

Contribuições para a modelagem de dispositivos semicondutores baseados em contatos Schottky heterodimensionais

Regiane Aparecida Ragi Pereira

Orientador: Murilo Araujo Romero

Apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Sumário

1. Introdução
2. Transistores de Alta Mobilidade Eletrônica
3. Estruturas de barreira Schottky convencional
4. Estruturas de barreira Schottky de dimensionalidade reduzida
5. Modelo da característica C-V de dispositivos de barreira Schottky heterodimensional
6. Mecanismos de transporte de corrente: conceitos básicos
7. Modelo da característica I-V de dispositivos de barreira Schottky heterodimensional
8. Conclusões

1. Introdução

2. Transistores de Alta Mobilidade Eletrônica
3. Estruturas de barreira Schottky convencional
4. Estruturas de barreira Schottky de dimensionalidade reduzida
5. Modelo da Característica C-V de Dispositivos de Barreira Schottky Heterodimensional
6. Mecanismos de transporte de corrente: conceitos básicos
7. Modelo da Característica I-V de Dispositivos de Barreira Schottky Heterodimensional
8. Conclusões

Interfaces entre regiões diferentes:

Todos os dispositivos semicondutores utilizam interfaces entre regiões de materiais diferentes, e se beneficiam das características advindas do contato entre estas regiões.

As interfaces nada mais são do que planos separando regiões diferentes.

1. Contato ôhmico
2. Contato Schottky
3. Homointerfaces
4. Heterointerfaces
5. Contato semiconductor-isolante

Além destas interfaces, que separam apenas regiões de mesma dimensão, é possível, também, produzir contatos entre regiões de dimensões diferentes. Esses contatos formam as interfaces heterodimensionais.

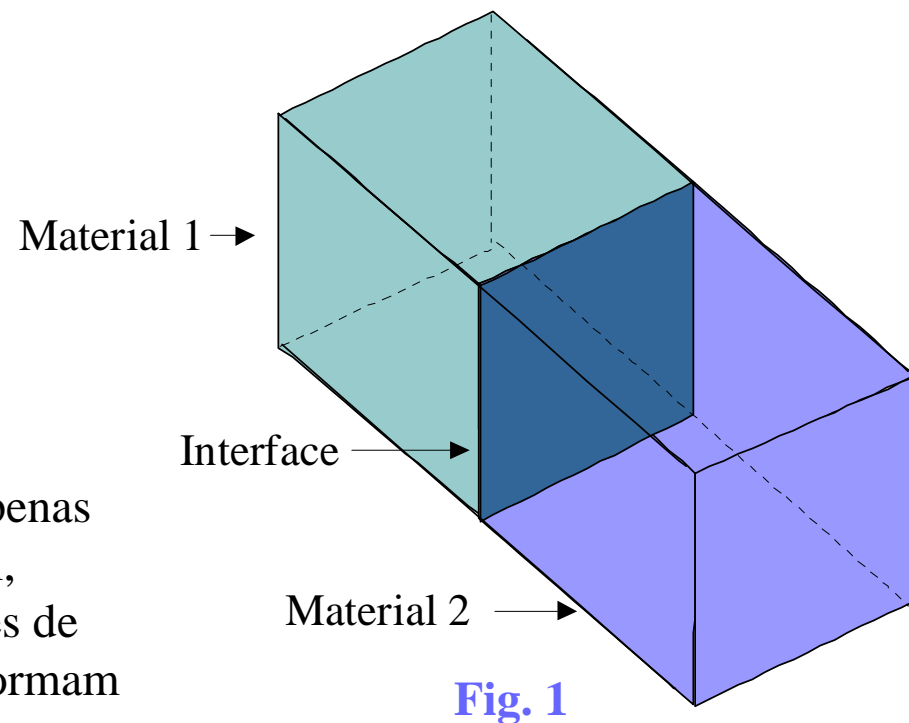


Fig. 1

Contatos Heterodimensionais

Barreira Schottky formada entre um metal tridimensional (**3D**), isto é, uma região onde o elétron pode mover-se livremente nas três dimensões espaciais, e um gás de elétrons bidimensional (**2DEG**), onde o movimento do elétron fica confinado a um plano (**2D**).

