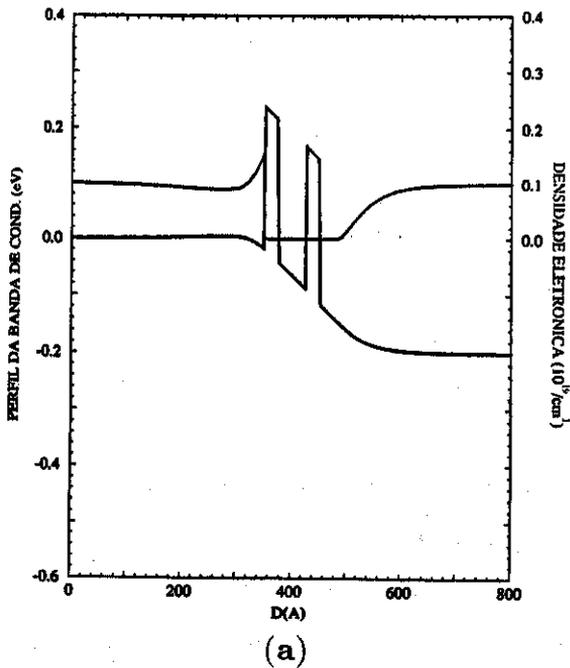


Figura 4. O perfil de potencial (—) da banda de condução do DDBTR e a densidade eletrônica (···) ao longo do dispositivo para um espaçador de 50 Å, $T=0 \text{ K}$, com (a) Bias=0.2 V, (b) Bias=0.3 V.

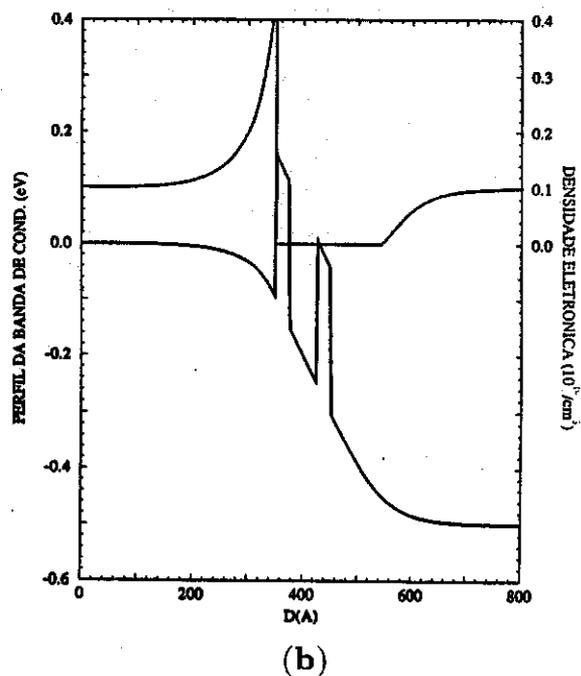
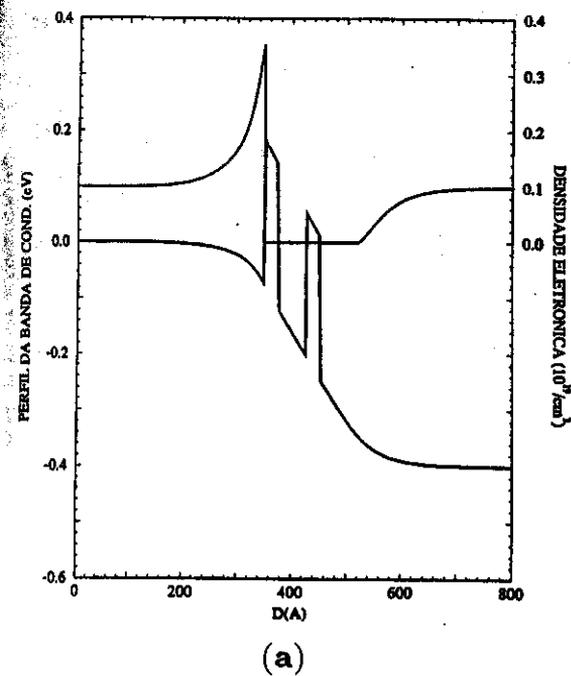


Figura 5. O perfil da banda de condução mostra uma camada de acumulação entre emissor-barreira abaixo do perfil do contato emissor. A singularidade da densidade eletrônica (\cdots) cresce. Consideramos $T=0$ K e (a) Bias=0.4 V, (b) Bias=0.5 V.

II.1.1.b. Espaçador de 300 Å

Nas Figs. (6), (7) e (8), os espaçadores são de 300 Å. Quando o bias é zero, Fig. (6.a) os elétrons se difundem até ≈ 100 Å através do espaçador. A densidade eletrônica diminui a zero em ≈ 400 Å, com um comportamento simétrico para os elétrons do contato a direita. Quando $V_b = 0.1$ V, Fig. (6.b), a densidade eletrônica diminui até $\approx 1.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, onde o espaçador forma um máximo como barreira (≈ 440 Å). Ao lado direito observamos a formação de uma a camada de depleção. Para $V_b = 0.2$ V, Fig. (7.a), a densidade eletrônica tem um mínimo de $1.8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ em 430 Å. Na camada de acumulação a densidade eletrônica aumenta. Aumentando sucessivamente a voltagem aplicada (V_b) Figs. (7.b)-(8.a)-(8.b), notamos também, como no caso anterior (espaçador de 50 Å), o aumento da densidade eletrônica na camada de acumulação. Esta densidade eletrônica apresenta a mesma singularidade na interface espaçador-barreira como no exemplo anterior. Nota-se, no entanto, que a barreira no emissor, gerada pela presença de um espaçador de 300 Å, não desaparece, mesmo para valores altos de voltagem aplicada.

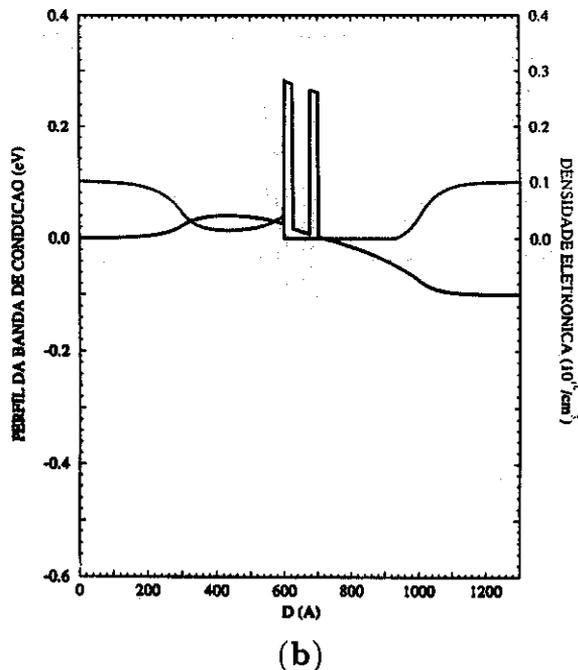
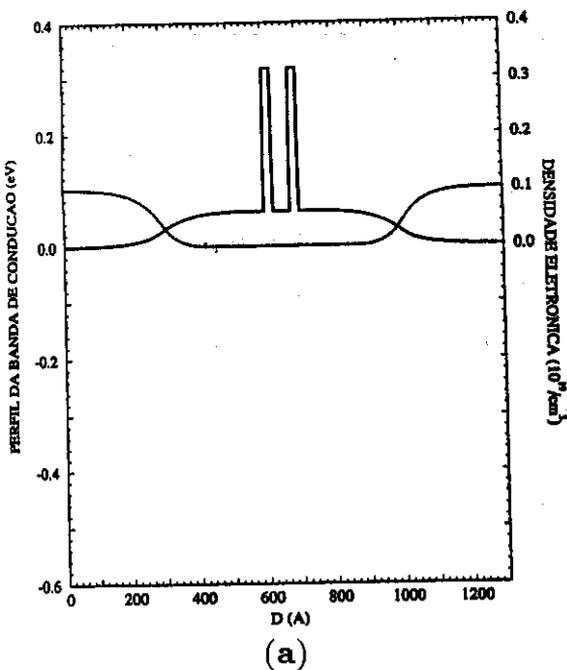


Figura 6. O perfil de potencial (—) de um DBBTR, com espaçadores de 300 Å, barreiras de 25 Å e poço de 50 Å; a densidade eletrônica ao longo do DBBTR (···), considerando que nos contatos é $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, para $T=0 \text{ K}$, com (a) Bias=0 V, (b) Bias=0.1 V.

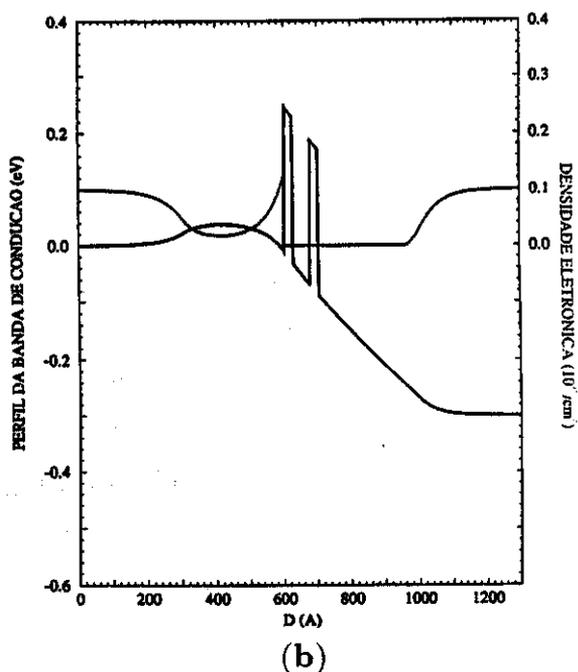
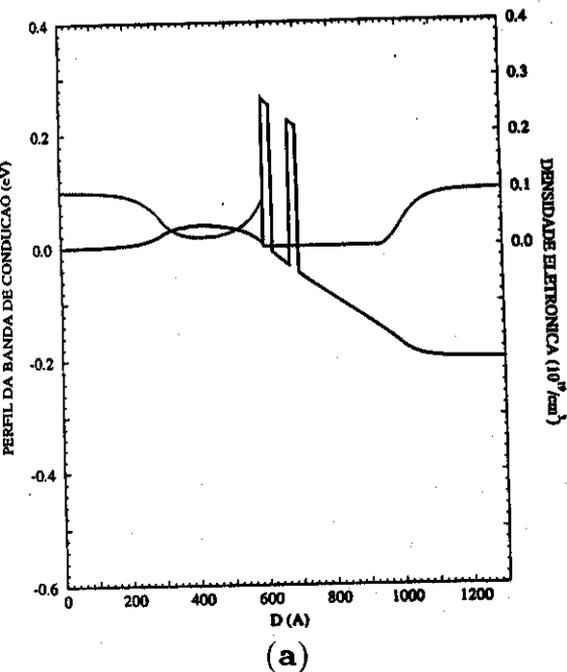


Figura 7. Continuação da sequência de um DBBTR com espaçador de 300 Å, $T=0 \text{ K}$, onde o perfil de potencial (—) e a densidade eletrônica (···), se mostram para (a) Bias=0.2 V, (b) Bias=0.3 V.

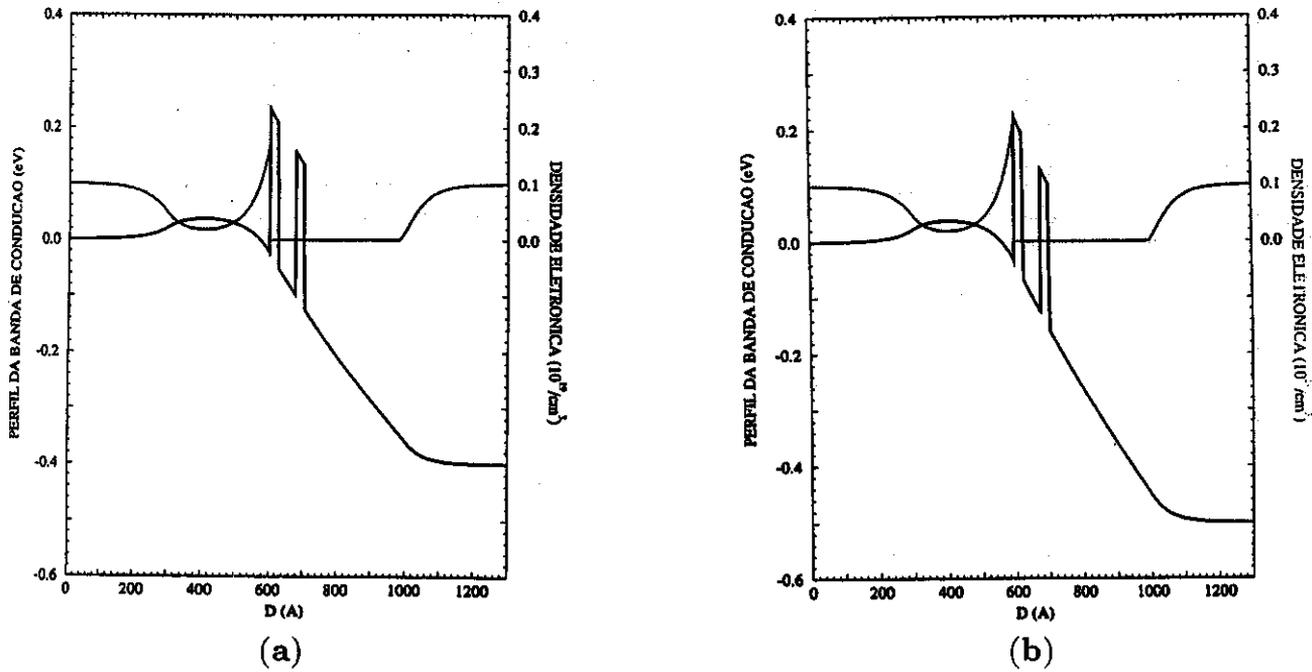
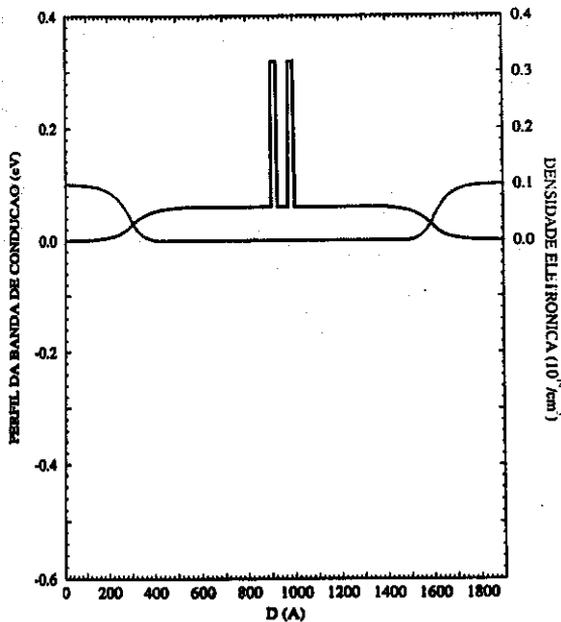


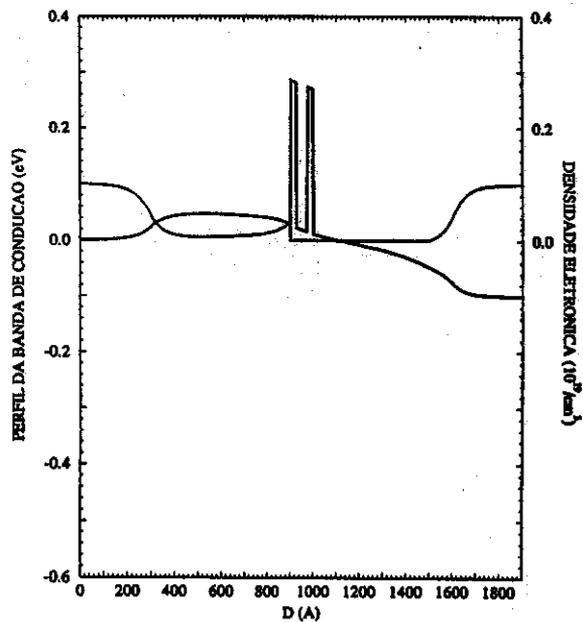
Figura 8. Para $T=0$ K, sequência final do DDBTR com espaçador de 300 Å, onde o perfil (—) e a densidade eletrônica (···) são mostrados (a) Bias=0.4 V, (b) Bias=0.5 V.

II.1.1.c. Espaçador de 600 Å

Nas Figs.(9), (10) e (11), os espaçadores são de 600 Å. Na ausência de voltagem aplicada, Fig. (9.a), observa-se que os elétrons difundem-se através do espaçador até ≈ 100 Å, em ambos lados do dispositivo, e a densidade eletrônica é nula no meio dos espaçadores. Para bias igual a 0.1 V, Fig. (9.b), a camada de acumulação já está formada e quase-isolada. A densidade eletrônica chega a um valor mínimo de $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ na região do espaçador. Continuando a aumentar a voltagem aplicada, observamos que esse quase-isolamento da camada de acumulação se mantém. Por quase isolamento entende-se que a barreira formada pela presença do espaçador neste caso chega a diminuir a densidade eletrônica em 90 % na região dessa barreira. Essa diminuição da densidade eletrônica na região do espaçador pode chegar próxima a 100 % com o aumento da espessura das barreiras do DDBTR.

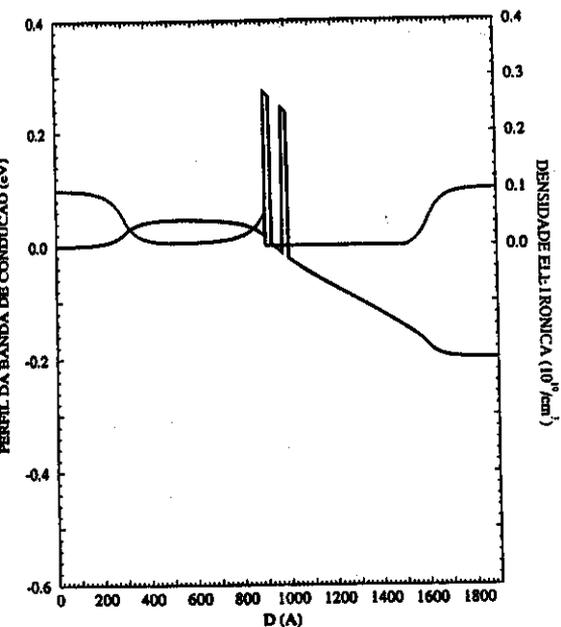


(a)

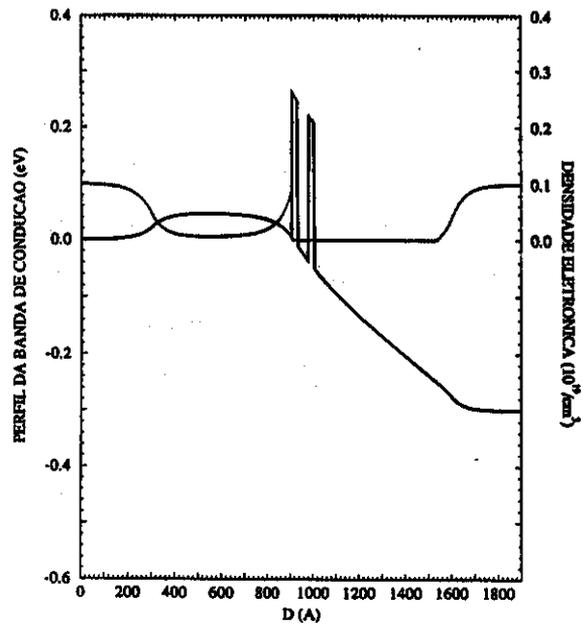


(b)

Figura 9. O perfil de potencial (—) de um DDBTR, com espaçadores de 600 Å, barreiras de 25 Å e poço de 50 Å; a densidade eletrônica ao longo do DDBTR (···), considerando que nos contatos é $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, para $T=0 \text{ K}$, com (a) Bias=0 V, (b) Bias=0.1 V.



(a)



(b)

Figura 10. Continuação da seqüência de um DDBTR com espaçador de 600 Å, $T=0 \text{ K}$, onde o perfil de potencial (—) e a densidade eletrônica (···) são mostrados para (a) Bias=0.2 V, (b) Bias=0.3 V.

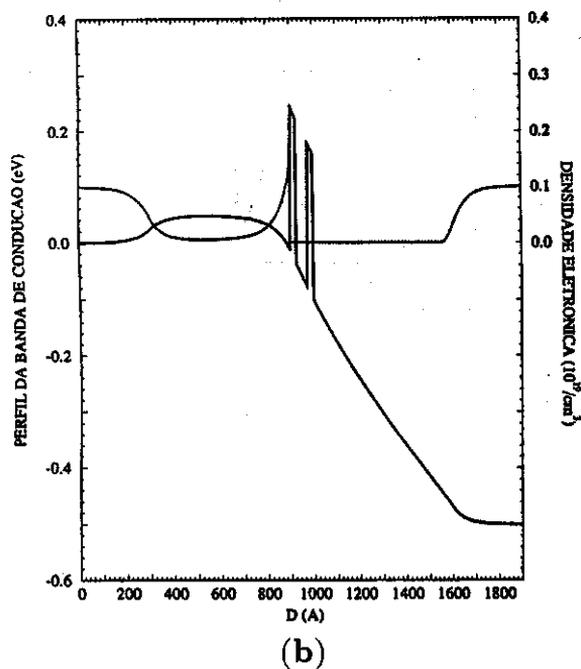
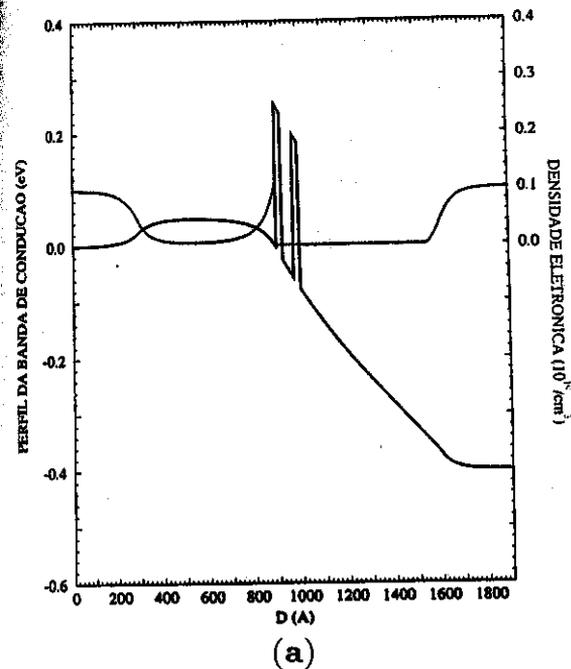
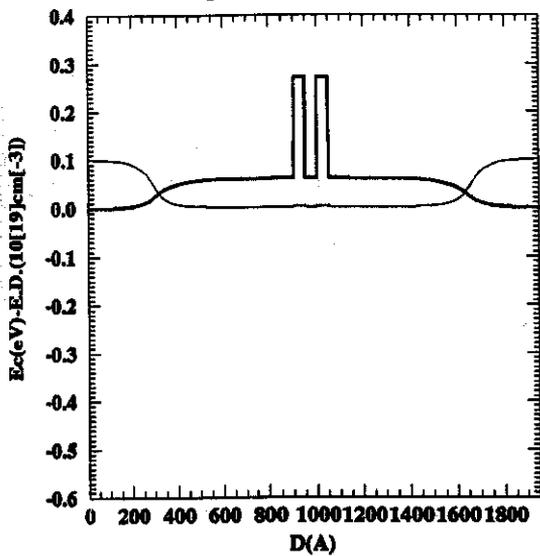


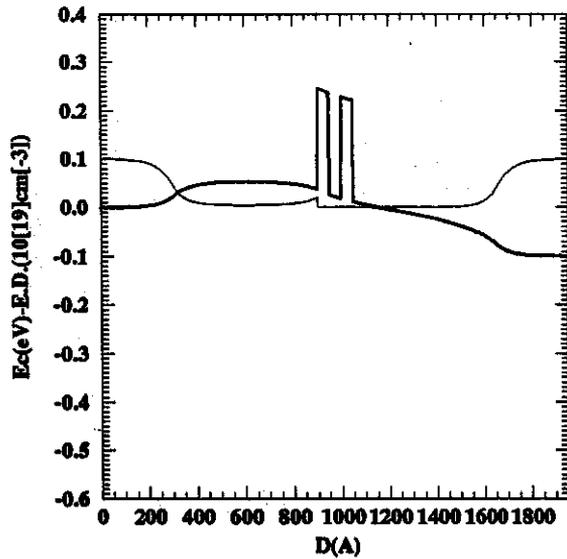
Figura 11. Para $T=0$ K, sequência final do DDBTR com espaçador de 600 Å, onde o perfil (—) e a densidade eletrônica (\cdots) são mostrados para (a) Bias=0.4 V, (b) Bias=0.5 V.