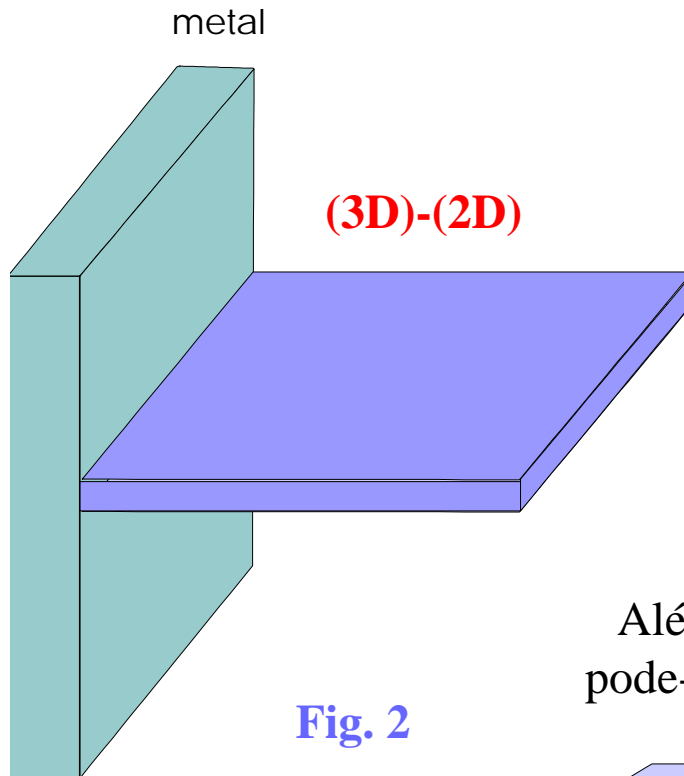


Fig. 2

O estudo dos contatos heterodimensionais deram origem a uma nova geração de dispositivos.

O confinamento de portadores de carga em poços quânticos altera a natureza do movimento dos portadores, afetando completamente as propriedades de transporte.

O contato entre sistemas de dimensões diferentes pode originar dispositivos com características de grande interesse para aplicação tecnológica.

Além do contato entre um sistema **3D** e um sistema **2D**, pode-se citar também outros casos estudados na literatura

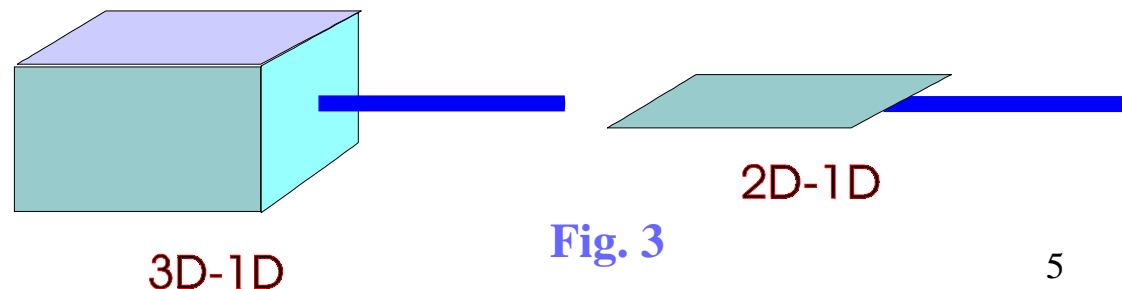


Fig. 3

Primeiro dispositivo heterodimensional – HEMVAR

High Electron Mobility Varactor

O primeiro dispositivo heterodimensional foi implementado em 1991 por Peatman, Crowe e Shur. Um diodo varactor planar denominado HEMVAR, o qual, aproveitava, essencialmente, a estrutura de camadas de um dispositivo conhecido, o HEMT, e colocava a estrutura sob o efeito de dois contatos laterais, sendo um deles um contato Schottky, e o outro, um contato ôhmico, acessando diretamente o **2DEG**.