II.1.2 Resultados para $T=77$ K

Para $T = 77$ K o processo de cálculo é lento, devido à determinação da Eq. (4); a integral é feita numericamente de zero até $2E_f$. Os resultados finais não diferem qualitativamente dos resultados apresentados anteriormente. Por isso, a título de exemplo, apenas o caso para espaçadores de 600 Å é ilustrado nas figuras (12), (13) e (14). Neste exemplo aumentamos a largura das barreiras do DDBTR para 50 Å e o isolamento quase total entre a camada de acumulação e o contato emissor, pela barreira gerada pelo espaçador, pode ser observado.

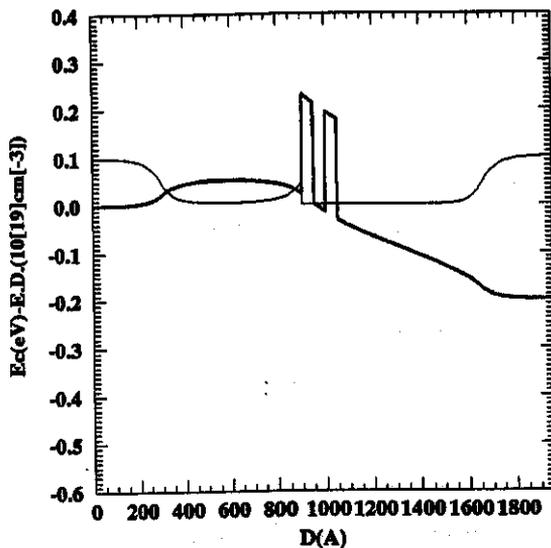


(a)

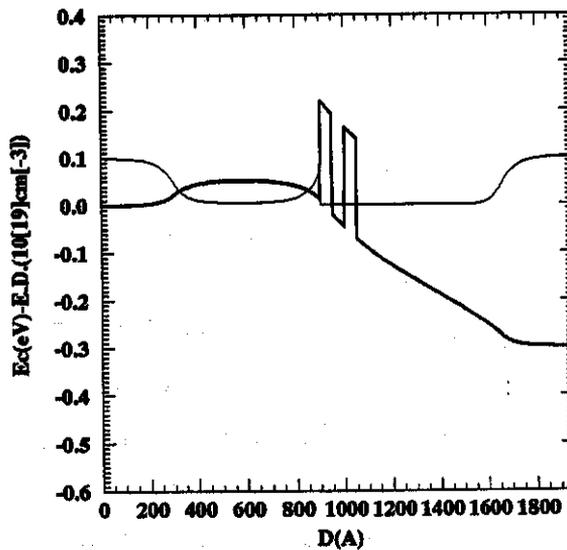


(b)

Figura. 12 O perfil de potencial (—) de um DBBTR, com espaçadores de 600 Å, barreiras de 50 Å e poço de 50 Å; a densidade eletrônica ao longo do DBBTR (···) considerando que nos contatos é $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, para $T = 77 \text{ K}$, com (a) Bias=0 V, (b) Bias=0.1 V.



(a)



(b)

Figura 13. Continuação da sequência de um DBBTR com espaçador de 600 Å, $T = 77 \text{ K}$, onde o perfil de potencial (—) e a densidade eletrônica (···), são mostrados para (a) Bias=0.2 V, (b) Bias=0.3 V.

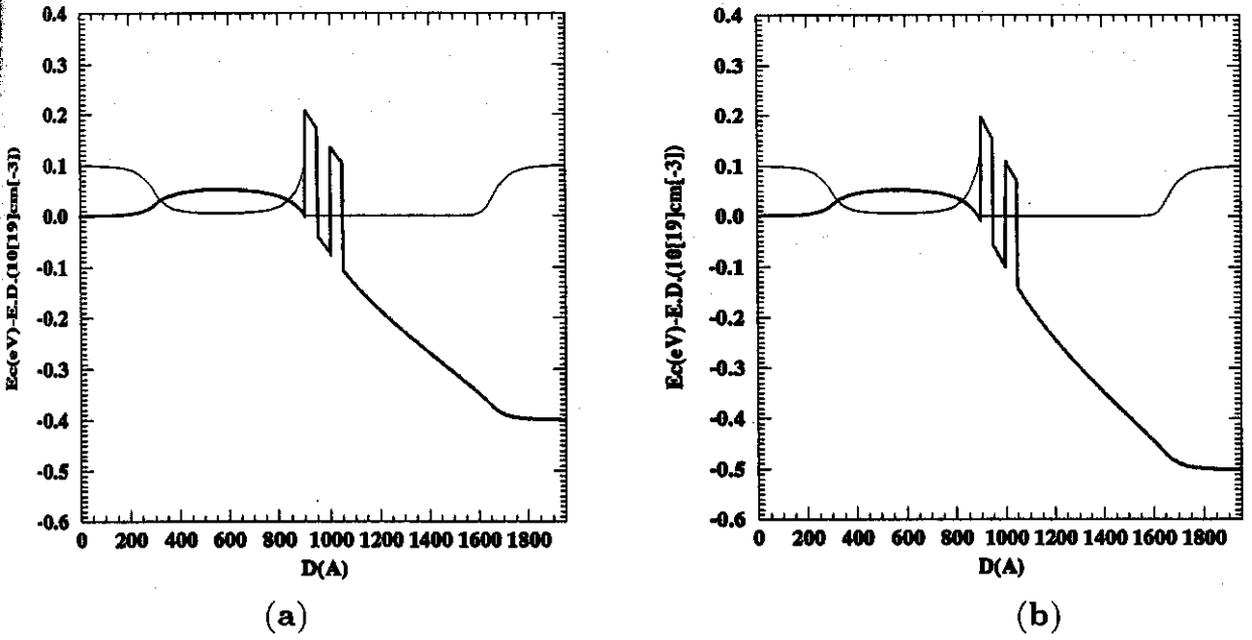


Figura 14. Para $T = 77$ K; sequência final do DDBTR com 600 Å de espaçador, onde o perfil (—) e a densidade eletrônica (\cdots) são mostrados (a) Bias=0.4 V, (b) Bias=0.5 V.

II.2. Cálculo Quântico do Perfil na Camada de Acumulação e no Poço

Os resultados mostrados até agora apresentam perfis de potencial qualitativamente aceitáveis, quando comparados com cálculos similares encontrados na literatura. No entanto, a singularidade apresentada pela densidade eletrônica na camada de acumulação é fisicamente incorreta. Esse problema é muitas vezes desprezado na literatura quando o interesse é apenas uma interpretação de resultados experimentais de posições de pico de corrente em características de corrente-voltagem. Esse problema, porém, pode ser minorado de uma maneira razoavelmente simples, com uma redefinição da densidade eletrônica na camada de acumulação e no poço quântico, proposta por Fiiig e Jauho [41]. Os elétrons nas regiões dos contatos emissor e coletor continuam a ser tratados semiclassicamente pela aproximação de Thomas-Fermi. Para o sistema bidimensional, porém, que se forma na camada de acumulação, bem como para o acúmulo de carga no poço em ressonância é feita uma extensão da equação ([41], [53])

$$n_{2D}(z) = \sum_j kT \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \ln[1 + e^{(E_f - \epsilon_j)/kT}] |\Psi_j|^2, \quad (9)$$

onde T é a temperatura absoluta do sistema, Ψ_j é a função de onda dos elétrons no estado quântico j e ε_j é a energia correspondente ao estado j . Quando a temperatura do sistema é $T=0$ K, a densidade eletrônica é definida por

$$n_{2D}(z) = \sum_j \frac{m^*}{\pi \hbar^2} (E_f - \varepsilon_j) |\Psi_j|^2, \quad (10)$$

Ψ_j é obtida da equação de Schrödinger,

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{m^*} \frac{d\Psi_j}{dz} \right) + V(z)\Psi_j = \varepsilon_j \Psi_j, \quad (11)$$

e $V(z)$ é definida somente nas regiões onde a aproximação de Thomas-Fermi dá resultados fisicamente não aceitáveis, isto é, na camada de acumulação e no poço. Ou seja:

$$V(z) = \begin{cases} e\Phi_c & z \leq z_c \\ e\Phi(z) & z_c < z \leq z_{interface} \\ e\Phi(z_i) + \Delta E_c^\Gamma & z > z_{interface} \end{cases} \quad (12)$$

onde ΔE_c^Γ é o “band offset”, Φ_c é o potencial máximo no “bending” formado no espaçador e $\Phi(z_i)$ é o potencial na interface e está definida como $\Phi(z_i) = \Phi(z_i) \pm bias$. Para o poço:

$$V(z) = \begin{cases} E_f + \Delta E_c^\Gamma & z < z_{w1} \\ e\Phi(z) & z_{w1} \leq z \leq z_{w2} \\ E_f + \Delta E_c^\Gamma - e\Phi(z_{w2}) & z > z_{w2} \end{cases} \quad (13)$$

Φ é o potencial dos elétrons e impurezas redistribuídos obtido pela equação de Poisson, Eq. (3) e ainda mais supomos que $\Phi(z_i) = \Phi(z_i) \pm bias$, onde $bias$ é a voltagem aplicada aos contatos do dispositivo. Como se pode observar, aqui se tem um cálculo autoconsistente de tipo Hartree. Dando inicialmente um potencial de entrada Φ , se obtém $V(z)$ das Eqs.(12) e (13), para a camada de acumulação e poço, respectivamente. Isto se introduz na equação de Schrödinger, Eq. (11), de onde se obtém a função de onda Ψ . Ψ é então introduzida nas Eqs. (9) ou (10), dependendo da temperatura em que se trabalha, para se obter a

densidade eletrônica que, por sua vez, é introduzida novamente na Eq. (3), equação de Poisson, da qual se obtém um novo potencial Φ . O processo é iterativo até atingir a convergência.

Finalmente, a densidade eletrônica que se precisa para obter o perfil de potencial, Eq.(2), será dada somando as Eqs.(4) e (9) para temperaturas diferentes de zero, e as Eqs.(5) e (10) para $T=0K$.

$$n(z) = n_{T-F}(z) + n_{2D}(z) \quad (15)$$

observa-se que na Eq.(14) e na Eq.(15), $E_f \geq e\Phi$ e $\varepsilon_j \leq E_f$ devem ser satisfeitas, tanto para a camada de acumulação como para o poço.

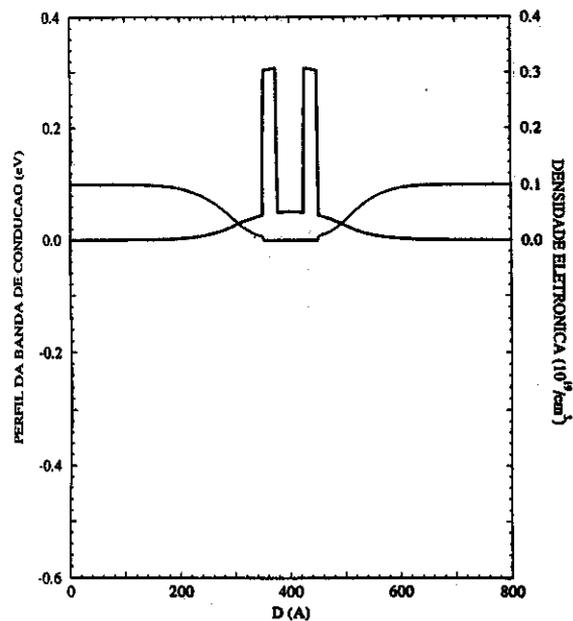
II.2.1. Resultados

Os cálculos foram feitos, para $T=0$ K, usando a Eq. (15) para a determinação da densidade eletrônica do dispositivo. O primeiro termo da soma na Eq. (15) determina a densidade eletrônica dos contatos, espaçadores e barreiras, enquanto que o segundo termo determina a densidade no poço e na camada de acumulação que vai sendo gerada próxima à interface espaçador-barreira do emissor, quando a voltagem aplicada aos contatos vai aumentando. A soma de ambos os termos se faz simultaneamente só na camada de acumulação, uma vez que, nesta parte, a contribuição dos elétrons 3D dos contatos é também considerada pelo fato deles preencherem eventuais estados no contínuo.

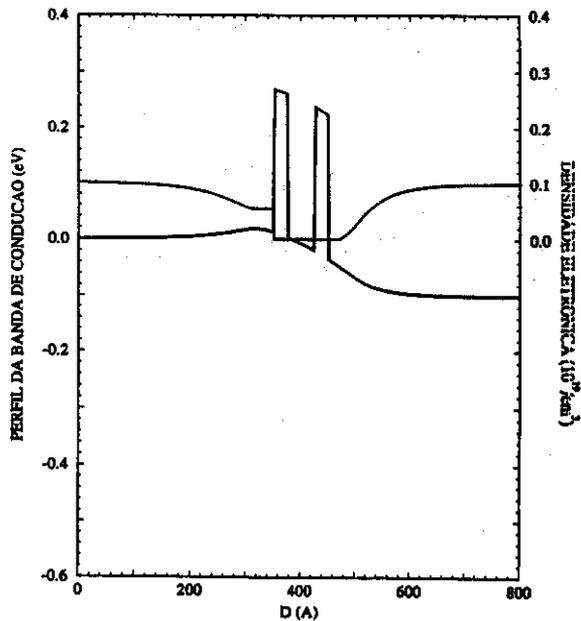
Apresentamos os gráficos do perfil do potencial considerando o cálculo autoconsistente com o tratamento quântico para elétrons 2D, para barreiras com $x = 0.3$ de Al e o “band offset” de $\Delta E_c^F = 0.258$ eV. As massas efetivas são 0.067 para o GaAs e 0.0919 para o $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$.

II.2.1.a. Espaçador de 50 Å

Nas figuras (15), (16) e (17) apresentamos a evolução do perfil do potencial, quando uma voltagem é aplicada sucessivamente. Na Fig. (15.a) são mostrados o perfil de potencial (—) e a densidade eletrônica (···) a 0V de bias; aqui o sistema está em equilíbrio térmico. Na Fig. (15.b), se mostram o perfil do potencial (—) e a densidade eletrônica (···), para 0.1V de bias aplicado. A densidade mostra um mínimo que se mantém constante a $\approx 0.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ no espaçador do emissor. Na Fig. (16.a), o bias é 0.2V, o perfil (—) mostra uma camada de acumulação que vai se formando, porém que não tem ainda estados confinados ou quase-ligados. O “bending” do espaçador praticamente desaparece. A densidade (···) nesta região é a mesma que nos contatos. O perfil do poço mostra um “bending” devido ao acúmulo de carga no poço, que indica a distribuição da densidade eletrônica no poço. Para $V_b = 0.3\text{V}$, Fig. (16.b), a situação é similar ao caso anterior só que a carga no poço cresce e o perfil mostra um “bending” muito significativo. A densidade eletrônica no emissor se mantém constante. Para $V_b = 0.4\text{V}$, Fig. (17.a), a densidade eletrônica (···) mostra o confinamento de elétrons no poço triangular da camada de acumulação, pela forma da distribuição eletrônica nesta região. No poço a densidade eletrônica é zero, isto significa que o nível ligado no poço está embaixo do perfil de potencial do emissor e não há mais tunelamento ressonante. Possivelmente haverá carga no poço, no início, quando o nível do poço atinge ao nível do perfil do contato, porém os elétrons têm muita probabilidade de tunelar através da segunda barreira pela voltagem que vai sendo aplicada sucessivamente. Na Fig. (17.b), se mostra o dispositivo com $V_b = 0.5\text{V}$, o perfil (—) da segunda barreira está abaixo do nível de Fermi do emissor, a densidade eletrônica (···) na camada de acumulação cresce.

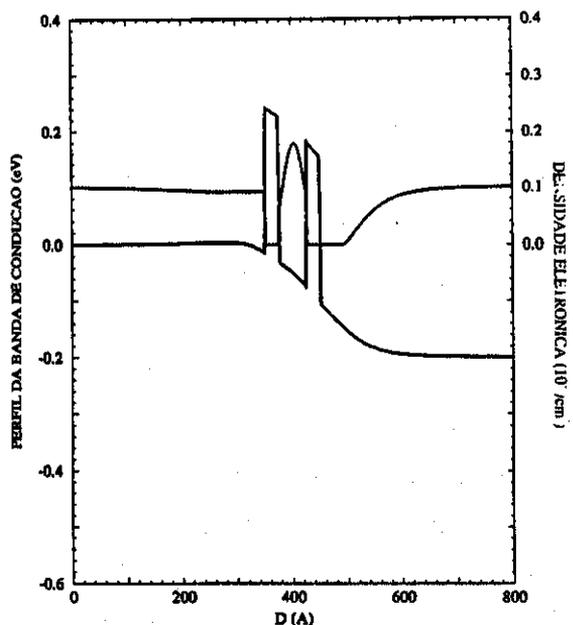


(a)

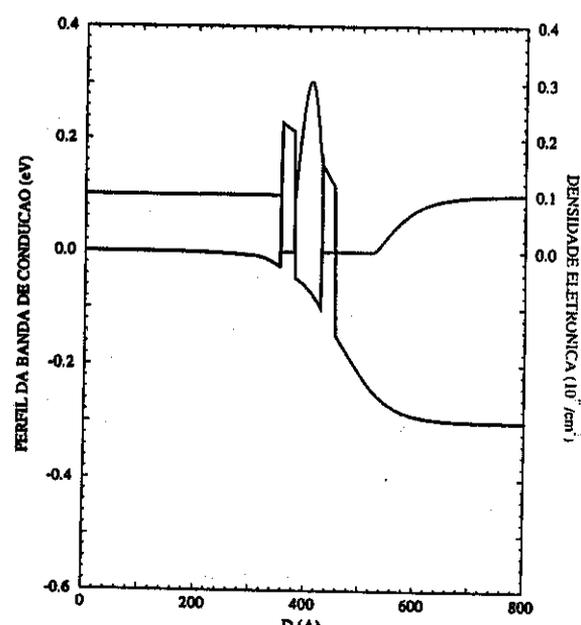


(b)

Figura 15. O perfil da banda de condução para espaçadores de 50 Å, barreiras de 25 Å e poço de 50 Å (—); a densidade eletrônica (···). Mostra-se para $T=0$ K, o método de Hartree com (a) Bias=0 V, (b) Bias=0.1 V.

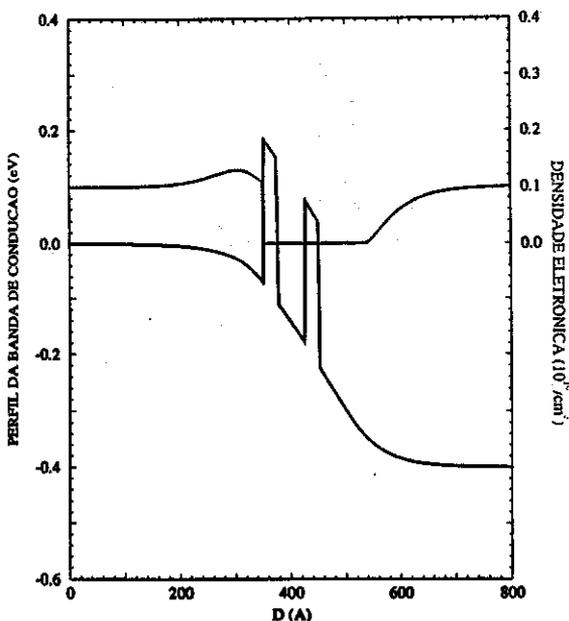


(a)

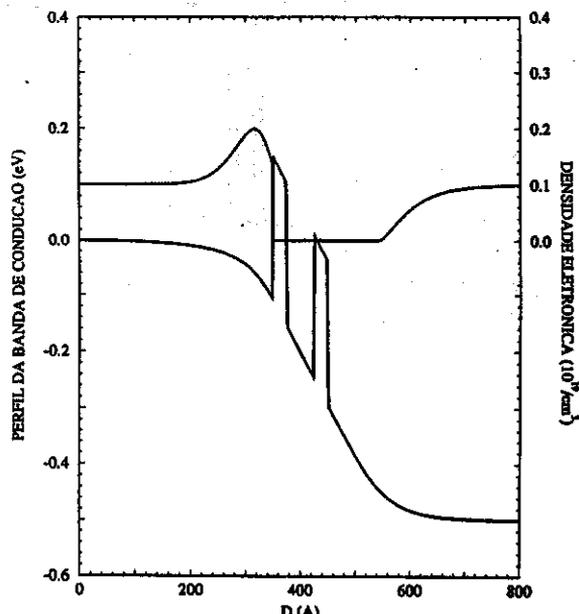


(b)

Figura 16. O perfil de potencial da banda de condução do DBBTR (—) e a densidade eletrônica ao longo do dispositivo (···), para um espaçador de 50 Å, $T=0$ K, com (a) Bias=0.2 V, (b) Bias=0.3 V.



(a)

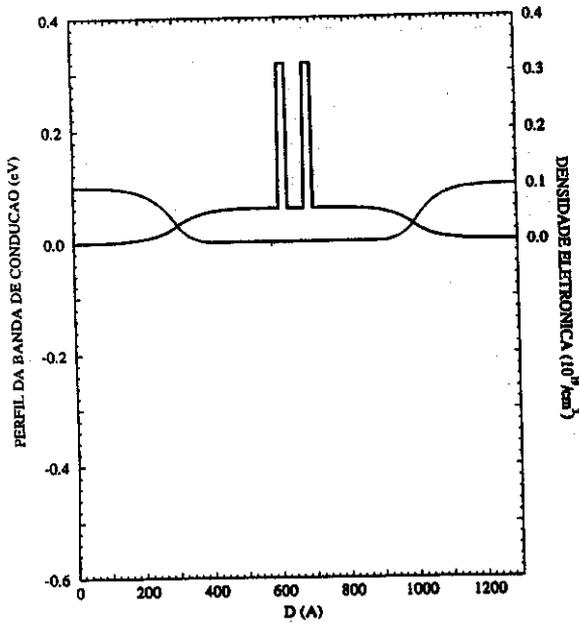


(b)

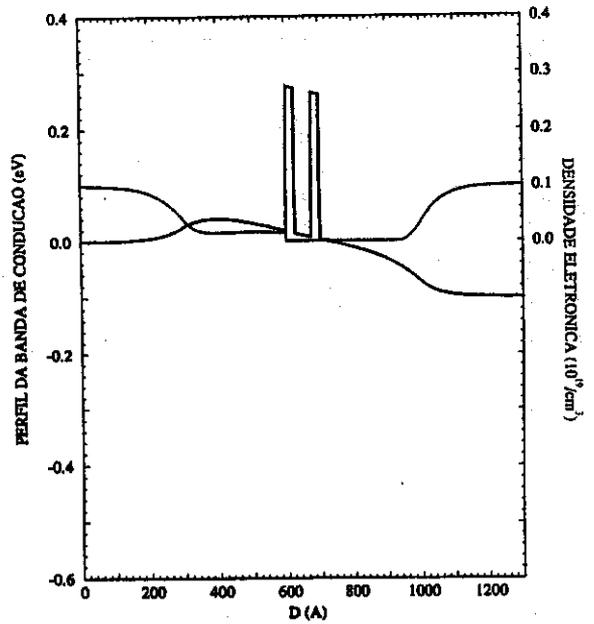
Figura 17. O perfil de potencial (—) e a densidade eletrônica (···). Consideramos $T=0$ K, $x=0.3$ de Al e (a) Bias=0.4 V, (b) Bias=0.5 V.

II.2.1.b. Espaçador de 300 Å

Nas figuras (18), (19) e (20) é mostrado a evolução do DDBTR quando o espaçador é 300 Å. Na Fig. (18.a), se mostra o dispositivo com $V_b=0$ V, o perfil de potencial (—) e a densidade eletrônica (···). Na Fig. (18.b), quando o $V_b=0.1$ V, forma-se um poço quase-triangular, no espaçador se forma uma “bending” em ≈ 400 Å, a densidade eletrônica nesta região mostra um pequeno confinamento. Quando $V_b=0.2$ V, Fig. (19.a) o confinamento na camada de acumulação se faz mais notável. Tem-se uma distribuição na densidade eletrônica do poço. A Fig. (19.b), para $V_b=0.3$ V, mostra um crescimento no pico da densidade eletrônica na camada de acumulação e no poço. Na Fig. (20.a), quando bias=0.4V, o acúmulo de carga no poço e na camada de acumulação cresce levemente. Na Fig. (20.b), apresentamos o perfil do potencial (—) e a densidade eletrônica (···) quando $V_b=0.8$ V e se observa um grande acúmulo de carga na camada de acumulação enquanto no poço a densidade eletrônica é zero.

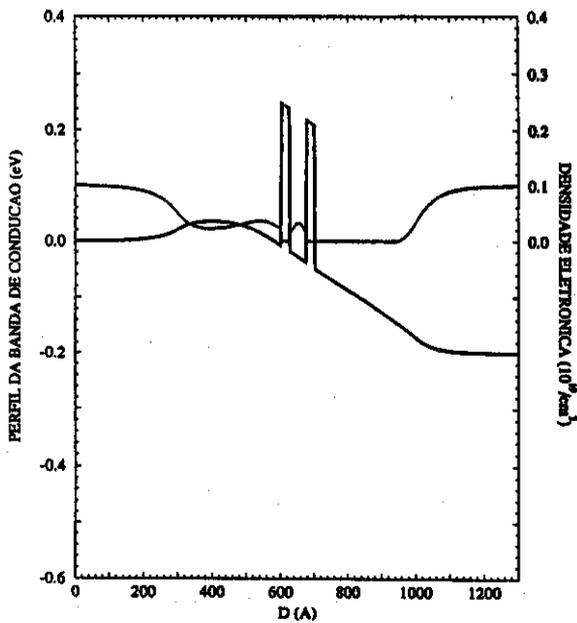


(a)

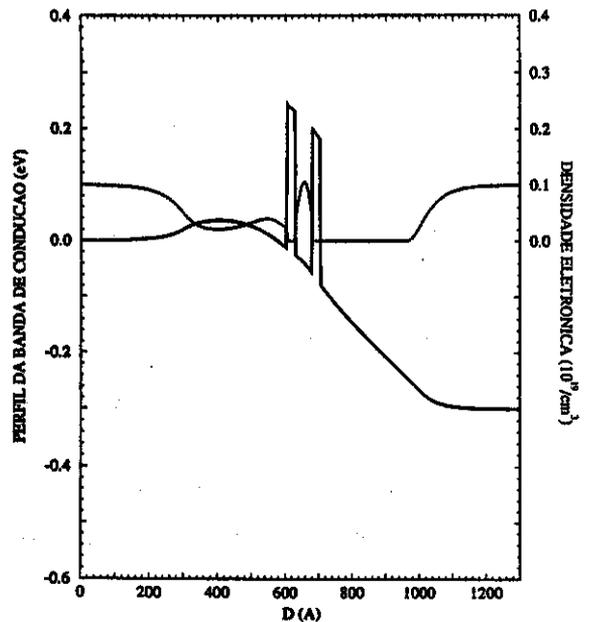


(b)

Figura 18. O perfil da banda de condução para espaçadores de 300 Å, barreiras de 25 Å e poço de 50 Å (—); a densidade eletrônica (···). Mostra-se para $T=0$ K, com (a) Bias=0 V, (b) Bias=0.1 V.



(a)



(b)

Figura 19. O perfil de potencial da banda de condução do DDBTR (—) e a densidade eletrônica ao longo do dispositivo (···), para um espaçador de 300 Å, $T=0$ K, com (a) Bias=0.2 V, (b) Bias=0.3 V.

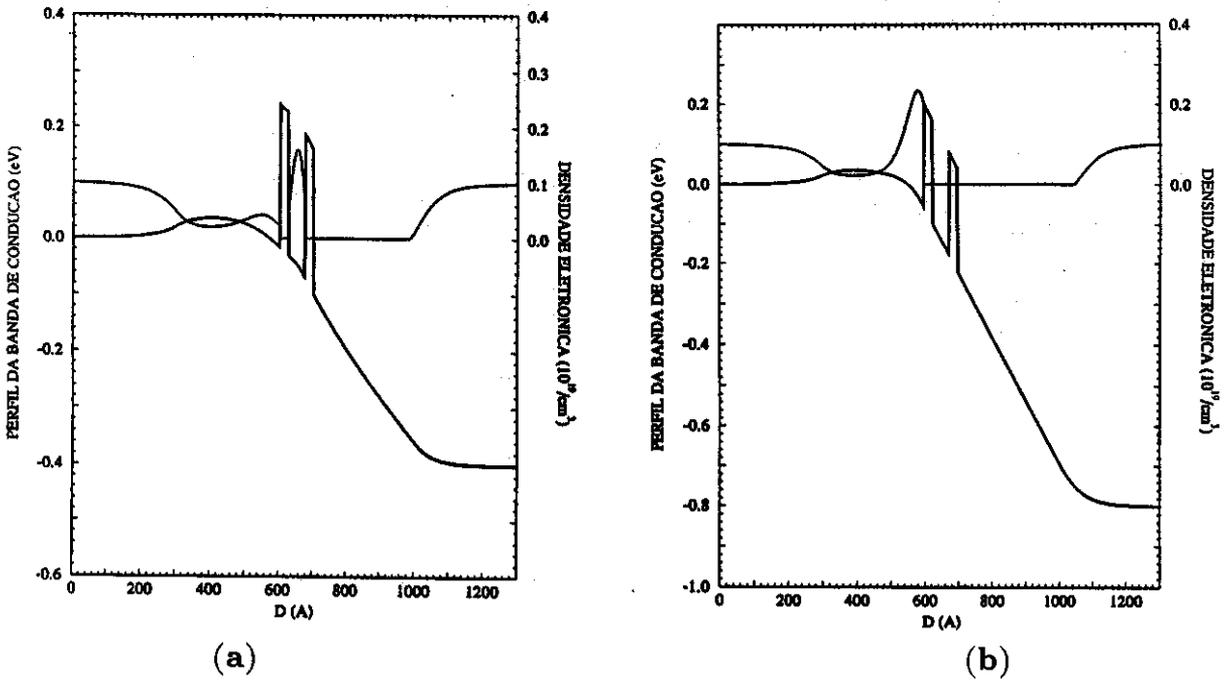
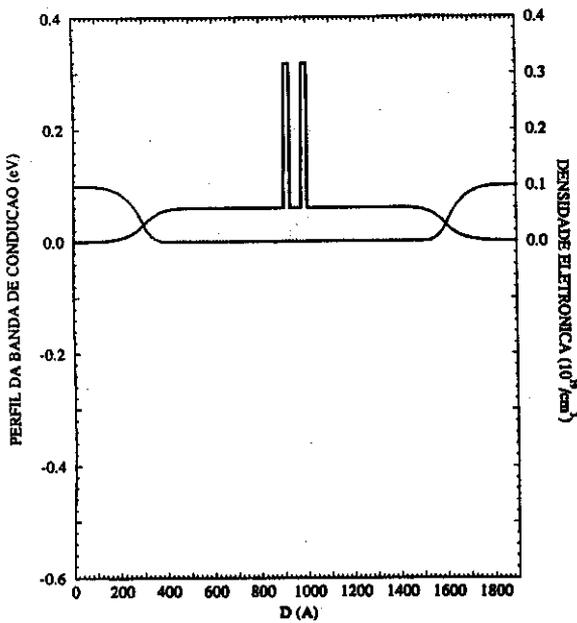


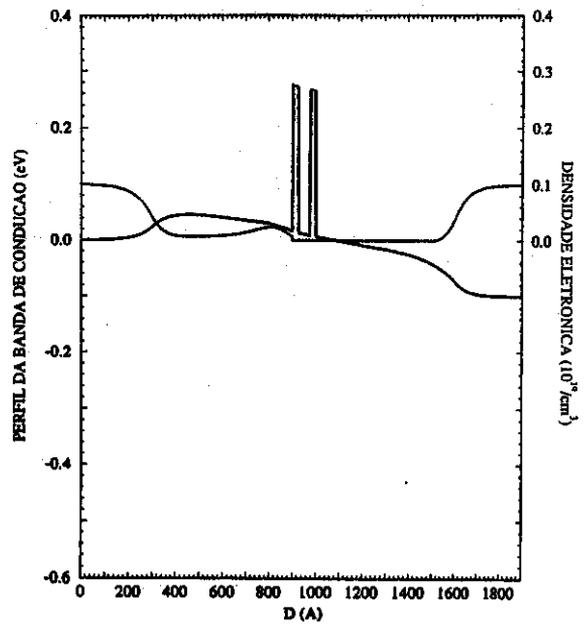
Figura 20. Se mostra o perfil do potencial (—) e a densidade eletrônica (···). Consideramos $T=0$ K e (a) Bias=0.4 V, (b) Bias= 0.8 V.

II.2.1.c. Espaçador de 600 Å

Nas figuras (21), (22) e (23), apresentamos o DDBTR com um espaçador de 600 Å. Na Fig. (21.a) se mostram o perfil potencial (—) e a densidade eletrônica (···), quando o sistema está em equilíbrio e nenhuma voltagem é aplicada. Na Fig. (21.b) a voltagem aplicada é 0.1V e se observa a formação de estados confinados na camada de acumulação. A densidade eletrônica mostra uma distribuição nesta região. No poço a densidade eletrônica ainda é zero. Na Fig. (22.a), o bias é 0.2V, a densidade eletrônica mostra um crescimento na camada de acumulação e um leve acúmulo de carga no poço. Na Fig. (22.b), quando o bias aplicado é 0.3V, a densidade eletrônica na camada de acumulação e no poço crescem. Na Fig. (23a-b), $V_b=0.4V$ e $V_b=0.5V$, respectivamente, as densidades eletrônicas na camada de acumulação e no poço crescem. Observa-se, de um modo geral, que a variação de potencial na camada de depleção corresponde a aproximadamente 75% - 80% da voltagem total aplicada.

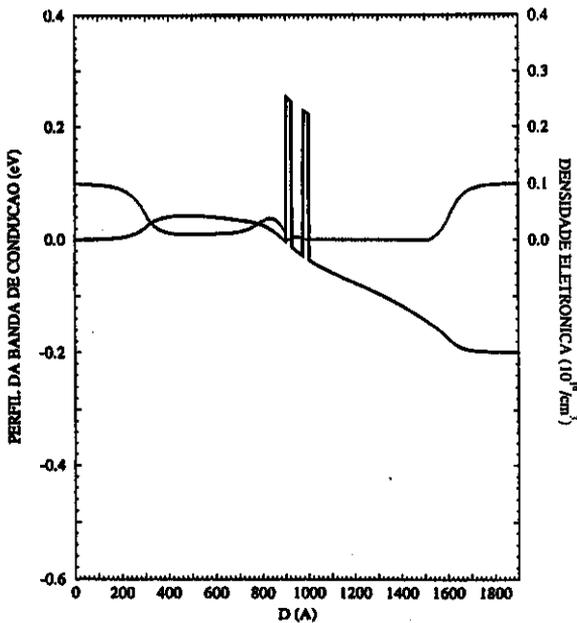


(a)

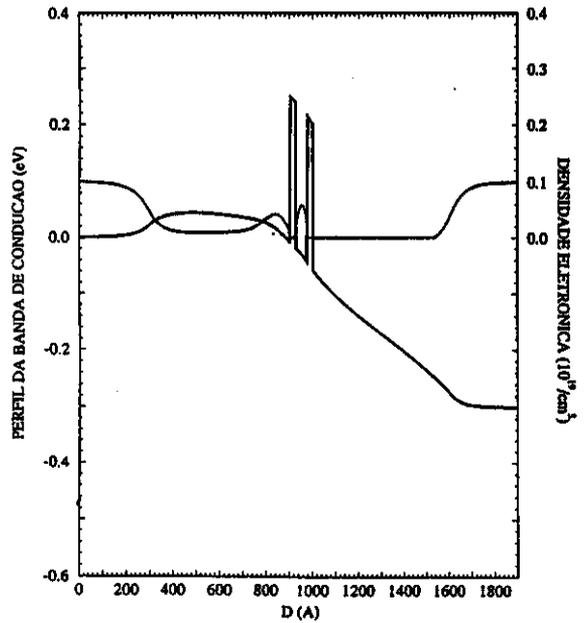


(b)

Figura 21. O perfil da banda de condução para espaçadores de 600 Å, barreiras de 25 Å e poço de 50 Å (—); a densidade eletrônica (···). Mostra-se para $T=0$ K, com (a) Bias=0 V, (b) Bias=0.1 V.



(a)



(b)

Figura 22. O perfil de potencial da banda de condução do DDBTR (—) e a densidade eletrônica ao longo do dispositivo (···), para um espaçador de 600 Å, $T=0$ K, com (a) Bias=0.2 V, (b) Bias=0.3 V.

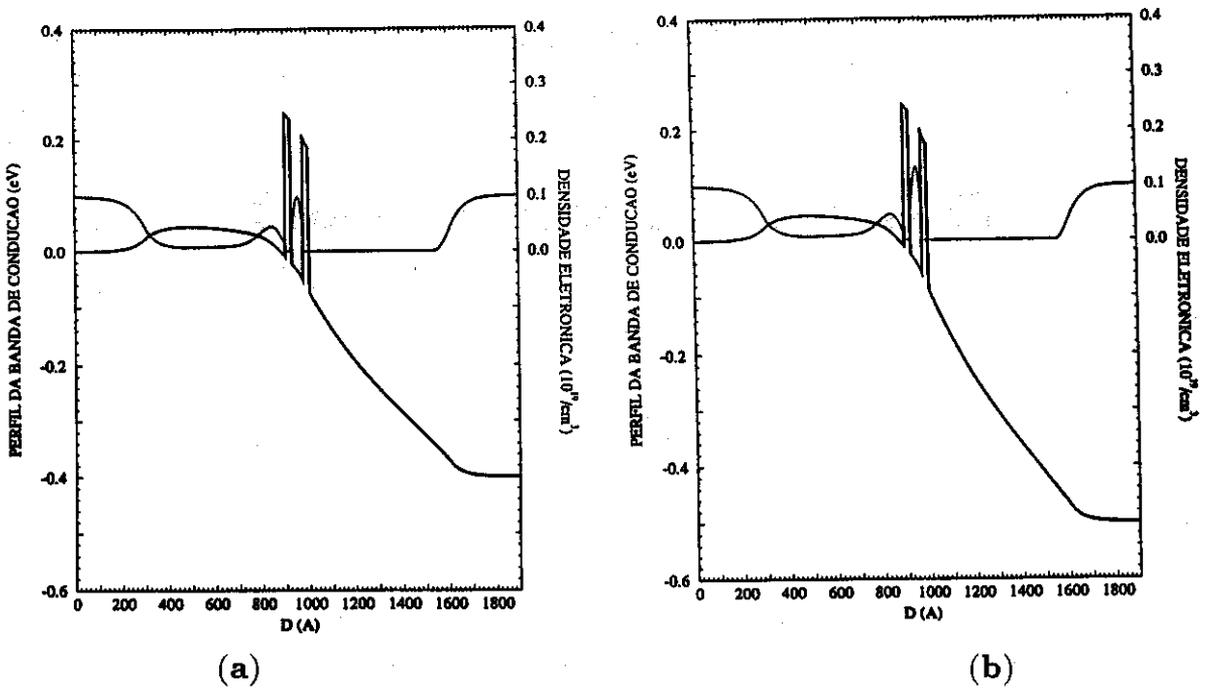


Figura 23. Aqui mostra-se o perfil do potencial (—) e a densidade eletrônica (···). Consideramos $T=0$ K e (a) Bias=0.4 V, (b) Bias=0.5 V.

Probabilidades de Transmissão

e

Densidades de Corrente

Nós supomos que no DDBTR, os mecanismos de espalhamento são muito rápidos logo que um incremento na voltagem aplicada ao dispositivo for feita. Quando isso acontece, todo o sistema atinge o equilíbrio térmico antes de que outro incremento seja aplicado ao dispositivo. Por enquanto, nosso sistema está em equilíbrio térmico ainda que uma corrente pequena circule através do dispositivo desde o contato emissor até o contato coletor. O fato de se considerar que os contatos sejam reservatórios de elétrons (contatos metálicos, semimetálicos ou semicondutores altamente dopados) e sejam ligados ao DDBTR implica que nosso sistema é aberto e os elétrons nos contatos (3DEG) são ondas estacionárias, porque os reservatórios permanecem em equilíbrio térmico ainda que exista uma diferença de potencial entre ambos reservatórios. O efeito da diferença de potencial é gerar estados desocupados no reservatório da direita, com o que alguns elétrons da esquerda tunelam para a direita. Como o número de elétrons nos reservatórios é muito grande, a troca de elétrons entre eles provoca uma perturbação desprezível no estado dos dois reservatórios. Então, a densidade de corrente de tunelamento ressonante, pode ser qualitativamente predizível pelas equações de Esaki-Tsu [1]. Vejamos por exemplo, para $T \neq 0$ K *:

$$J = \frac{em^*kT}{2\pi^2\hbar^3} \int_0^\infty T(E_z) \ln \left(\frac{1 + e^{(E_f - E_z)/kT}}{1 + e^{(E_f - E_z - eV)/kT}} \right) dE_z \quad (16)$$

* O desenvolvimento desta equação está no apêndice (2).

e para $T=0$ K:

$$J = \frac{em^*}{2\pi^2\hbar^3} \begin{cases} \int_0^{E_f} (E_f - E_z) T(E_z) dE_z & eV \geq E_f \\ eV \int_0^{E_f - eV} T(E_z) dE_z + \int_{E_f - eV}^{E_f} (E_f - E_z) T(E_z) dE_z & eV < E_f \end{cases} \quad (17)$$

onde $T(E_z)$ é a probabilidade de transmissão, V a voltagem aplicada ou a diferença de potencial entre os dois reservatórios e m^* é a massa efetiva. Aqui supomos que o tunelamento é coerente, pelo fato de que o momento paralelo às interfaces se conservar e que a probabilidade de transmissão depende só de E_z .

A probabilidade de transmissão dos elétrons é dada por:

$$T(E_z) = \Psi^*(z_D) \Psi(z_D) \quad (18)$$

onde $\Psi(z_D)$ é a função de onda em um ponto z_D do contato à direita calculada pela equação de Schrödinger na aproximação de massa efetiva, Eq. (1). Para calcular a função de onda, desenvolvemos a Eq. (1) por diferenças finitas*. Todos os resultados numéricos para as probabilidades de transmissão supõe uma onda incidente vindo à esquerda do reservatório emissor.

III. Resultados

Mostramos a seguir resultados para a probabilidade de transmissão e densidade de corrente para diversos casos. Em todos eles mantemos a dopagem dos contatos fixa em $n^+ = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Os parâmetros que variamos são a espessura dos espaçadores e a altura das barreiras; as largura das barreiras e poço se mantém constantes em 25 Å e 50 Å, respectivamente. Ilustramos também dois limites: ausência de acumulação e acúmulo máximo de carga no poço, de acordo com as aproximações descritas no capítulo anterior. Lembramos que a acumulação real de carga no poço é intermediária a esses dois limites, pois

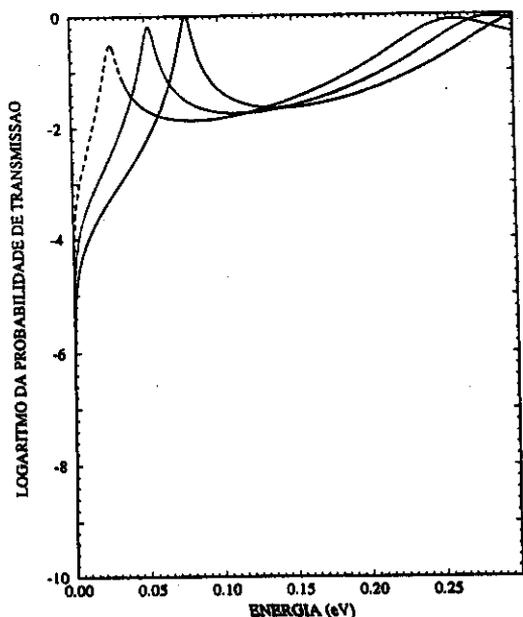
* Os detalhes do cálculo estão dados no apêndice (3)

não estamos levando em conta o equilíbrio dinâmico de carga influenciado pelo tunelamento para dentro (fora) do poço através da barreira do lado emissor (coletor) do dispositivo [27]. Esses efeitos serão discutidos mais tarde.

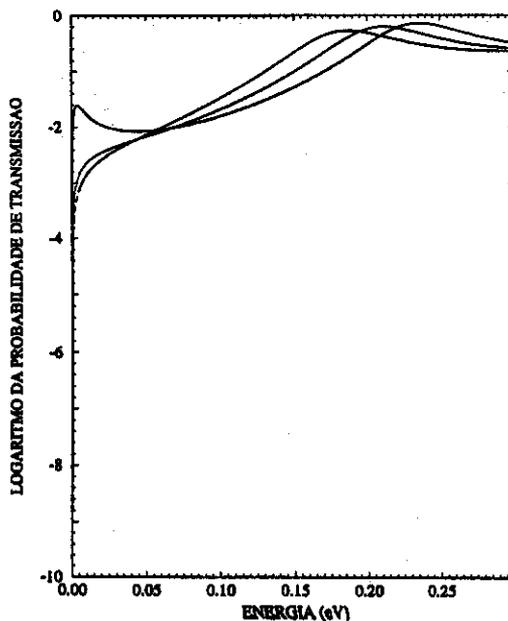
III.1. Probabilidades de Transmissão

III.1.a. Ausência de Espaçador

Nesse primeiro exemplo não levamos em conta efeitos de redistribuição de carga, ou seja, a voltagem aplicada leva a uma queda linear do potencial ao longo do dispositivo. A varredura em energia mostra os níveis de energia do poço, pois os picos na probabilidade de tunelamento refletem os estados quase ligados do poço. Quando a fração de alumínio nas barreiras é 0.30 e o “*band offset*” é $\Delta E_c^\Gamma = 0.258$ eV se observa um único nível de energia no DDBTR associado ao pico na probabilidade de transmissão de 77.9 meV, acima do nível do contato usado como referência de zero de energia. Aqui os contatos estão ligados ao DDBTR diretamente sem espaçador. A posição do pico de transmissão cai linearmente com a voltagem aplicada, como é esperado nessa aproximação. Além de isso a altura do pico cai com a quebra de simetria entre as barreiras introduzida pela aplicação da voltagem, Figs. (24.a-b). Na Fig. (25.a) temos o caso quando $x = 0.57$ e o “*band offset*” é $\Delta E_c^\Gamma = 0.50676$ eV. Sem bias aplicado, observa-se dois máximos na probabilidade de transmissão, o que nós associamos à existência de duas sub-bandas de estados confinados dentro do poço, a 97 meV e 383 meV, para 0V. Nessa figura e na Fig. (25.b) observa-se também o mesmo deslocamento dos picos com a voltagem aplicada. A Fig. (26.a) mostra como os níveis descem quando se aplica o bias sucessivamente ao dispositivo, para barreiras com uma concentração de Al de $x=0.3$ e na Fig. (26.b) para $x=0.57$. Observa-se aqui claramente a queda linear da posição dos níveis.