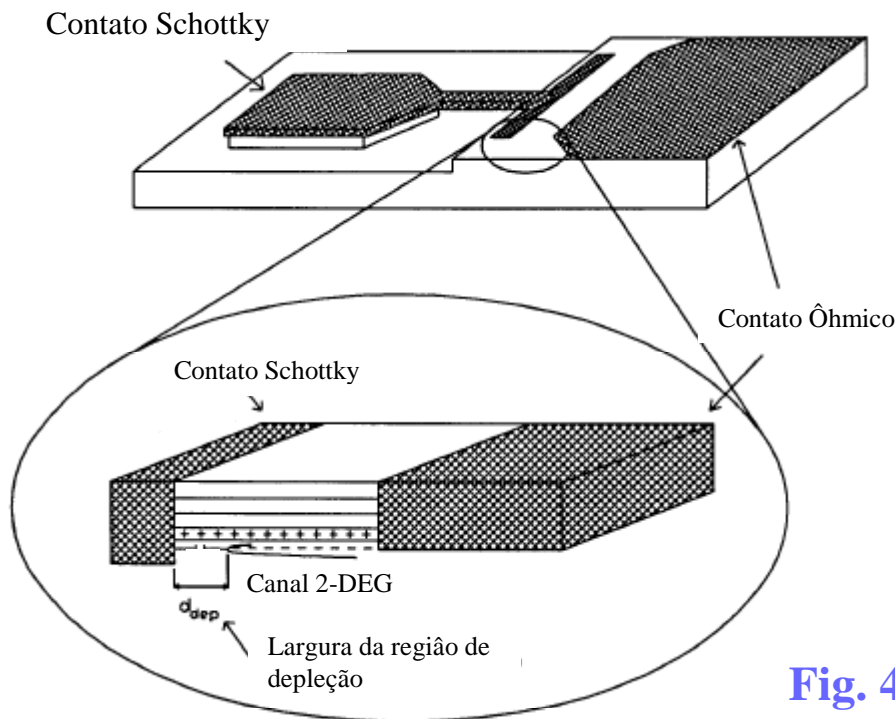


Fig. 4

Depois da implementação dos diodos varactores de barreira Schottky heterodimensional, apresentando melhor desempenho nas propriedades de transporte, alcançando frequências de operação da ordem de THz, muito superior aos convencionais, diversos outros dispositivos baseados nestes contatos foram implementados nos últimos anos.

Esquema do Dispositivo MSMH

Propomos neste trabalho uma estrutura heterodimensional com a configuração planar

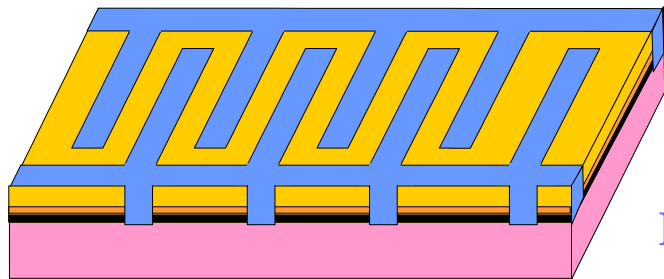


Fig. 5

A simetria dos eletrodos interdigitais desta estrutura permite dividi-la em unidades fundamentais denominadas **células**

Todas as quantidades calculadas para uma única célula podem ser estendidas para todo o dispositivo, bastando conhecer o número de células de toda a estrutura

Analisando a estrutura verifica-se que a mesma apresenta ao longo da direção vertical, uma seqüência de camadas semicondutoras, **lembrando um dispositivo tipo HEMT**, enquanto que na direção longitudinal, o dispositivo se **assemelha à estrutura MSM convencional**.

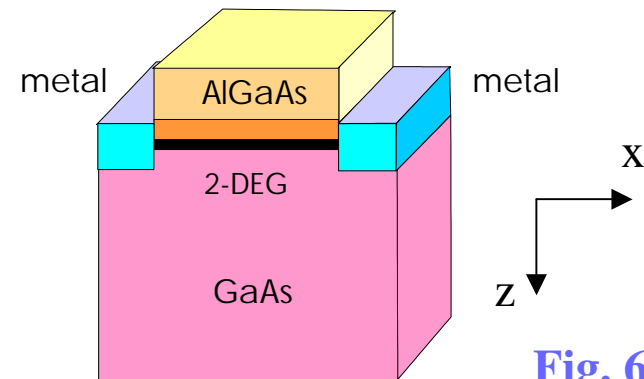


Fig. 6

- A modelagem **C-V** e **I-V** de dispositivos baseados em contatos heterodimensionais, ainda não foi estudado com o grau de detalhe necessário.
- Discutimos à seguir o estágio atual de compreensão destes contatos

Breve histórico dos principais estudos teóricos sobre os contatos heterodimensionais

1989 A física da junção **metal-2DEG** foi investigada pela primeira vez pelos russos Petrosyan e Shik, que obtiveram o perfil de potencial unidimensional para o contato **3D-2D**.

1992 Gelmont e Shur, estenderam o trabalho de Petrosyan e Shik para obter a capacitância da junção entre um semiconductor tipo p^+ e um gás eletrônico bidimensional. Todavia, quando o semiconductor tipo p^+ é substituído por um metal, o cálculo leva a uma solução identicamente nula.

1995 Luo também estudou o problema específico do cálculo da capacitância. Utilizou, porém, uma técnica puramente numérica de alto custo computacional. Apesar disso, somente a equação de Poisson é resolvida em duas dimensões, enquanto que a equação de Schrödinger é mantida na forma unidimensional, não preservando, portanto, a auto-consistência da solução.

Breve histórico dos principais estudos teóricos sobre os contatos heterodimensionais

Além de estudos eletrostáticos sobre a junção ...

- 1989** Petrosyan e Shik desenvolveram cálculos considerando a **corrente de emissão termoiônica**
- 1990** Asryan, Petrosyan e Shik, incluíram os **efeitos de tunelamento quântico** nos estudos anteriores – ambos os casos, modelos analíticos simplificados.
- 1999** Nabet e colaboradores, analisaram a **corrente termoiônica** de um MSM heterodimensional, mas não levaram em conta os efeitos de tunelamento quântico.

Com o intuito de preencher lacunas detectadas na literatura, buscamos desenvolver modelos para as características capacitância-tensão e corrente-tensão destes dispositivos levando em conta efeitos que foram desprezados em trabalhos anteriores, **com a finalidade de disponibilizar ferramentas computacionais eficientes que permitam o projeto de dispositivos com desempenho otimizado.**

1. Introdução
- 2. Transistores de Alta Mobilidade Eletrônica**
3. Estruturas de barreira Schottky convencional
4. Estruturas de barreira Schottky de dimensionalidade reduzida
5. Modelo da característica C-V de dispositivos de barreira Schottky heterodimensional
6. Mecanismos de transporte de corrente: conceitos básicos
7. Modelo da característica I-V de dispositivos de barreira Schottky heterodimensional
8. Conclusões

Transistores de Alta Mobilidade Eletrônica - HEMT

- HEMT = efeito de campo + dopagem modulada
- O dispositivo é também conhecido como MODFET, SDHT, TEGFET, HFET