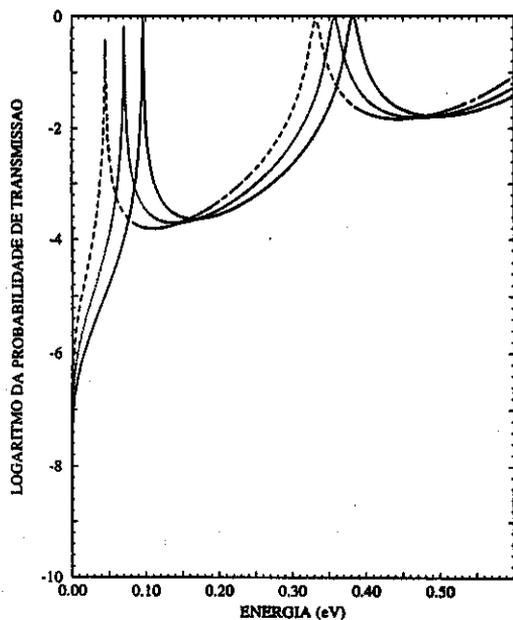


(a)

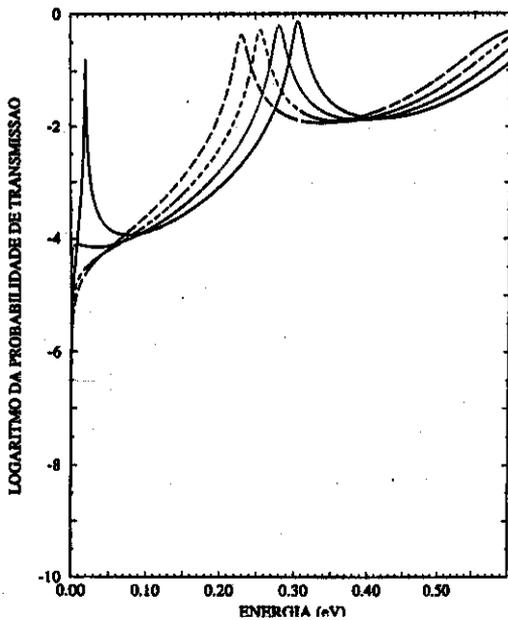


(b)

Figura 24. Mostra-se os logaritmos das probabilidades de transmissão para um DBTR sem espaçador: (a) $x = 0.3$, com bias de 0.0V (—), 0.05V (···) e 0.10V (- - -); (b) com 0.15V (—), 0.20V (···) e 0.25V (- - -).

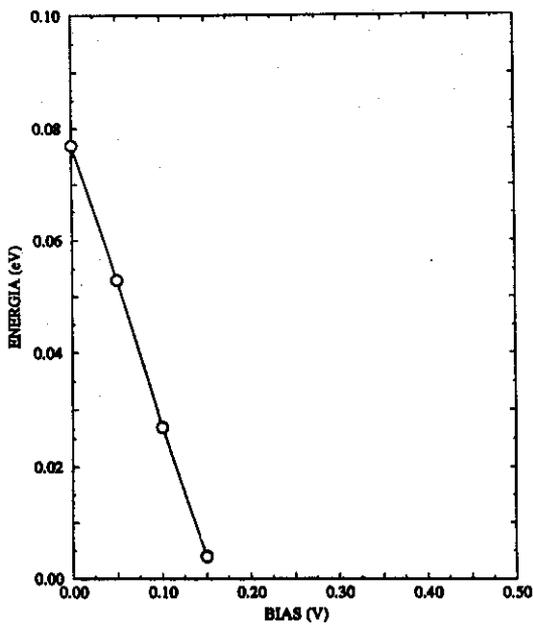


(a)

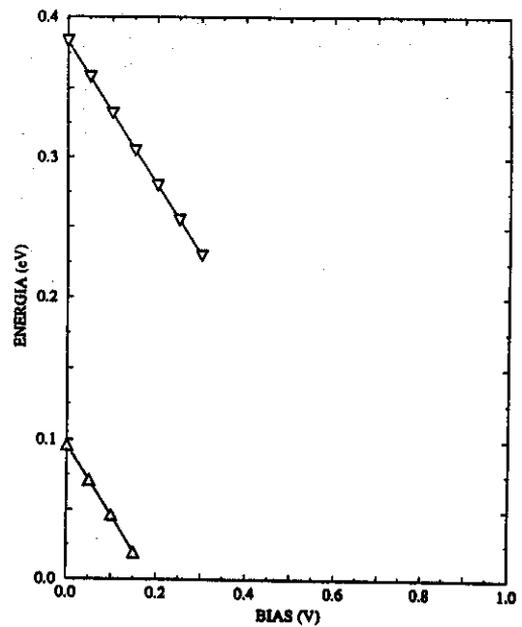


(b)

Figura 25. Mostra-se os logaritmos das probabilidades de transmissão para um DBTR sem espaçador: (a) $x = 0.57$, com bias de 0.0V (—), 0.05V (···) e 0.10V (- - -); (b) com 0.15V (—), 0.20V (···) e 0.25V (- - -).



(a)

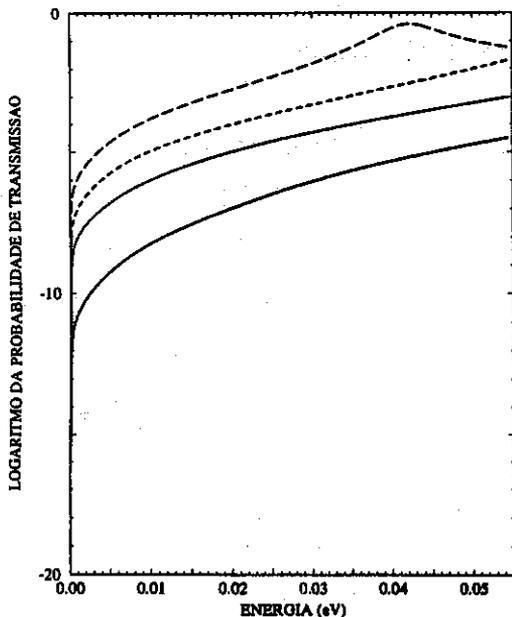


(b)

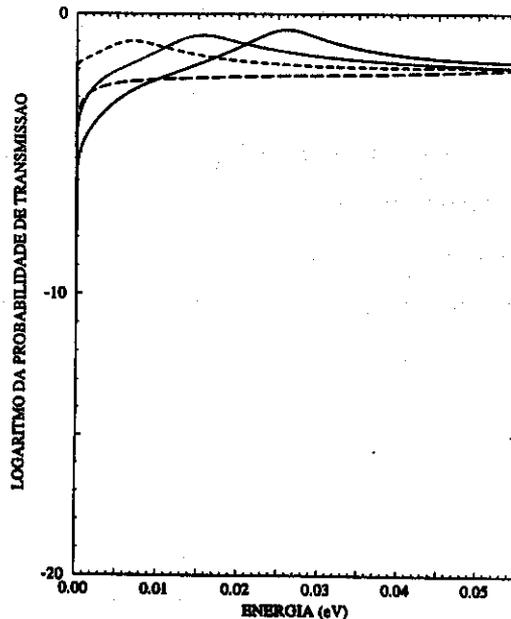
Figura 26. Mostra-se a descida dos níveis do poço com bias aplicados para um DDBTR sem espaçador: (a) $x = 0.3$; (b) $x = 0.57$.

III.1.b. Com espaçador de 50 Å

A partir de agora levamos em conta os efeitos de redistribuição de carga através do cálculo autoconsistente das equações (15) e (3), para obter um perfil de potencial que se utiliza no cálculo da probabilidade de transmissão a partir da solução da equação (1). A Fig. (27.a), mostra os logaritmos das probabilidades de transmissão com respeito à energia dos elétrons incidentes. O espaçador é de 50 Å, as barreiras de 25 Å, com 30% de Al e o poço de 50 Å. Aqui consideramos a varredura de energia dos elétrons desde o mínimo de potencial do emissor (zero) até apenas a energia de Fermi a $T=0$ K e as voltagens aplicadas são 0V (—), 0.05V (⋯), 0.10V (- - -) e 0.15V (- - -), respectivamente. Quando o bias é 0.15V observa-se um pico na probabilidade de transmissão em ≈ 42 meV. A Fig. (27.b) mostra as probabilidades de transmissão para voltagens aplicadas de 0.20V (—), 0.25V (⋯), 0.30V (- - -) e 0.35V (- - -). O pico aparece em 26 meV, 15 meV, 6.5 meV e para a última voltagem some o pico de transmissão. Na Fig. (28.a) se observa o logaritmo da probabilidade de transmissão para os seguintes bias aplicados: 0.40V, 0.45V, 0.50V e 0.55V. Em todos eles não aparece pico significativo nenhum. Os elétrons passam a tunelar apenas através da barreira da esquerda para bias maiores que 0.5 V, ver Fig.(17.b).

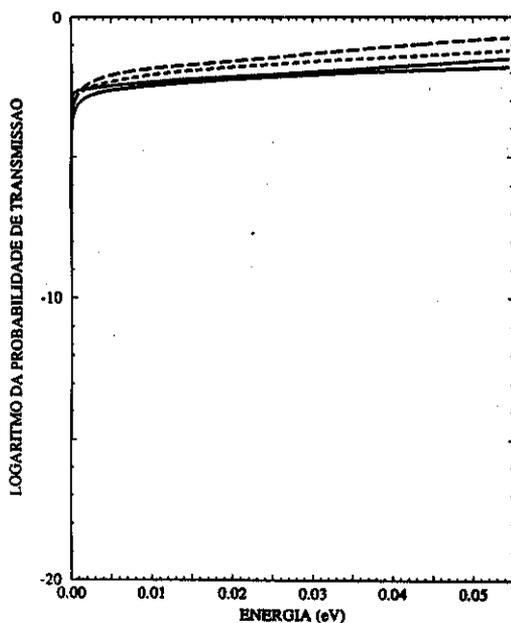


(a)

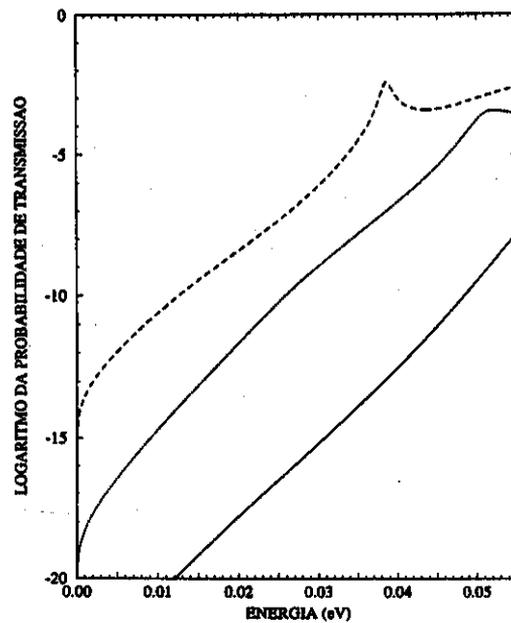


(b)

Figura 27. Mostra-se os logaritmos das probabilidades de transmissão para um DDBTR com 50 Å de espaçador: (a) $x = 0.3$, com bias de 0.0V (—), 0.05V (···), 0.10V (---) e 0.15 (— · —); (b) com 0.20V (—), 0.25V (···), 0.30V (---) e 0.35(— · —).



(a)



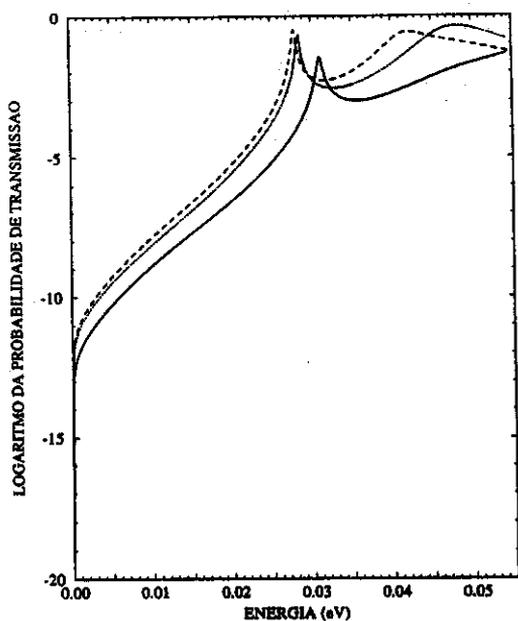
(b)

Figura 28. Mostra-se os logaritmos das probabilidades de transmissão para: (a) um DDBTR com 50 Å de espaçador com bias de 0.40V (—), 0.45V (···), 0.50V (---) e 0.55V (— · —); (b) um DDBTR com 300 Å de espaçador com bias de 0.0V (—), 0.05V (···) e 0.10V (---).

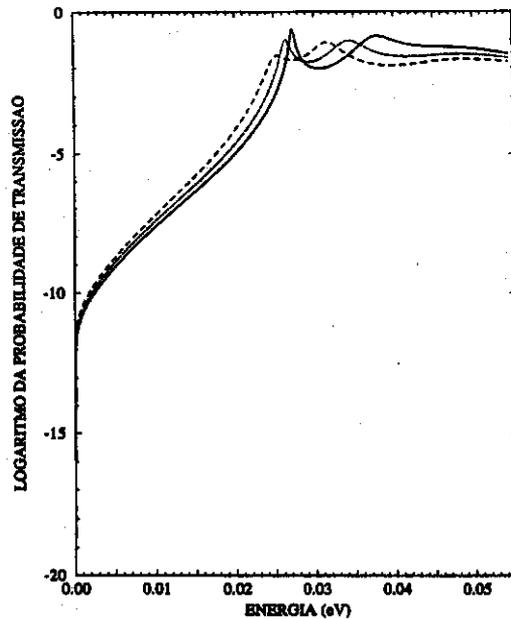
III.1.c. Com espaçador de 300 Å

Na Fig. (28.b) são mostrados os logaritmos das probabilidades de transmissão quando o espaçador é de 300 Å, as barreiras de 25 Å, o poço de 50 Å e a concentração de Al nas barreiras é $x=0.3$ para as seguintes voltagens, 0V (—), 0.05V (···) e 0.10V (- - -). Para 0.10V, se mostra notavelmente o confinamento de uma sub-banda na camada de acumulação em ≈ 38.5 meV. A formação dessa camada de acumulação que produz uma probabilidade de transmissão baixa é apenas perceptível ao observar a densidade eletrônica na Fig. (18.b).

Na Fig. (29.a) se observam as probabilidades de transmissão quando a voltagem é 0.15V (—), 0.20V (···) e 0.25V (- - -). A sub-banda da camada de acumulação desce até ≈ 31 meV e se torna iminente a presença do nível do poço abaixo da energia de Fermi para $V_b = 0.15$ V. Observa-se para 0.20V, a sub-banda do poço em ≈ 48 meV com máxima probabilidade e a sub-banda da camada de acumulação fica em ≈ 28.5 meV. Para 0.25V, o nível do poço desce até 42 meV e o nível da camada de acumulação até ≈ 28 meV. Nas Figs. (29.b—31.a) observamos dois picos com o aumento da voltagem aplicada. O pico de transmissão devido ao nível do poço desloca-se mais rapidamente do que o correspondente ao nível na camada de acumulação. Para $V_b = 0.4$ V ocorre um forte acoplamento entre os dois estados que se anticruzam. Esse anticruzamento, no entanto, é mascarado pela largura dos picos. Após o anticruzamento, o nível do poço desaparece abaixo do zero de energia para $V_b = 0.7$ V. Notamos que para voltagens aplicadas ainda maiores o pico de transmissão devido ao nível da camada de acumulação continua bem definido, mas passa a deslocar-se mais rapidamente em função de V_b , até desaparecer para $V_b = 1.0$ V.

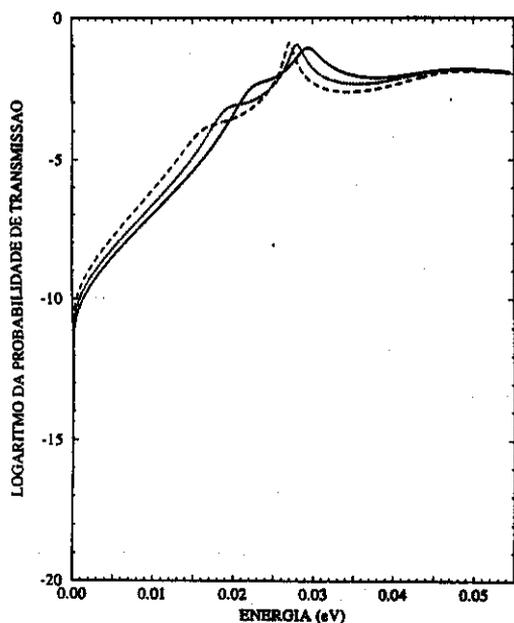


(a)

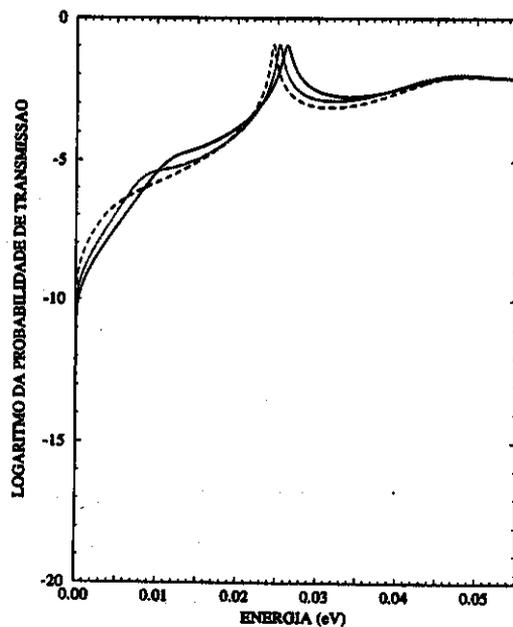


(b)

Figura 29. Mostra-se os logaritmos das probabilidades de transmissão para um DDBTR com 300 Å de espaçador: (a) com bias de 0.15V (—), 0.20V (···) e 0.25V (- - -); (b) com 0.30V (—), 0.35V (···), 0.40V (- - -).



(a)



(b)

Figura 30. Mostra-se os logaritmos das probabilidades de transmissão para um DDBTR com 300 Å de espaçador: (a) com bias de 0.45V (—), 0.50V (···) e 0.55V (- - -); (b) com 0.60V (—), 0.65V (···), 0.70V (- - -).

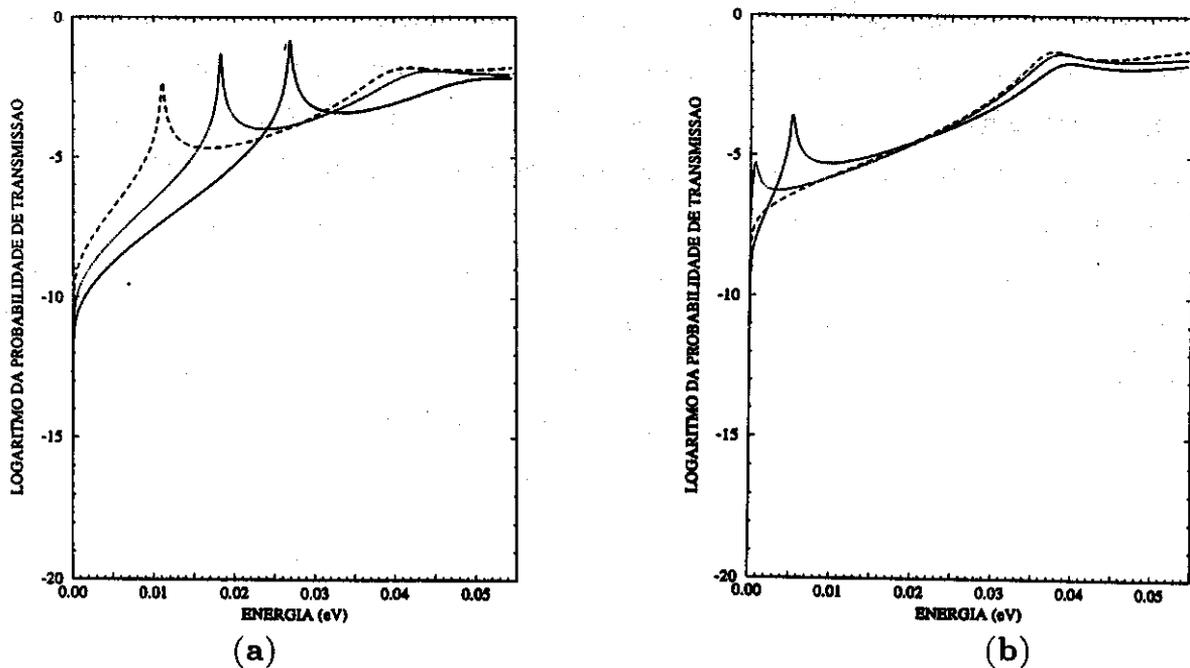


Figura 31. Mostra-se os logaritmos das probabilidades de transmissão para um DDBTR com 300 Å de espessor: (a) com bias de 0.75V (—), 0.80V (···) e 0.85V (- - -); (b) com 0.90V (—), 0.95V (···), 1.0V (- - -).

III.1.d. Com espessor de 600 Å

O dispositivo agora apresenta espaçadores de 600 Å, barreiras de 25 Å e poço de 50 Å; a concentração de Al nas barreiras é de 0.3. Nas figuras seguintes se mostram os logaritmos das probabilidades de transmissão com respeito à energia dos elétrons incidentes, para diferentes voltagens aplicadas. Na Fig. (32.a) são mostradas as probabilidades de transmissão em função de energia para 0V (—), 0.05V (···) e 0.10V (- - -). Quando o bias é 0.05V nota-se a formação de um nível na camada de acumulação a 46.5 meV, com o máximo da corcova a 53 meV e a 447 Å, ver Fig. (21.b). Observa-se um segundo pico a 54 meV que é relacionado possivelmente a um segundo nível na iminência de se ligar na camada de acumulação. Para 0.10V, nota-se claramente dois níveis na camada de acumulação a 35.5 meV e a 45 meV, enquanto que o topo da corcova fica a 46 meV em ≈ 455 Å. Na Fig. (32.b) os níveis da camada de acumulação estão a 32 meV e 42.5 meV para 0.15V. Quando o bias é 0.20V se observam os níveis da camada a 29.6 meV e 42 meV e o nível do poço já está a 53 meV. Para bias=0.25V observa-se o início do acoplamento entre o nível do poço e o segundo nível da camada de acumulação. Na figura (33.a) ilustra-se o intervalo de voltagem aplicada onde ocorre o anticruzamento entre o nível do

poço e o segundo nível da camada de acumulação. Nas Figs. (33.b-34.a) o nível do poço desloca-se mais rapidamente em função do bias aplicado do que os níveis da camada de acumulação e para V_b entre 0.55V e 0.60V ocorre o segundo anticruzamento. Logo, depois disso, figs (34.b-35), o nível do poço continua se deslocando para energias mais baixas muito mais rapidamente que os níveis da camada. Esse efeito é especialmente notável nas Figs. (33.b), (34.a-b) e (35), onde observamos um “pinning” do segundo nível da camada de acumulação. Esse “pinning” é observado, embora não de maneira tão clara, nos casos anteriores. Esse efeito, o que será discutido mais adiante, é devido à blindagem do campo elétrico pelo acúmulo de carga na camada de acumulação.

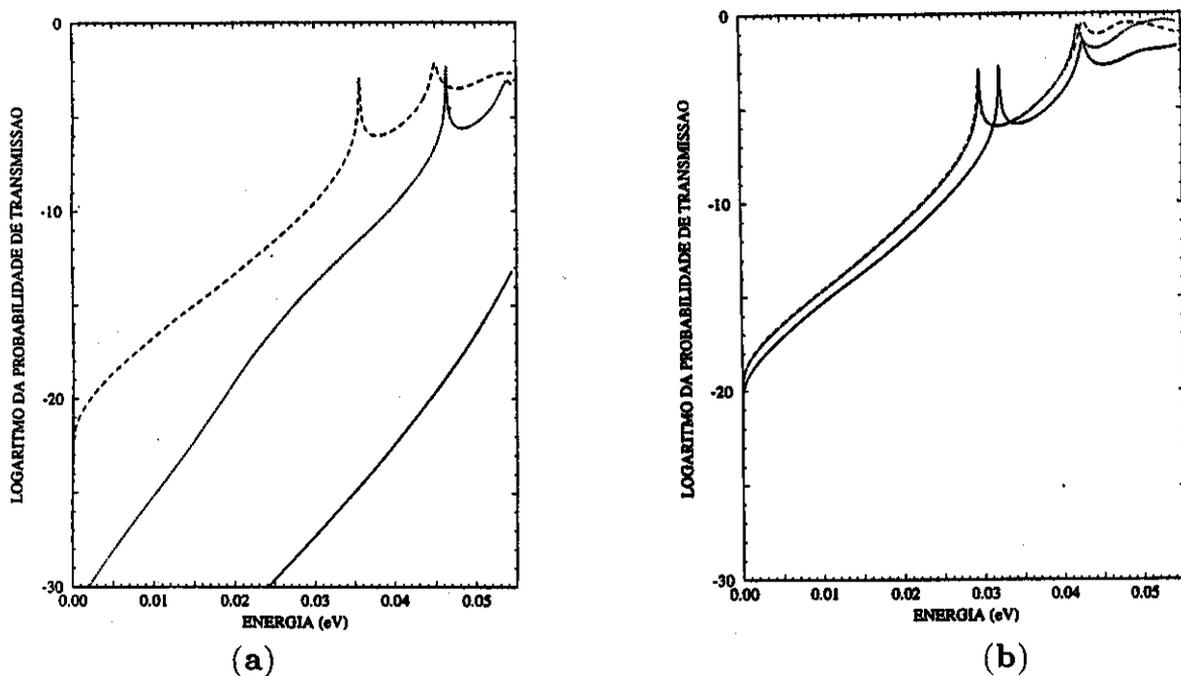
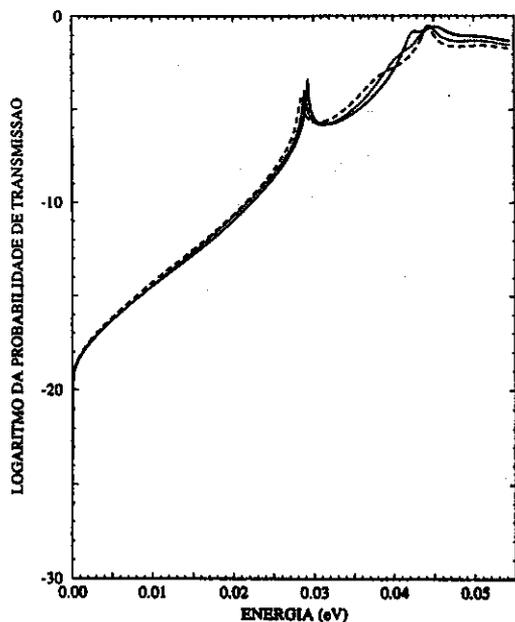
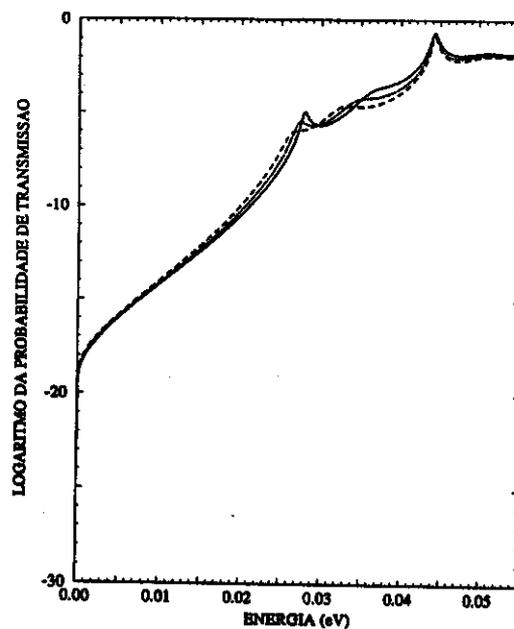


Figura 32. Mostra-se os logaritmos das probabilidades de transmissão para um DDBTR com 600 Å de espaçador: (a) $x = 0.3$, com bias de 0.0V (—), 0.05V (···) e 0.10V (- - -); (b) com 0.15V (—), 0.20V (···) e 0.25V (- - -).

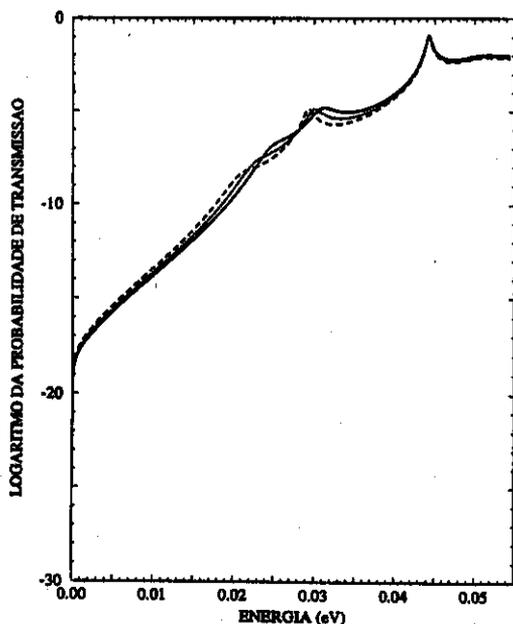


(a)

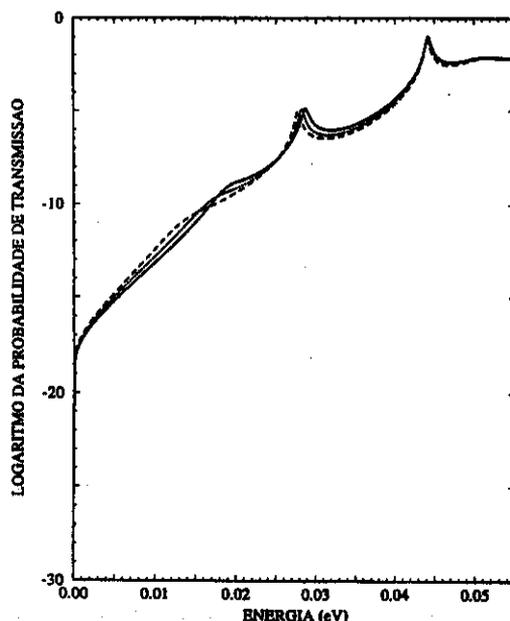


(b)

Figura 33. Mostra-se os logaritmos das probabilidades de transmissão para um DDBTR com 600 Å de espaçador: (a) com bias de 0.30V (—), 0.35V (···) e 0.40V (- - -); (b) com 0.45V (—), 0.50V (···) e 0.55V (- - -).



(a)



(b)

Figura 34. Mostra-se os logaritmos das probabilidades de transmissão para um DDBTR com 600 Å de espaçador: (a) com bias de 0.60V (—), 0.65V (···) e 0.70V (- - -); (b) com 0.75V (—), 0.80V (···) e 0.85V (- - -).

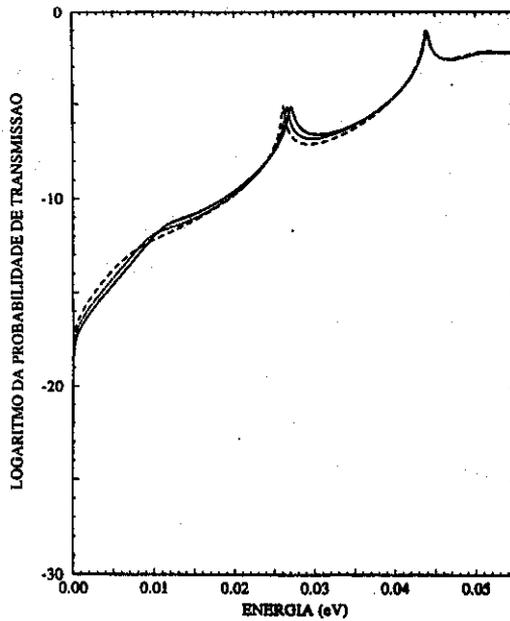


Figura 35. Mostra-se os logaritmos das probabilidades de transmissão para um DDBTR com 600 Å de espaçador com bias de 0.90V (—), 0.95V (···) e 1.0V (- - -).

III.2. Densidades de Corrente

Nesta parte fazemos os cálculos para as densidades de corrente com voltagem aplicada. Em primeiro lugar supomos que o sistema não tem espaçador. O modelo de perfil usado neste caso é do "flat band" e com queda linear quando uma voltagem é aplicada no dispositivo, porém sem redistribuição de cargas. Logo se calcula para um dispositivo com espaçadores diferentes e com altura de barreiras variáveis, considerando sempre as duas aproximações: com e sem acúmulo de carga no poço. As barreiras em todos os casos são de 25 Å e o poço de 50 Å de espessura. A densidade de doadores nos contatos é 10^{18} cm^{-3} e consideramos a redistribuição de cargas ao longo do dispositivo; as massas efetivas relativas do $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ são 0.0919 ($x=0.3$), 0.1035 ($x=0.44$) e 0.1143 ($x=0.57$) e os "band offsets" no ponto de simetria Γ são 258 meV ($x=0.3$), 378 meV ($x=0.44$) e 506.8 meV ($x=0.57$). Observa-se que os "band offsets" tem dois limites um mínimo e um máximo. Isto foi feito para ter um acoplamento forte e fraco, respectivamente entre a camada de acumulação e o poço. Nas próximas figuras, de (36) até (51), são mostradas as densidades de corrente obtidas pela equação de Esaki-Tsu, Eq. (17).

III.2.a. Ausência de Espaçador

Na fig. (36.a) temos a densidade de corrente quando as barreiras tem $x=0.3$ de Al e um nível no poço. Supomos uma queda linear nas barreiras e no poço sem efeitos de redistribuição de cargas. O primeiro pico é efeito do tunelamento ressonante através do nível do poço e o máximo está em $\approx 0.1V$ com uma densidade de corrente de 8.8 kA/cm^2 . O segundo pico é efeito do tunelamento através da primeira barreira com a segunda barreira abaixo do perfil do contato para um voltagem de $0.4V$ (tunelamento de Fowler-Nordheim [5]), Fig. (26.a). Na Fig. (36.b), a concentração de Al nas barreiras é $x=0.57$, o poço tem duas sub-bandas de níveis quase-ligados. O primeiro pico da densidade de corrente está em $\approx 1.4V$ atingindo 0.9 kA/cm^2 e o segundo está relacionado ao segundo nível do poço em $\approx 0.7V$ e com uma densidade de 1.15 kA/cm^2 . Ao observar a Fig. (32.b) verifica-se estes dois picos de tunelamento ressonante. Quando os níveis do poço atingem o nível da energia de Fermi as densidades começam a crescer até serem máximos; isto acontece quando os níveis estão na metade do caminho entre o nível de Fermi e o mínimo da banda de condução do contato emissor. Os elétrons de tunelamento são 3D, ou seja, são elétrons que vem do contato emissor sem efeitos de confinamento.

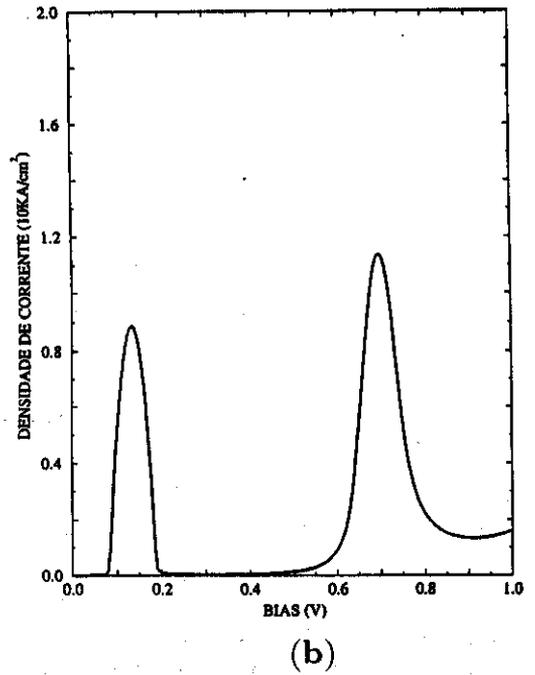
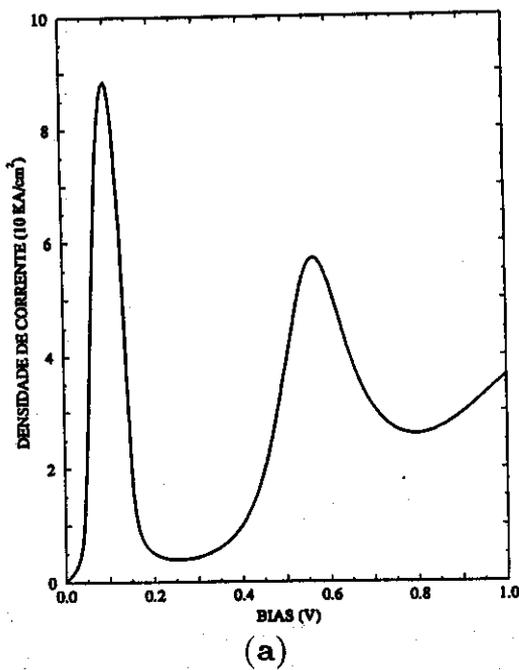


Figura 36. Observa-se as densidades de corrente de um DDBTR sem espaçador e para $T=0K$: (a) $x = 0.3$; (b) $x = 0.57$.

III.2.b. Com Ausência de Carga no Poço, para $x = 0.3$

III.2.b.1. Espaçador de 50 Å

Na Fig. (37.a) mostramos a densidade de corrente para um DDBTR com um espaçador de 50 Å, entre os contatos e as barreiras. O gráfico mostra o cálculo feito usando a eq. (17), onde o perfil é obtido só pela aproximação de Thomas-Fermi (semiclássica). Isto quer dizer que no poço há uma ausência de carga. Consideramos que a concentração de Al nas barreiras é $x=0.3$, o poço de 50 Å e as barreiras de 25 Å. Nessa figura, nota-se que o pico desce a 8 kA/cm². Na Fig. (37.b) se observa a dependência linear do nível do poço com respeito a voltagem aplicada. Quando o nível do poço chega ao nível de Fermi, começa a crescer a corrente de tunelamento que novamente se faz máxima quando este nível está na metade entre a energia de Fermi e o nível do contato emissor, em $\approx 0.17V$. Este é o caso “real”, aqui investigado, para o qual a aproximação de queda linear do perfil de potencial (secção III.2.a) seria uma aproximação válida. Mesmo assim já se observa um desvio do pico de corrente para voltagens mais altas.

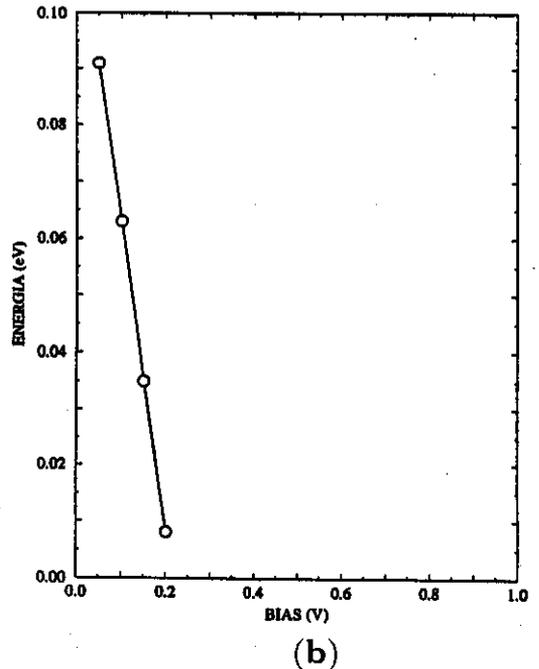
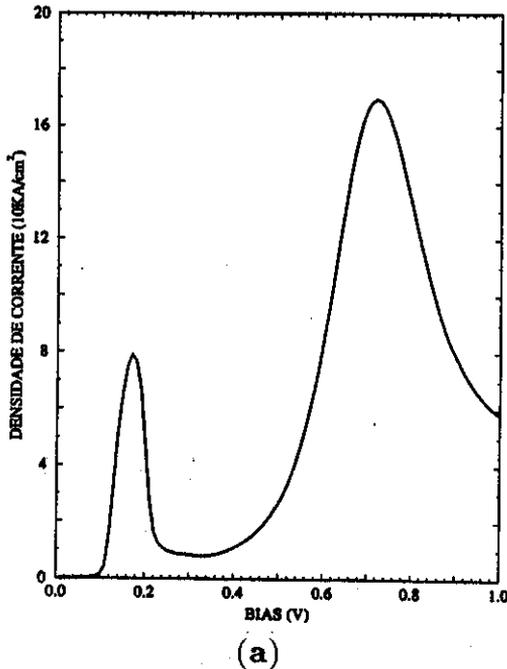


Figura 37. (a) Mostra-se a densidade de corrente de um DDBTR com espaçador de 50 Å, para $T=0K$; (b) Mostra-se a descida do nível do poço com bias aplicado.

III.2.b.2. Espaçador de 300 Å

Na Fig. (38.a) mostra-se a densidade de corrente para um DDBTR com espaçadores de 300 Å. A forma da curva é diferente das figuras (37.a) e (36.a-b). O pico máximo da corrente está próximo a 0.25V com 4.2 kA/cm². Na Fig. (38.b), mostram-se os níveis da camada de acumulação e do poço com respeito à voltagem aplicada obtidos das curvas de probabilidade de transmissão. Observam-se dois níveis na camada de acumulação, o primeiro (círculos) e o segundo (quadrados). O anticruzamento do nível do poço (triângulos) com o primeiro nível da camada de acumulação está $\approx 0.26V$. Devido ao acoplamento entre o primeiro nível da camada e o nível do poço, temos um anticruzamento desses níveis em vez do anticruzamento ilustrado na Fig (38.b). Notamos aqui o deslocamento com a voltagem aplicada mais acentuado do nível do poço, pois a região da camada de acumulação oferece uma blindagem ao campo elétrico aplicado, como mencionado no capítulo II. O pico na densidade de corrente é devido ao acoplamento entre o primeiro nível da camada de acumulação com o nível do poço. Agora não se trata mais de um canal de tunelamento 3D-2D-3D e sim 3D-2D-2D-3D, o que acarreta numa notável modificação na forma da característica de corrente-voltagem. Observamos, com o aumento do espaçador, um deslocamento maior da voltagem de pico.

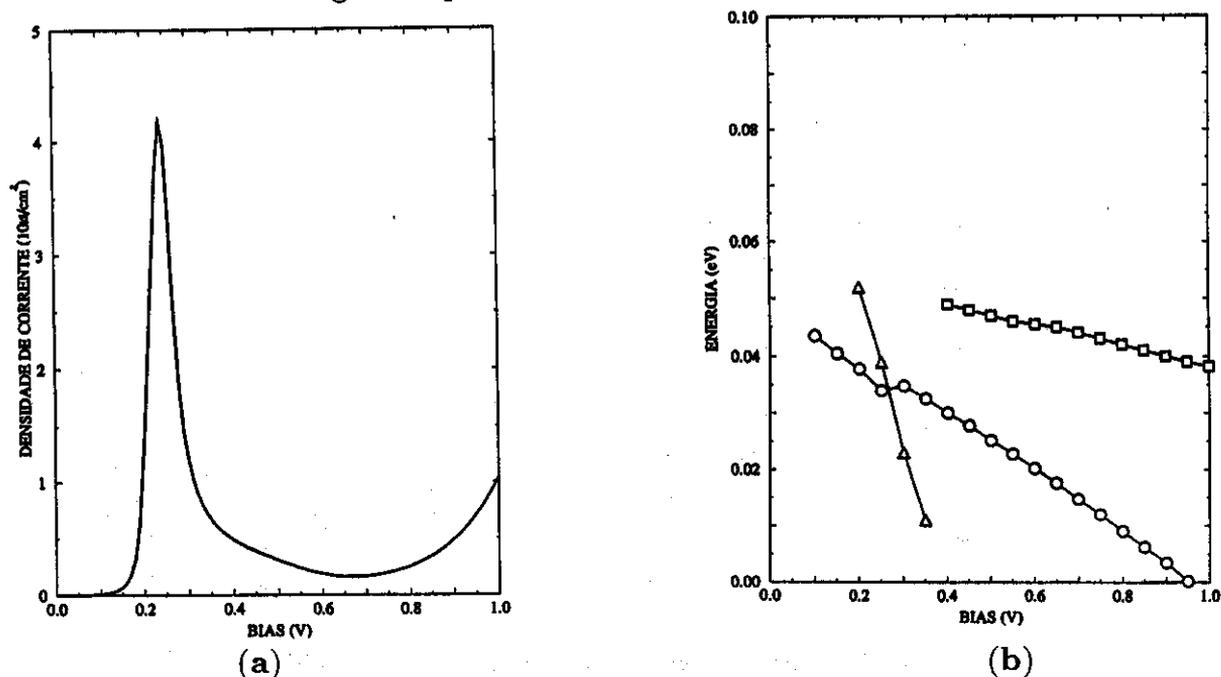


Figura 38. (a) Mostra-se a densidade de corrente de um DDBTR com espaçador de 300 Å, para $T=0K$; (b) Mostra-se os níveis da camada de acumulação 1^o (círculos), 2^o (quadrados) e do poço (triângulos) com bias aplicado.

III.2.b.3. Espaçador de 600 Å

Para o gráfico da Fig. (39.a), o DDBTR tem um espaçador de 600 Å. O máximo da corrente atinge $\approx 0.9 \text{ kA/cm}^2$ em 0.32V. Pela Fig. (39.b), nota-se que o máximo da corrente parece ser um efeito do anticruzamento do nível do poço (triângulos) com o segundo nível da camada (quadrados). Para 0.37V, se tem o segundo anticruzamento do nível do poço com o primeiro nível da camada (círculos), com forte acoplamento, porém sem aparentemente mostrar uma assinatura na característica de corrente-voltagem. Aqui se nota claramente a diminuição da largura, além da modificação da forma, do pico de corrente. Isso se deve a um efeito de filtragem causado pelo acoplamento entre os níveis do poço e da camada de acumulação, que aumenta sensivelmente a probabilidade de transmissão. Quando comparamos este resultado com o correspondente a espaçador de 50 Å, notamos que o pico de corrente diminui em 90%. Isso se deve ao aumento da barreira efetiva com o aumento de espaçador (ver figuras para perfil de potencial, Fig (3.b)-(7.a)-(10.a)). Mesmo assim a densidade de corrente de pico é significativa e não podemos falar de um canal de tunelamento exclusivamente a partir da camada de acumulação ainda [38].

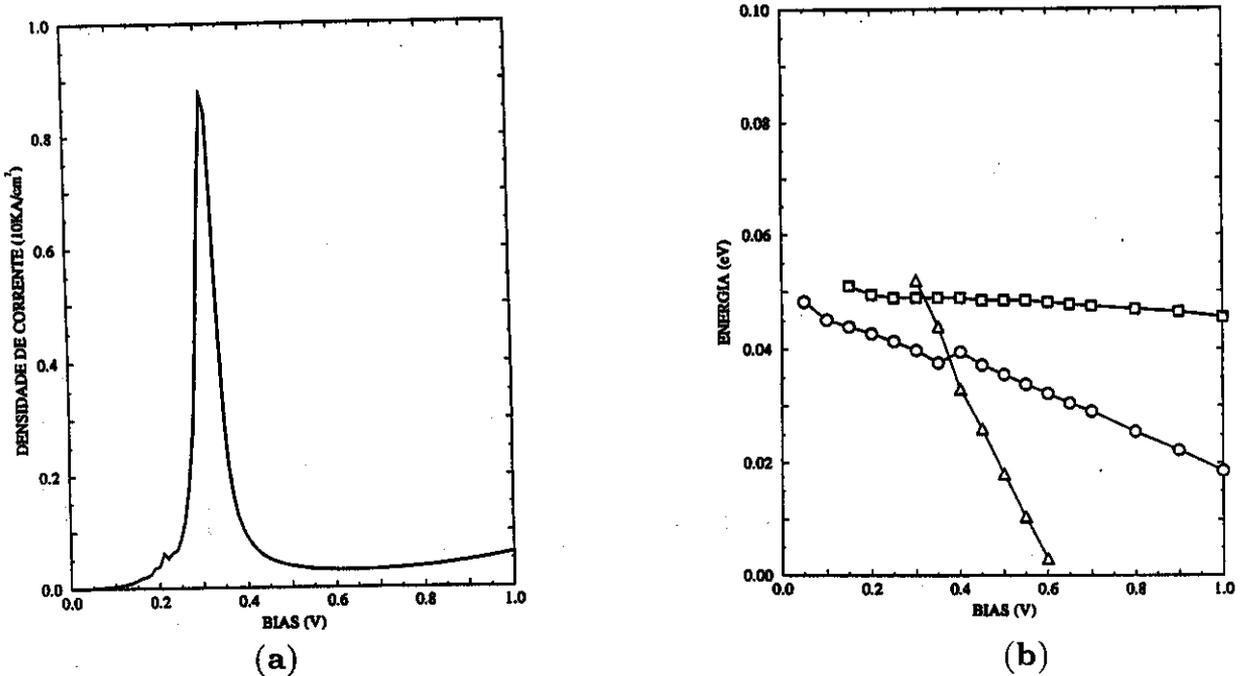


Figura 39. (a) Mostra-se a densidade de corrente de um DDBTR com espaçador de 600 Å, para $T=0\text{K}$; (b) Mostra-se os níveis da camada de acumulação 1 \circ (círculos), 2 \circ (quadrados) e do poço (triângulos) com bias aplicado.

III.2.c. Com Carga no Poço, para $x = 0.3$

III.2.c.1. Espaçador de 50 Å

Na Fig. (40.a), mostra-se a característica corrente-voltagem para um DDBTR com espaçador de 50 Å, para $T=0K$. O pico máximo de corrente devido ao tunelamento ressonante dos elétrons tem 8.6 kA/cm² em $\approx 0.22V$ e para $\approx 0.32V$ o nível do poço chega ao mínimo do contato emissor, observando-se uma queda abrupta da densidade de corrente. O seguinte aumento da densidade de corrente é devido a um efeito de Fowler-Nordheim [5], com o abaixamento da barreira da direita. Da Fig. (40.b), nota-se que o nível do poço (triângulos) ao descer desde sua posição inicial troca de inclinação ao atingir o nível de Fermi mostrando o efeito de blindagem devido a uma ocupação. Por outro lado, ao chegar ao mínimo do contato emissor tem uma queda repentina ao surgir um nível na camada de acumulação em $\approx 0.33V$, abaixo do mínimo do emissor, e começa a descer lentamente. Para 0.55V aproximadamente, surge outro nível (quadrados) na camada de acumulação, com uma queda quase linear enquanto a voltagem aumenta.

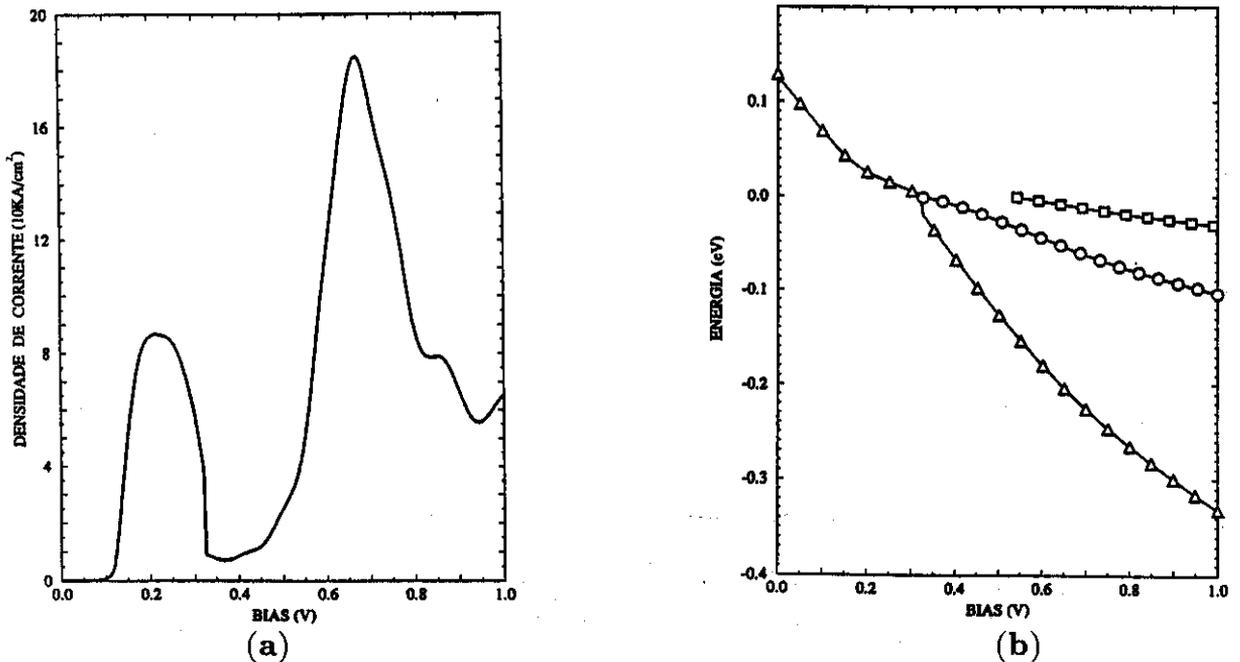


Figura 40. (a) Mostra-se a densidade de corrente de um DDBTR com espaçador de 50 Å, para $T=0K$; (b) Mostra-se os níveis da camada de acumulação 10 (círculos), 20 (quadrados) e do poço (triângulos) com bias aplicado.

III.2.c.2. Espaçador de 300 Å

Na Fig. (41.a), mostra-se a densidade de corrente quando o espaçador é de 300 Å, para $T=0K$. O máximo da densidade de corrente chega 3.2 kA/cm² para 0.23V, aproximadamente. Para 0.73V, nota-se uma queda na densidade porque o nível do poço fica abaixo do mínimo do emissor. Na Fig. (41.b), mostra-se um nível na camada (círculos). O nível do poço (triângulos) tem, inicialmente, uma queda linear. Ao atingir ao nível de Fermi troca de inclinação. Na metade do caminho entre o nível de Fermi e o máximo da corcova do espaçador, ou seja para $\approx 0.22V$, a densidade de corrente é máxima, logo quando acontece o anticruzamento dos níveis em $\approx 0.43V$, o acoplamento deles não tem efeito na densidade de corrente. Nota-se que o nível do poço tem uma queda abrupta ao atingir o mínimo do contato emissor, pois considera-se que esse nível passa ser desocupado.

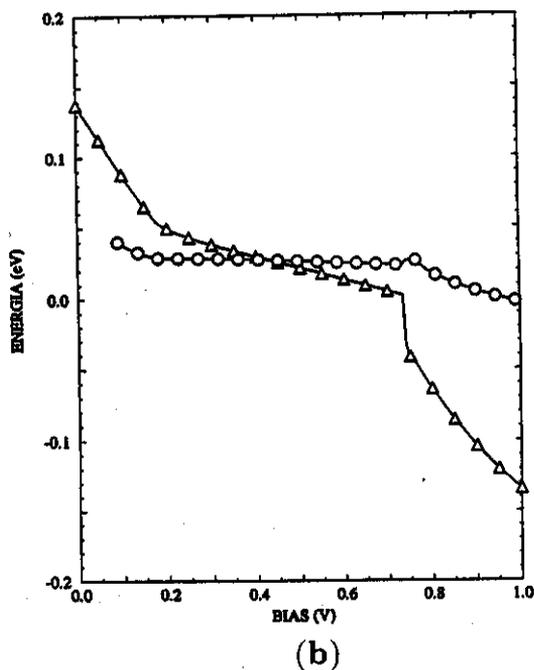
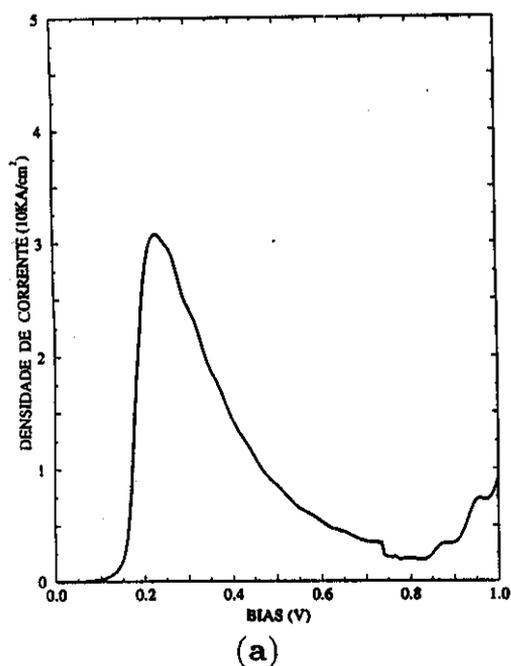


Figura 41. (a) Mostra-se a densidade de corrente de um DDBTR com espaçador de 300 Å, para $T=0K$; (b) Mostra-se os níveis da camada de acumulação 10 (círculos), 20 (quadrados) e do poço (triângulos) com bias aplicado.

III.2.c.3. Espaçador de 600 Å, para $T=0K$

Na Fig. (42.a), a densidade de corrente mostra um máximo de 1.65 kA/cm^2 para $0.25V$, porém tem um segundo pico próximo ao primeiro de 1.60 kA/cm^2 para $0.27V$. Isto é um efeito do acoplamento do nível do poço (triângulos) com o segundo nível da camada de acumulação (quadrados) [ver Fig. (32.b) e Fig. (33.a)] que está próximo ao máximo da corcova que se forma no espaçador. Um segundo acoplamento acontece quando o nível do poço atinge o primeiro nível da camada (círculos), porém não tem efeito na densidade de corrente. Observam-se oscilações na densidade de corrente, aparentemente um efeito de um segundo nível na camada de acumulação fracamente confinado, levando a um instabilidade numérica que sera suavizada para $T \neq 0K$.

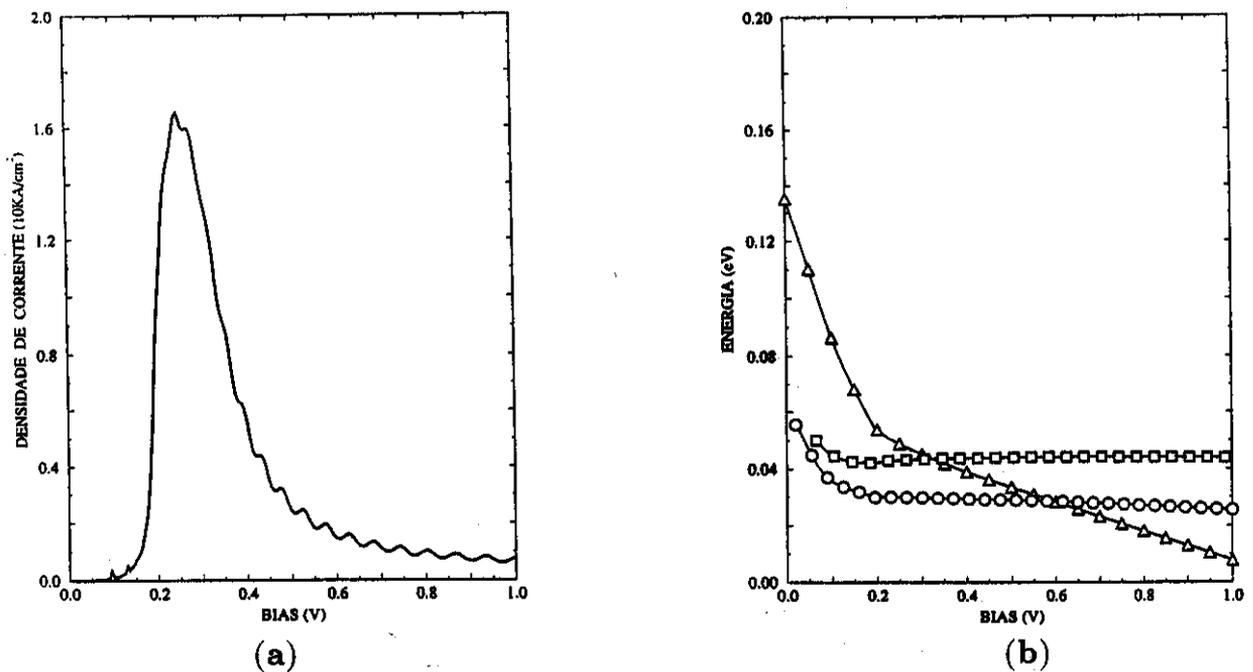
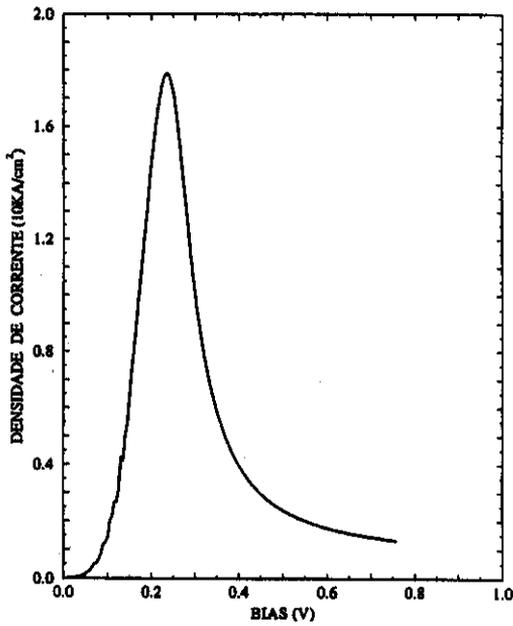


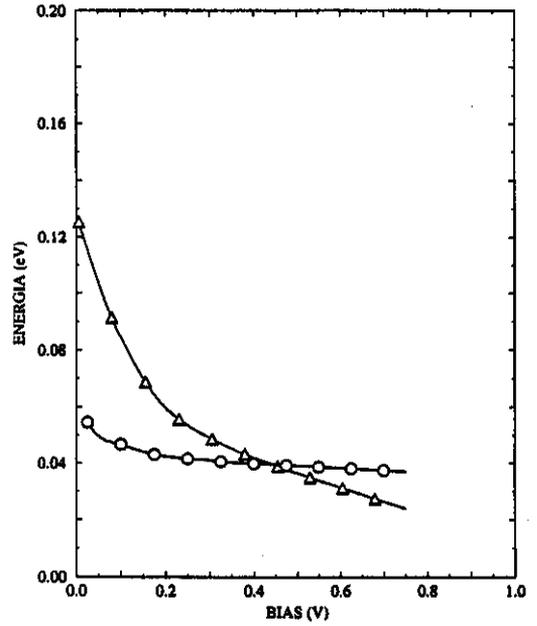
Figura 42. (a) Mostra-se a densidade de corrente de um DDBTR com espaçador de 600 Å, para $T=0K$; (b) Mostra-se os níveis da camada de acumulação 1 $^{\circ}$ (círculos), 2 $^{\circ}$ (quadrados) e do poço (triângulos) com bias aplicado.

III.2.c.4. Espaçador de 600 Å, para $T=77K$

Na Fig. (43.a), mostra-se a densidade de corrente para $T=77K$, quando o espaçador é de 600 Å e a concentração de Al nas barreiras é $x=0.3$. O máximo da corrente é 1.8 kA/cm² para 0.23V, observa-se um deslocamento à esquerda com respeito à Fig. (42.a) e não se observa mais oscilações da Fig. (42.a), pois o segundo nível da camada de acumulação não fica confinado devido à temperatura do sistema. Na Fig. (46.b), observa-se o nível do poço (triângulos) e o anticruzamento com o nível da camada (círculos) acontece em $\approx 0.45V$. Novamente o máximo na densidade de corrente não pode ser associado a um acoplamento entre os níveis do poço e da camada de acumulação, como ocorre para o DDBTR com espaçador de 300 Å.



(a)



(b)

Figura 43. (a) Mostra-se a densidade de corrente de um DDBTR com espaçador de 600 Å, para $T=77K$; (b) Mostra-se os níveis da camada de acumulação (círculos) e do poço (triângulos) com viés aplicado.

III.2.d. Ausência de Carga no Poço, para $x = 0.57$

III.2.d.1 Espaçador de 50 Å

Na Fig. (44.a) mostra-se a densidade de corrente para um DDBTR com espaçador de 50 Å, barreiras de 25 Å e com 57% de Al, um poço de 50 Å, para $T=0K$. Tem dois picos em 0.21V e 0.95V com densidades de 1 kA/cm² e 5.3 kA/cm². Na Fig. (44.b), mostra-se a queda dos níveis do poço quando atingem o nível de Fermi com respeito a uma voltagem aplicada. Observamos uma queda acentuada nos valores de pico de densidade de corrente devido ao aumento do confinamento dos estados quase-ligados com o aumento da altura das barreiras.

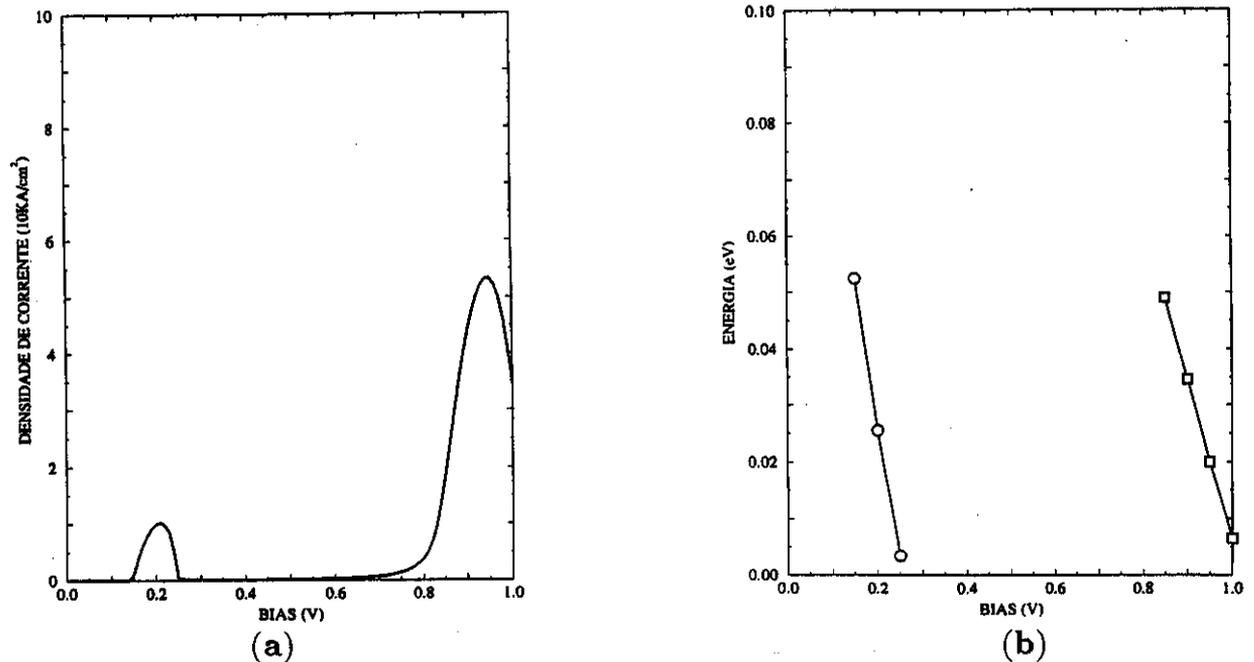


Figura 44. (a) Mostra-se a densidade de corrente de um DDBTR com espaçador de 50 Å, para $T=0K$; (b) Mostra-se a descida do nível do poço com bias aplicado.

III.2.d.2. Espaçador de 300 Å

Na Fig. (45.a), mostra-se a densidade de corrente quando o DDBTR tem um espaçador de 300 Å, para $T=0K$. A densidade apresenta um patamar em $\approx 0.3V$ (0.38 kA/cm^2) e um pico em $\approx 0.33V$ (1.2 kA/cm^2). Na Fig. (45.b), mostra-se como o nível do poço (triângulos) desce com respeito à voltagem aplicada e se produz um cruzamento com o nível da camada (círculos) que se forma em $\approx 0.1V$. O patamar é devido ao tunelamento de elétrons do contínuo no emissor através do nível do poço e o pico se deve ao aumento da probabilidade de transmissão com o acoplamento entre esse nível e o nível que se forma na camada de acumulação. Esse resultado é bastante semelhante ao encontrado por Gobato et al [52] para um DDBTR com barreiras efetivas aproximadamente iguais às consideradas aqui. No entanto veremos adiante que considerando acúmulo de carga no poço a forma da característica corrente-voltagem modifica-se drasticamente.

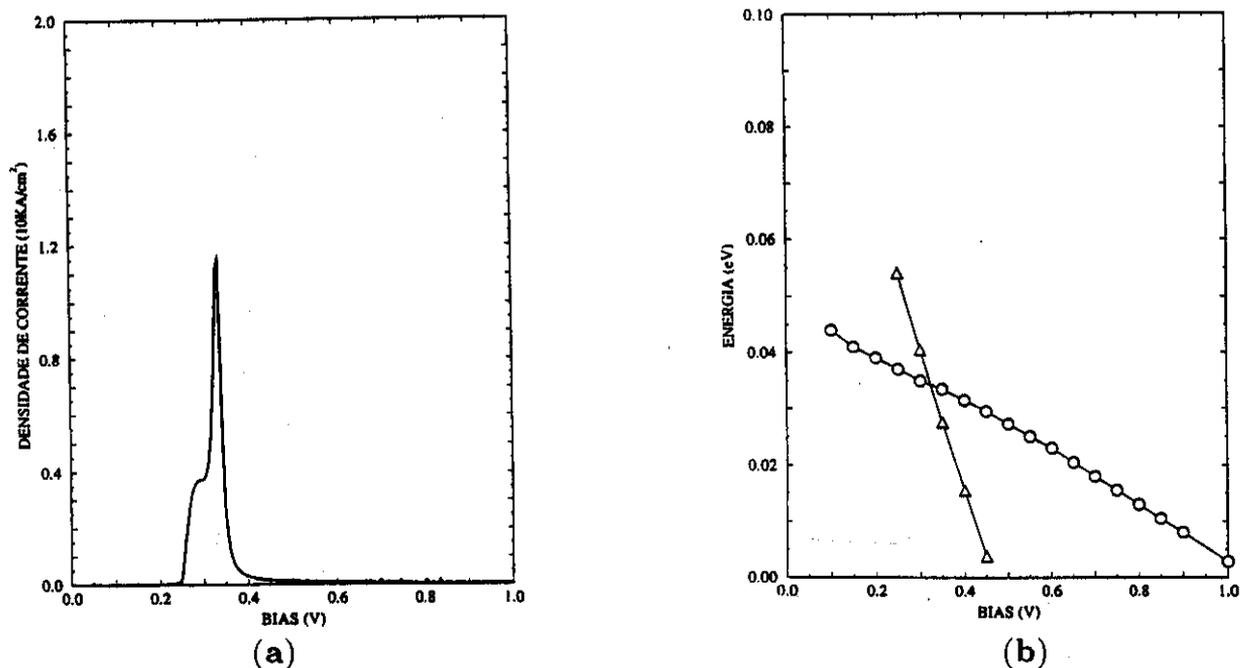
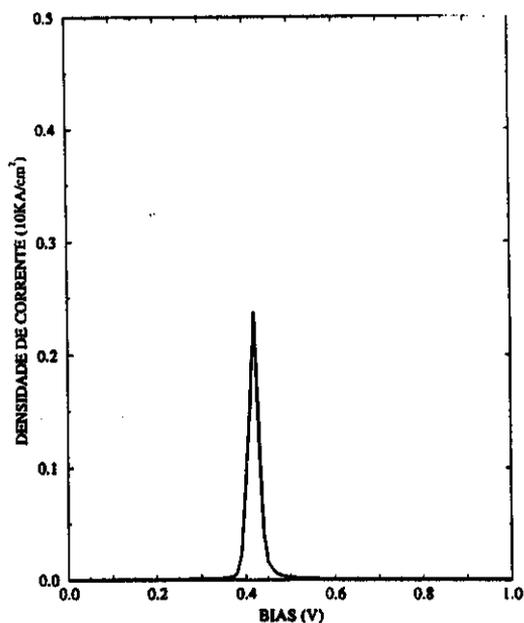


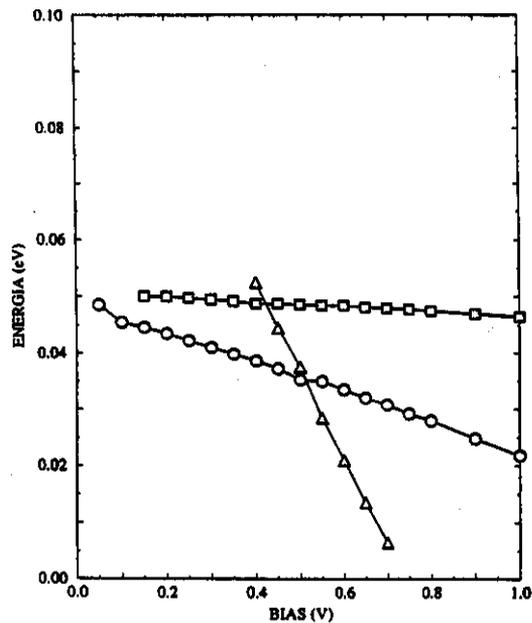
Figura 45. (a) Mostra-se a densidade de corrente de um DDBTR com espaçador de 300 Å, para $T=0K$; (b) Mostra-se os níveis da camada de acumulação 1 \circ (círculos), 2 \circ (quadrados) e do poço (triângulos) com bias aplicado.

III.2.d.3. Espaçador de 600 Å

Na Fig. (46.a), mostra-se a densidade de corrente de um DDBTR com um espaçador de 600 Å, para $T=0K$. Aparece um pico que atinge 0.24 kA/cm^2 em $0.42V$. Na Fig. (46.b), mostra-se a evolução dos níveis na camada de acumulação (círculos e quadrados) e um nível no poço quando o bias aumenta. Nota-se dois cruzamentos do nível do poço com os níveis da camada. O primeiro acontece em $\approx 0.42V$ entre o nível do poço e o segundo nível da camada, isto produz o máximo da densidade de corrente. O segundo cruzamento acontece em $\approx 0.51V$, o que não tem efeito nenhum na densidade de corrente.



(a)



(b)

Figura 46. (a) Mostra-se a densidade de corrente de um DDBTR com espaçador de 600 Å, para $T=0K$; (b) Mostra-se os níveis da camada de acumulação 1 \circ (círculos), 2 \circ (quadrados) e do poço (triângulos) com bias aplicado.

III.2.e. Com Carga no Poço, para $x = 0.57$

III.2.e.1. Espaçador de 50 Å

Na Fig. (47.a), mostra-se a densidade de corrente considerando carga no poço, para $T=0K$ e para um DDBTR com espaçador de 50 Å. Se observa dois picos mais largos que no caso anterior (sem cargas no poço, Fig. (44.a)). O primeiro máximo tem 1.1 kA/cm^2 em $\approx 0.26V$ e com uma queda abrupta em $\approx 0.37V$, o segundo tem 5.9 kA/cm^2 em $\approx 0.94V$. Na Fig. (47.b), mostra-se a evolução dos níveis do poço (triângulos) e os níveis da camada de acumulação (círculos e quadrados) com respeito á voltagem aplicada no dispositivo. O primeiro nível na camada surge para $V_b \approx 0.32V$ e abaixo do mínimo da banda de condução no emissor e o segundo surge para $V_b \approx 0.56V$, também abaixo do mínimo no emissor.

Observamos que os dois picos da densidade de corrente são devidos a tunelamento ressonante de elétrons do contínuo através dos níveis dos poços. Um anticruzamento entre o primeiro nível do poço com o primeiro nível na camada de acumulação ocorre abaixo do mínimo da banda de condução no reservatório emissor. Portanto uma possível contribuição desse acoplamento na característica corrente-voltagem não pode ser avaliada com o nosso modelo de cálculo da densidade de corrente. No entanto prevemos que contribuições devido ao tunelamento de elétrons 2D a partir da camada de acumulação deveriam tornar a forma da característica corrente-voltagem mais suave.

III.2.e.2. Espaçador de 300 Å

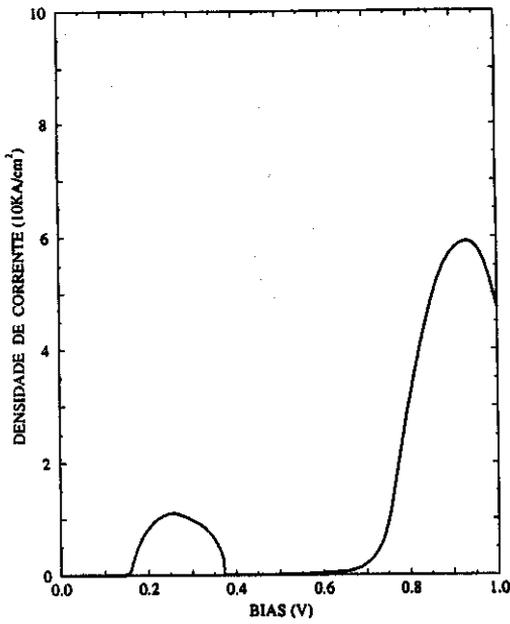
Na Fig. (48.a), mostra-se a densidade de corrente para um dispositivo com espaçador de 300 Å, que apresenta dois picos, para $V_b \approx 0.29V$ (0.42 kA/cm^2) e para $V_b \approx 0.53V$ (0.44 kA/cm^2). Na Fig. (48.b), mostra-se a evolução do nível do poço (triângulos) e da camada de acumulação (círculos). Nota-se claramente que o nível do poço desce com uma determinada inclinação. Quando chega ao nível de Fermi essa inclinação se modifica devido ao efeito de blindagem. O mesmo acontece com o nível da camada que surge em $0.09V$ com uma inclinação dada e quando o nível do poço chega ao nível de Fermi, o nível da camada troca de inclinação. Quando o nível do poço vai de $0.22V$ até $0.42V$, se produz tunelamento ressonante com os elétrons que procedem dos contatos e passam acima da

corcova do espaçador e forma-se o primeiro pico da densidade de corrente. O segundo pico acontece quando se produz o acoplamento dos níveis do poço e da camada em $\approx 0.54V$.

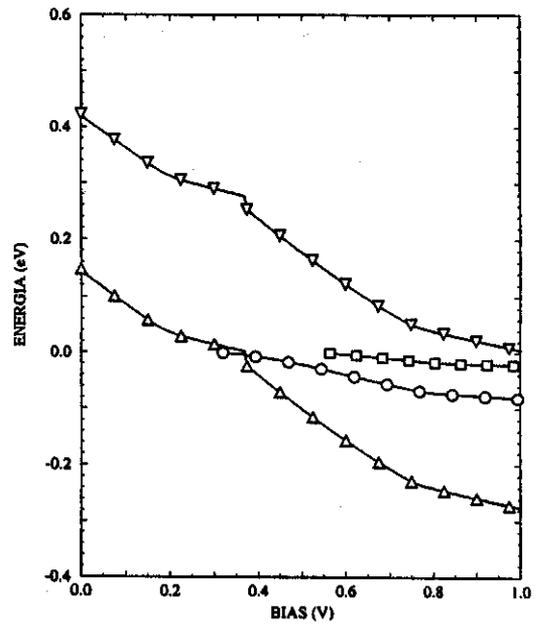
Portanto o primeiro pico é devido a um canal de tunelamento do tipo 3D-2D-3D, enquanto o segundo seria um canal 3D-2D-2D-3D. Esse tipo de forma da característica corrente-voltagem também foi descrita por Zhu e Huang recentemente [42]. É importante mencionar como as aproximações diferentes (com e sem carga no poço), bem como a variação de um parâmetro da mostra (altura das barreiras) podem alterar dramaticamente a forma da curva de densidade de corrente em função da voltagem, Figs (41.a-b), (45.a-b) e (48.a-b); sendo que só nesse último caso 2 picos -devidos a processos de tunelamento distintos- podem ser resolvidos.

III.2.e.3. Espaçador de 600 Å

Na Fig. (49.a), mostra-se a densidade de corrente para um DDBTR com espaçador de 600 Å, para $T=0K$. Observam-se dois picos na densidade de corrente ($V_b \approx 0.31V$, 0.225 kA/cm^2 ; $V_b \approx 0.40V$, 0.46 kA/cm^2). Na Fig. (49.b), se observa dois níveis na camada de acumulação (círculos e quadrados) e consideramos só um nível no poço para mostrar os efeitos na densidade de corrente a uma escala ampliada próxima à energia de Fermi. Entre $0.25V$ e $0.34V$, encontra-se o primeiro pico da densidade de corrente e o nível do poço desce do nível de Fermi até o máximo da corcova no espaçador. O segundo pico da densidade de corrente acontece no acoplamento do nível do poço com o nível da camada em $\approx 0.40V$. Um segundo acoplamento acontece em $\approx 0.75V$, porém não tem efeito nenhum na densidade de corrente. Qualitativamente observamos os mesmos processos como para o dispositivo com espaçadores de 300 Å, Figs (54.a-b).

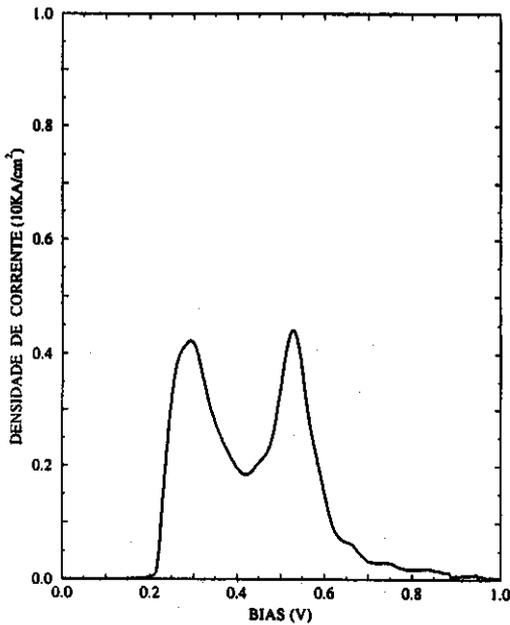


(a)

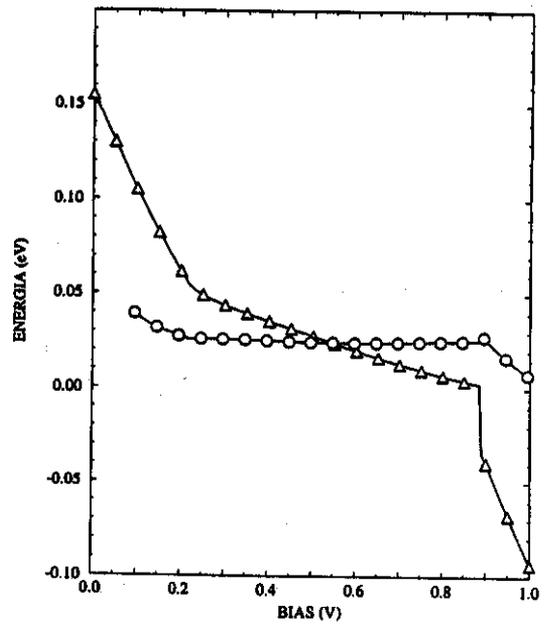


(b)

Figura 47. (a) Mostra-se a densidade de corrente de um DDBTR com espaçador de 50 Å, para $T=0K$; (b) Mostra-se os níveis da camada de acumulação 1o (círculos), 2o (quadrados) e do poço (triângulos) com bias aplicado.

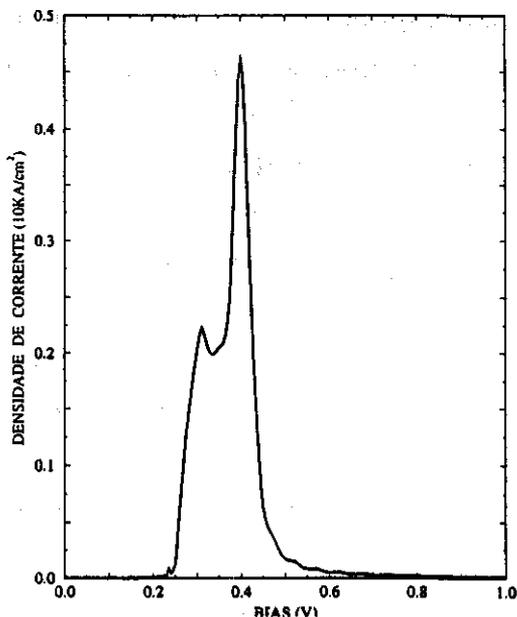


(a)

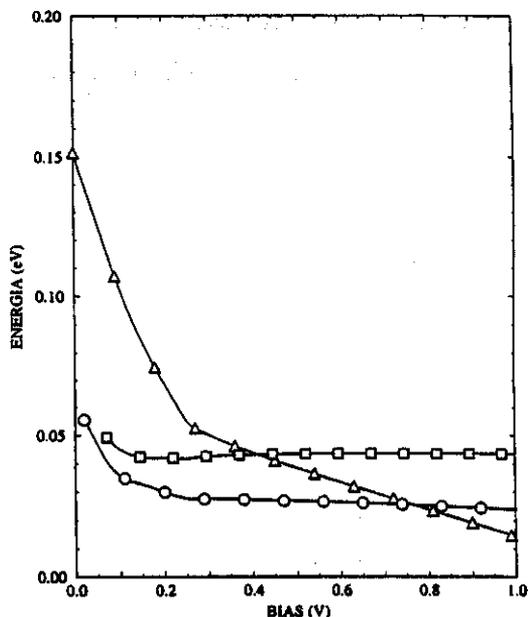


(b)

Figura 48. (a) Mostra-se a densidade de corrente de um DDBTR com espaçador de 300 Å, para $T=0K$; (b) Mostra-se os níveis da camada de acumulação 1o (círculos), 2o (quadrados) e do poço (triângulos) com bias aplicado.



(a)



(b)

Figura 49. (a) Mostra-se a densidade de corrente de um DDBTR com espaçador de 600 Å, para $T=0K$; (b) Mostra-se os níveis da camada de acumulação 10 (círculos), 20 (quadrados) e do poço (triângulos) com bias aplicado.

III.2.f. Com Carga no Poço, para $x = 0.44$

Estudamos este caso com barreiras de altura intermediária para acompanhar as modificações da forma das características de corrente-voltagem entre a estrutura de pico único (espaçadores de 300 Å e 600 Å e barreiras com $x=0.3$) para curvas de corrente-voltagem com dois picos resolvidos (espaçadores de 300 Å e 600 Å e barreiras com $x=0.57$) devido a um único nível no poço que participa de dois “canais” diferentes de tunelamento.

III.2.f.1. Espaçador de 300 Å

Na Fig. (50.a), mostra-se a densidade de corrente de um DDBTR com barreiras de 25 Å e 44% de alumínio, com um pico máximo em 0.26V (1.2 kA/cm²) e dois satélites à direita, em 0.38V (0.77 kA/cm²) e 0.42V (0.78 kA/cm²). O pico máximo coincide com o tunelamento de elétrons que procedem do emissor através da região entre o nível de Fermi e o máximo da corcova. Para 0.36V, a probabilidade diminui e se observa um mínimo na densidade de corrente. O patamar seguinte é um efeito do acoplamento entre o nível do poço e o nível da camada e se mantém até 0.50V. Na Fig. (50.b), mostra-se a evolução dos

níveis respeito à voltagem aplicada. Para 0.8V, quando o nível do poço atinge o mínimo de energia do emissor, nota-se uma queda abrupta do nível do poço.

III.2.f.2. Espaçador de 600 Å

Na Fig. (51.a), se observa a densidade de corrente para um dispositivo de 600 Å que tem uma estrutura de três picos próximos. O primeiro a 0.28V (0.63 kA/cm^2) é um efeito do tunelamento ressonante de elétrons que procedem desde o emissor através da região entre a energia de Fermi e o máximo da corcova. O pico mais alto é um efeito do acoplamento do nível do poço com o segundo nível da camada de acumulação. Para 0.35V (0.83 kA/cm^2) observa-se a ressonância dominante entre os níveis acoplados. Na Fig. (51.b), mostra-se a evolução dos níveis com o bias aplicado. O segundo anticruzamento entre o nível do poço e o primeiro nível da camada não tem efeito na densidade de corrente devido a que as probabilidades de transmissão deste anticruzamento são muito baixas. A estrutura intermediária para $V_b = 0.32\text{V}$ não apresenta uma interpretação clara.

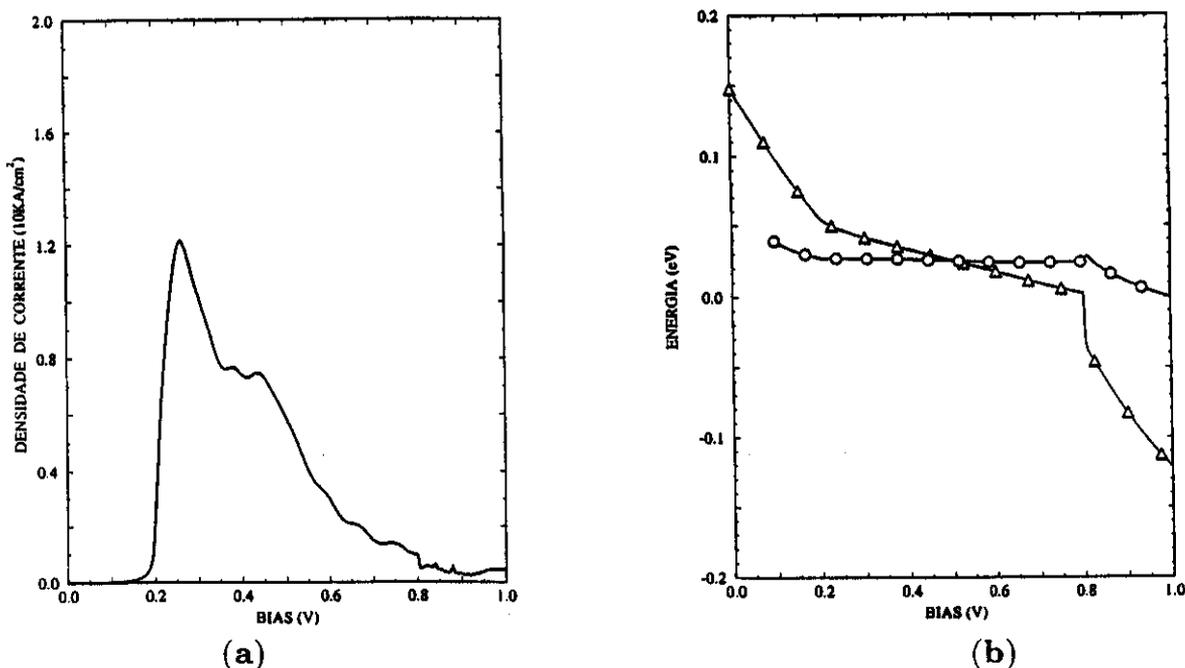
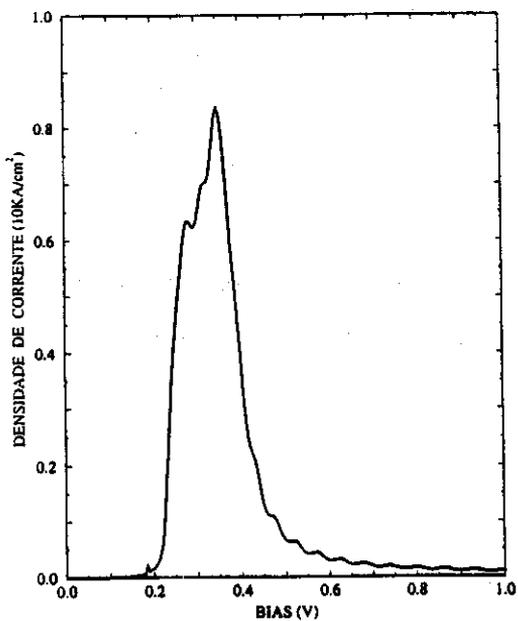
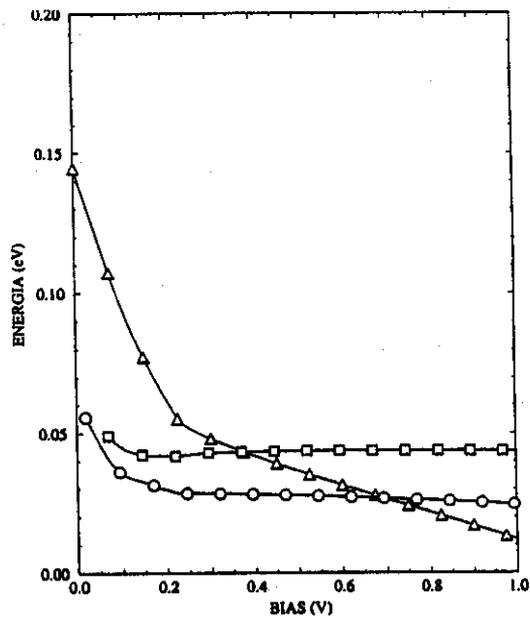


Figura 50. (a) Mostra-se a densidade de corrente de um DDBTR com espaçador de 300 Å, para $T=0\text{K}$; (b) Mostra-se os níveis da camada de acumulação 1o (círculos), 2o (quadrados) e do poço (triângulos) com bias aplicado.



(a)



(b)

Figura 51. (a) Mostra-se a densidade de corrente de um DDBTR com espaçador de 600 Å, para $T=0K$; (b) Mostra-se os níveis da camada de acumulação 1 (círculos), 2 (quadrados) e do poço (triângulos) com bias aplicado.

Conclusões

Neste trabalho procuramos investigar sistematicamente a influência da redistribuição de carga sobre o perfil de potencial e a estrutura ou formação de níveis confinados em um diodo de dupla barreira sob tensão aplicada. Além disso, buscamos a associação dessa influência com modificações nas características densidade de corrente-voltagem, que se constitui na espectroscopia básica desses sistemas.

A metodologia dessa investigação baseou-se no desenvolvimento de modelos simples para o cálculo autoconsistente dessa redistribuição de carga, como os que vem sendo utilizados na literatura para a análise de dados experimentais [38], [52]. O primeiro passo numa análise dessas é a utilização de um "Poisson solver" semiclássico (aproximação de Thomas-Fermi), que não leva em conta o acúmulo de carga no poço, além de apresentar uma singularidade sem sentido físico para a densidade de carga na camada de acumulação que se forma no contato emissor do DDB, como foi levantado por Frensley [53] e Fiig e Jauho [41]. Por outro lado, uma solução totalmente quântica teria de ir além de um cálculo autoconsistente na aproximação de Hartree [53]. Fiig e Jauho [40] propuseram uma alternativa intermediária: uma extensão da aproximação de Thomas-Fermi para as partes de um DDB, que apresentam estados confinados, onde a densidade de carga é modulada pela densidade de probabilidade calculada através da equação Schrödinger, enquanto que os contatos são tratados semiclassicamente.

No nosso trabalho comparamos os resultados obtidos com os dois modelos, além de estudar dois limites bem distintos: acumulação e não acumulação de carga no poço propriamente dito. A razão disso é que o acúmulo de carga real -que somente poderia ser obtido utilizando métodos que vão além da teoria cinética quântica [35]- apresenta um valor intermediário a esses dois limites. Portanto, com a análise desse dois limites podemos adquirir um melhor conhecimento sobre o efeito desse acúmulo de carga no poço sobre o comportamento geral de um DDB.

Um dos primeiros resultados de nosso trabalho refere-se à validade do modelo Fiig e

Jauho [41], no qual a densidade de carga na camada de acumulação não apresenta mais uma singularidade na interface contato-barreira, embora continue a mostrar uma descontinuidade, devido à soma de duas contribuições à densidade de carga nessa região: elétrons confinados e do contínuo abaixo da energia de Fermi [41]. Isso nós também verificamos para DDBs com espaçadores finos (50 Å) [Fig. (17.b)]. Essa descontinuidade é drasticamente reduzida para DDBs com espaçadores cada vez mais espessos [Fig (21.b)], que levam a um progressivo isolamento da camada de acumulação em relação ao contato emissor, através do aparecimento de uma barreira (que por vezes denominamos “corcova”) na região desse espaçador. Essa barreira tem sua origem exclusivamente na redistribuição de carga.

De um modo geral observamos que a *forma* das características de densidade de corrente-voltagem são extremamente sensíveis não só às aproximações utilizadas, bem como a parâmetros como a altura das barreiras e temperatura, além da espessura dos espaçadores, cuja influência era o objetivo original do trabalho.

A formação de uma estrutura de picos nas características de densidade de corrente-voltagem acontece pelo tunelamento ressonante dos elétrons que procedem do emissor abaixo da energia de Fermi e acima da barreira formada pelo espaçador, sendo um canal 3D–2D–3D, e pelo tunelamento ressonante através do acoplamento dos níveis do poço e da camada de acumulação, gerando um canal de tunelamento 3D–2D–2D–3D para espaçadores maiores que 100 Å.

Esses dois caminhos de tunelamento competem entre si e as influências sobre as características I-V são fortemente dependentes dos parâmetros do dispositivo e da temperatura. Dois picos devidos a esses caminhos são claramente resolvidos para um DDB com espaçadores de 300 Å e barreiras com $x=0.57$ [Fig. (48.a)] para $T=0K$ quando consideramos carga no poço. Essa resolução praticamente desaparece para $T=77K$ (resultado não incluído neste texto).

Para o mesmo sistema, considerando, no entanto, barreiras mais baixas ($x=0.3$) [Fig. (41.a)], apenas os elétrons do contínuo sobre a corcova do espaçador, que tunelam através do estado quase ligado no poço, determinam a característica de I-V.

Devemos salientar no entanto que a assinatura desses dois caminhos é também forte-

mente dependente do tratamento do acúmulo de carga no poço, no entanto, para o dispositivo DDB com $x=0.57$ e espaçador de 300 \AA , notamos as duas assinaturas tanto para o caso sem carga no poço [Fig.(45.a)], quanto para a situação com carga no poço [Fig. (48.a)].

Seria interessante a partir dos nossos resultados projetar uma amostra, que possa apresentar um acúmulo de carga no poço suficiente para apresentar uma característica I-V como da Fig. (48.a).

De um modo geral a presença de um espaçador leva a um deslocamento das voltagens de pico devido ao efeito de blindagem dos elétrons que se acumulam perto da interface emissor-barreira. A diminuição das correntes de pico, bem como um efeito de filtragem (diminuição da largura do pico), são devidos ao aumento da barreira que se forma no emissor com o aumento da espessura das camadas espaçadoras.

Por fim notamos que um canal de tunelamento independente do reservatório de elétrons à esquerda no contato emissor não aparece para dispositivos com espaçadores maiores que 50 \AA . Isto é, em todas as situações analisadas, o acoplamento entre um estado confinado na camada de acumulação e um estado quase ligado no poço se dá acima do mínimo de energia do contato emissor. Um corolário dessa conclusão é que não podemos falar de um isolamento da camada de acumulação para espaçadores com espessura até 600 \AA .

mente dependente do tratamento do acúmulo de carga no poço, no entanto, para o dispositivo DDB com $x=0.57$ e espaçador de 300 \AA , notamos as duas assinaturas tanto para o caso sem carga no poço [Fig.(45.a)], quanto para a situação com carga no poço [Fig. (48.a)].

Seria interessante a partir dos nossos resultados projetar uma amostra, que possa apresentar um acúmulo de carga no poço suficiente para apresentar uma característica I-V como da Fig. (48.a).

De um modo geral a presença de um espaçador leva a um deslocamento das voltagens de pico devido ao efeito de blindagem dos elétrons que se acumulam perto da interface emissor-barreira. A diminuição das correntes de pico, bem como um efeito de filtragem (diminuição da largura do pico), são devidos ao aumento da barreira que se forma no emissor com o aumento da espessura das camadas espaçadoras.

Por fim notamos que um canal de tunelamento independente do reservatório de elétrons à esquerda no contato emissor não aparece para dispositivos com espaçadores maiores que 50 \AA . Isto é, em todas as situações analisadas, o acoplamento entre um estado confinado na camada de acumulação e um estado quase ligado no poço se dá acima do mínimo de energia do contato emissor. Um corolário dessa conclusão é que não podemos falar de um isolamento da camada de acumulação para espaçadores com espessura até 600 \AA .

Apêndice I

Equação de Poisson

Para a determinação do potencial dos elétrons e impurezas ionizadas redistribuídos ao longo do dispositivo Φ , só fazemos uso da equação de Poisson, Eq.(3). Como não é possível obter uma solução analítica desta equação, utilizamos um cálculo numérico, fazendo uso das diferenças finitas. Para isso é preciso discretizar a Eq.(3) considerando dois casos, o primeiro se faz para o potencial nos meios materiais:

$$\Phi_i = \frac{1}{2} \left(\Phi_{i+1} + \Phi_{i-1} - \frac{s^2}{\epsilon_x} (N_{D_x} - n_i) \right) \quad (A.1)$$

onde s = comprimento total do dispositivo / número de intervalos, ϵ_x permitividade na camada x , N_{D_x} densidades dos doadores ionizados na camada x , n_i densidade eletrônica, x refere-se as diferentes camadas que fazem a função de contatos (GaAs^+), espaçadores (GaAs), barreiras ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) e poço (GaAs).

O segundo caso refere-se a Eq.(3) discretizada nas interfaces:

$$\Phi_i = \frac{1}{\epsilon_x + \epsilon_y} \left(\epsilon_y \Phi_{i+1} + \epsilon_x \Phi_{i-1} - \frac{s^2}{2} (N_{D_x} + N_{D_y} - n_i) \right) \quad (A.2)$$

onde x, y referem-se às camadas que fazem de contatos, espaçadores, barreiras e poço e que na Eq. (A.2) significam as interfaces contatos-espaçadores, espaçadores-barreiras e barreiras-poço.

Para determinar o potencial Φ na Eq. (A.1) e Eq. (A.2) precisa-se da densidade eletrônica. Na aproximação de Thomas-Fermi e para $T = 0$ K a densidade eletrônica é dada por:

$$n_i = \frac{1}{3\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E_f - e\Phi_i)^{3/2} ; \quad E_f \geq e\Phi_i \quad (A.3)$$

e para $T \neq 0$ K, é:

$$n_i = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_0^\infty \frac{(E_{\parallel} - e\Phi_i)^{1/2}}{1 + e^{(E_{\parallel} - E_f)/kT}} dE_{\parallel} \quad (A.4)$$

onde m^* é a massa efetiva dos elétrons nas diferentes camadas, E_f é a energia de Fermi para a temperatura dada, k é a constante de Boltzmann e T é a temperatura absoluta. A integral é feita numericamente e o limite superior é considerado como duas vezes a energia de Fermi, devido a que a integral converge nestos intervalos de energia, mais ou menos 0.1 meV.

Densidade de Corrente

Considera-se um sistema eletrônico com uma voltagem aplicada nos reservatórios que mantém o equilíbrio térmico inicial e atingindo já um estado estacionário para a corrente que flui através dela, Duke [58], define a densidade de corrente através do dispositivo como:

$$J = \frac{(2s + 1)q}{(2\pi)^3 \hbar} \int dk_z d^2 k_{\parallel} f(E) T(E) \left(\frac{\partial E}{\partial k_z} \right) \quad (\text{A.5})$$

onde s é o spin dos portadores de carga, q é carga dos portadores, $f(E)$ é a distribuição de Fermi e $T(E_z)$ é a probabilidade de transmissão. Supomos que:

$$E = E_z + E_{\parallel} \quad (\text{A.6})$$

$$\frac{\partial E}{\partial k_z} = \frac{\partial E_z}{\partial k_z} \quad dE = \frac{\partial E_z}{\partial k_z} dk_z$$

Como a corrente é definida como a soma de todas as contribuições possíveis, então a densidade de corrente que vai do reservatório da esquerda para a direita é dada por:

$$J_{ED} = \frac{(-e)(2s + 1)}{(2\pi)^3 \hbar} \int dE_z f_E(E) [1 - f_D(E)] T(E) d^2 k_{\parallel} \quad (\text{A.7})$$

e a densidade de corrente que vai do reservatório da direita para a esquerda é dada por:

$$J_{DE} = \frac{(-e)(2s + 1)}{(2\pi)^3 \hbar} \int dE_z [1 - f_E(E)] f_D(E) T(E) d^2 k_{\parallel} \quad (\text{A.8})$$

A densidade de corrente total:

$$J = \frac{(-e)(2s+1)}{(2\pi)^3 \hbar} \int dE_z [f(E) - f(E + eV)] T(E) d^2 k_{\parallel} \quad (A.9)$$

Considera-se que a probabilidade de transmissão é efetivo ao longo da direção z, as demais contribuições são desprezíveis, logo $T(E) = T(E_z)$, entanto que:

$$J = \frac{(-e)(2s+1)}{(2\pi)^3 \hbar} \int dE_z T(E_z) \int [f(E) - f(E + eV)] d^2 k_{\parallel} \quad (A.10)$$

Se $E_{\parallel} = \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m^*}$, então $d^2 k_{\parallel} = 4\pi \frac{m^*}{\hbar^2} dE_{\parallel}$; logo finalmente, para $s = 1/2$, temos que a densidade de corrente mais conhecida como *Equação de Esaki-Tsu* é:

$$J = \frac{em^* kT}{\pi^2 \hbar^3} \int dE_z T(E_z) \ln \left[\frac{1 + e^{(E_f - E_z)/kT}}{1 + e^{(E_f - E_z - eV)/kT}} \right] \quad (A.11)$$

Equação de Schrödinger

Nas interfaces dos materiais que formam a heteroestrutura, a equação de Schrödinger na aproximação de massa efetiva têm que levar em conta as descontinuidades na massa efetiva que acontece em cada interface [59]. A equação (1) tem a forma geral dada por:

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{1}{m^*} \frac{d\Psi}{dz} \right) - \frac{2}{\hbar^2} (\mathbf{E}_c(z) - E_z) \Psi = 0 \quad (\text{A.12})$$

fazendo a troca de variáveis seguintes:

$$p(z) = \frac{1}{m^*(z)} \quad (\text{A.13})$$

$$\alpha q(z) = \frac{2}{\hbar^2} [E_z - \mathbf{E}_c(z)] \quad (\text{A.14})$$

A equação de Schrödinger (A.12) nos meios materiais em diferenças finitas e fazendo $z = ns$, onde s é a razão entre o comprimento do dispositivo e o número de intervalos, pode ser expresado como:

$$(p_{n+1} + p_n)\Psi_{n+1} = (p_{n+1} + 2p_n + p_{n-1} - 2s^2\alpha q_n)\Psi_n - (p_n + p_{n+1})\Psi_{n-1} \quad (\text{A.15})$$

Entanto que para as interfaces a Eq. (A.12) vêm dada por:

$$(p_m^+ + p_{m+1})\Psi_{m+1} = (p_{m-1} + p_m^- - \alpha s^2 q_m^- - \alpha s^2 q_m^+ + p_m^+ + p_{m+1})\Psi_m - (p_{m-1} + p_m)\Psi_{m-1} \quad (\text{A.16})$$

Uma parte importante neste problema são as condições de contorno. Seja Ψ_E a função de onda à esquerda do dispositivo e Ψ_D a função de onda à direita do dispositivo. A relação entre as funções de onda dentro e fora do dispositivo está relacionada com:

$$A\Psi_E = B\Psi_D + p_{-1}\Psi_{-1} \quad (\text{A.17})$$

$$C\Psi_D = p_{n+1}\Psi_{n+1} + D\Psi_E \quad (\text{A.18})$$

Todo o problema se reduz a resolver um sistema de duas equações. Por outro lado, as probabilidades de transmissão se obtém das matrizes de transferências [5], [6], [59], M_{TE} e M_{TD} , para as regiões semi-infinitas à esquerda e à direita do DDBTR.

$$\Psi_E = 1 + \rho \quad (\text{A.19})$$

$$\Psi_{-1} = M_{TE} + M_{TE}^*\rho \quad (\text{A.20})$$

$$\Psi_n = \tau \quad (\text{A.21})$$

$$\Psi_{n+1} = M_{TD}\tau \quad (\text{A.22})$$

onde τ é a transmitância e ρ a refletância do DDBTR.

Referências

- [1] R. Tsu e L. Esaki; Appl. Phys. Lett. **22**, 562 (1973)
- [2] L. L. Chang, L. Esaki e R. Tsu; Appl. Phys. Lett. **24**, 593 (1974)
- [3] T. C. L. Sollner, W. D. Goodhue, P. E. Tannenwald, C.D. Parker e D.D. Peck; Appl. Phys. Lett. **43**, 588 (1983)
- [4] S. Luryi; Appl. Phys. Lett. **47**, 490 (1985)
- [5] E. E. Mendez, "Physics and Applications of Quantum Wells and Superlattices", pg. 159, Eds. E. E. Mendez and K. von Klitzing, NATO ASI Series, Plenum Press (1987)
- [6] B. Ricco e M. Ya. Azbel; Phys. Rev. B **29**, 1970 (1984)
- [7] M. Büttiker; IBM J. Res. Develop. **32**, 63 (1988)
- [8] F. Chevoir e B. Vinter; Appl. Phys. Lett. **55**, 1859 (1989)
- [9] E. Wolak, K. Shepard, S. Y. Chou e J. S. Harris; Superlatt. Microstruct. **5**, 251 (1989)
- [10] J. Sinkkonen; Superlatt. Microstruct. **5**, 269 (1989)
- [11] B. Vinter e F. Chevoir; "Resonant Tunneling in Semiconductors", pg. 201, Ed. L. L. Chang, et. al., Plenum Press, New York (1991)
- [12] B. Jogai, K. L. Wang e K. W. Brown; J. Appl. Phys. **59**, 2968 (1986)
- [13] S. Collins, D. Lowe e J. R. Barker; J. Phys. C **20**, 6213 (1987)
- [14] S. Collins, D. Lowe e J. R. Barker; J. Phys. C **20**, 6233 (1987)
- [15] Ben-yuan Gu e Lei Gu; Phys. Rev. B **40**, 6124 (1989)

- [16] E. Martinet, E. Rosencher, F. Chevoir, J. Nogle e P. Bois; Phys. Rev. B **44**, 3157 (1991)
- [17] I. Bar-Joseph e A. Gurvitz; Phys. Rev. B **44**, 3332 (1991)
- [18] R. Landauer e Th. Martin; Rev. Mod. Phys. **66**, 217 (1994)
- [19] S. Jin, Z. Xu e J. Luo; Phys. Rev. B **49**, 5434 (1994)
- [20] W. R. Frensley; J. Vac. Sci. Technol. B **3**, 1261 (1985)
- [21] H. Onishi, T. Inata, S. Muto, N. Yokoyama, A. Shibatomi; Appl. Phys. Lett. **49**, 1248 (1986)
- [22] R. Lassnig e W. Boxleitner, Solid State Communic. **64**, 979 (1987)
- [23] M. Cahay, M. McLennan, S. Datta e M. S. Lundstrom; Appl. Phys. Lett. **50**, 612 (1987)
- [24] H. L. Berkowitz e R. A. Lux; J. Vac. Sci. Technol. B **5**, 967 (1987)
- [25] V. J. Goldman, D. C. Tsui e J. E. Cunningham; Phys. Rev. B **35**, 9387 (1987)
- [26] W. R. Frensley; Phys. Rev. B **36**, 1570 (1987)
- [27] F. W. Sheard e G. A. Toombs; Appl. Phys. Lett. **52**, 1228 (1988)
- [28] D. Thomas, F. Chevoir, P. Bois, E. Barbier, Y. Guldner e J. P. Vieren; Superlatt. Microstruct. **5**, 219 (1989)
- [29] P. Cheng e J. S. Harris, Jr.; Appl. Phys. Lett. **55**, 572 (1989)
- [30] L. Eaves, M. L. Leadbeater, D. G. Hayes, E. S. Alves, F. W. Sheard, G. A. Toombs, P. E. Simmonds, M. S. Skolnick, M. Henini e O. H. Hughes; Solid-State Electron. **32**, 1101 (1989)

- [31] A. P. Jauho; *Solid-State Electron.* **32**, 1265 (1989)
- [32] P. Guéret, C. Rossel, W. Schlup e H. P. Meier; *J. Appl. Phys.* **66**, 4312 (1989)
- [33] N. C. Kluksdahl, A. M. Kriman, D. K. Ferry e C. Ringhofer; *Phys. Rev. B* **39**, 7720 (1989)
- [34] D. Landheer e G. C. Aers; *Superlatt. Microstruct.* **7**, 17 (1990)
- [35] W. R. Frensley; *Rev. Mod. Phys.* **62**, 745 (1990)
- [36] J. S. Wu, C. Y. Chang, C. P. Lee, K. H. Chang, D. G. Liu e D. L. Liou; *Appl. Phys. Lett.* **57**, 2311 (1990)
- [37] K. Jensen e F. A. Buot; *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1078 (1991)
- [38] J. Chen, J. G. Chen, C. H. Yang e R. A. Wilson; *J. Appl. Phys.* **70**, 3131 (1991)
- [39] F. W. Sheard e G. A. Toombs; *Semicond. Sci. Technol.* **7**, B460 (1992)
- [40] T. Fiig e A. P. Jauho; *Appl. Phys. Lett.* **59**, 2245 (1991)
- [41] T. Fiig e A. P. Jauho; *Surf. Sci.* **267**, 392 (1992)
- [42] B. Zhu e K. Huang; *Phys. Rev. B* **48**, 4575 (1993)
- [43] T. J. Shewchuk, P. C. Chapin, P. D. Coleman, W. Kopp, R. Fisher e H. Morkoç; *Appl. Phys. Lett.* **46**, 508 (1985)
- [44] S. Ray, P. Ruden, V. Sokolov, R. Kolvas, T. Boonstra e J. Williams; *Appl. Phys. Lett.* **48**, 1666 (1986)
- [45] S. Muto, T. Inata, H. Onishi, N. Yokoyama e S. Hiyamizu; *Jpn. J. Appl. Phys.* **25**, L577 (1986)

- [46] C. I. Huang, M. J. Paulus, C. A. Bozada, S. C. Dudley, K. R. Evans, C. E. Stutz, R. L. Jones e M. E. Cheney; *Appl. Phys. Lett.* **51**, 121 (1987)
- [47] P. Guéret, C. Rossel, E. Marclay e H. Meier; *J. Appl. Phys.* **66**, 278 (1989)
- [48] H. M. Yoo, S. M. Goodnick e J. R. Arthur; *Appl. Phys. Lett.* **56**, 84, (1990)
- [49] E. T. Koenig, C. I. Huang e B. Jogai; *J. Appl. Phys.* **68**, 5905 (1990)
- [50] E. T. Koenig, B. Jogai, M. T. Paulus, C. I. Huang e C. A. Bozada; *J. Appl. Phys.* **68**, 3425 (1990)
- [51] C. H. Yang, M. J. Yang e Y. C. Kao; *Phys. Rev. B* **40**, 6272 (1989)
- [52] Y. Galvao Gobato, F. Chevoir, J. M. Berroir, P. Bois, Y. Guldner, J. Nagle, J. P. Vieren e B. Vinter; *Phys. Rev.* **B43**, 4843 (1991)
- [53] W. R. Frensley; *Solid-State Electron.* **32**, 1235 (1989)
- [54] A. R. Bonnefoi, D. H. Chow e T. C. McGill; *J. Appl. Phys.* **62**, 3836 (1987)
- [55] P. J. Price; *Superlatt. Microstruct.* **2**, 213 (1986)
- [56] S. Adachi; *J. Appl. Phys.* **58**, R1 (1985)
- [57] M. Rossmannith, K. Syassen, E. Böckenhoff, K. Ploog e K. von Klitzing; *Phys. Rev. B* **44**, 3168 (1991)
- [58] C. B. Duke; "Tunneling in Solids", Supplement 10 – Solid State Physics, Ed. F. Seitz, D. Turnbull e H. Ehrenreich; Academic Press, New York (1969)
- [59] P. A. B. Schulz; "Tunelamento em Heteroestruturas de Semicondutores", pág. 105; Tese de Doutorado, Instituto de Física "Gleb Wataghin", UNICAMP (1990)