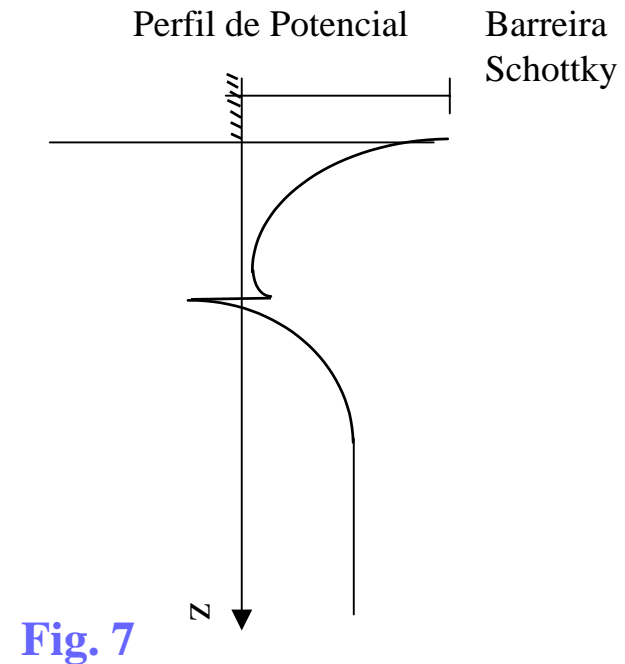
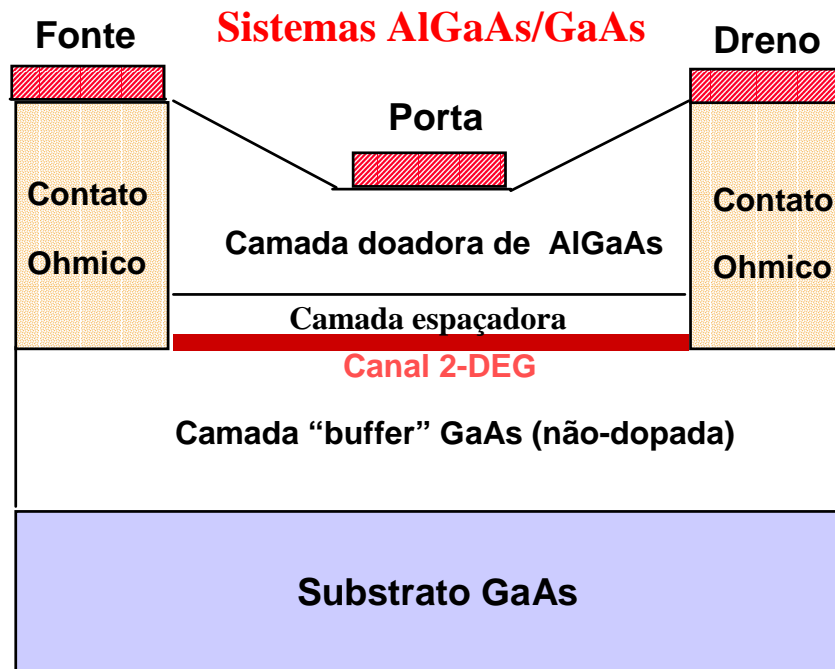
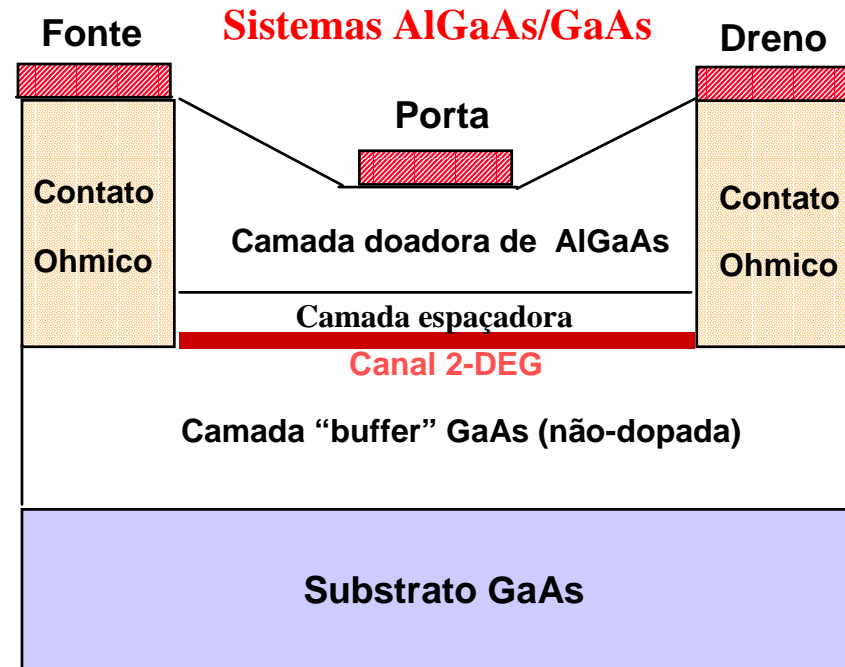


Fig. 7

- Na interface AlGaAs/GaAs surge uma descontinuidade na banda de condução. Devido à dopagem modulada, ocorre uma transferência de carga que produz um encurvamento na banda de condução, formando um poço quântico, o canal 2DEG, uma região com alta concentração de elétrons, chamada camada de inversão.

HEMT

A concentração de elétrons na interface AlGaAs/GaAs pode ser modulada através da aplicação de um potencial externo na barreira Schottky, no eletrodo de porta, de modo que uma corrente flui ao longo do canal quando uma tensão positiva é aplicada no contato ôhmico de dreno.



O dispositivo é basicamente um resistor controlado por tensão, cuja condutividade pode ser alterada através da aplicação de um potencial externo.

Para investigarmos as propriedades elétricas destes dispositivos discutimos:

- **solução analítica**, mais simples, porém bastante útil, e
- **solução numérica**, mais exata, necessária para superar algumas limitações do modelo analítico.

Descrição da formulação analítica

O formalismo analítico para solução deste problema foi desenvolvido pela primeira vez em 1982 por Delagebeaudeuf e Linh.

APROXIMAÇÕES:

- Na **aproximação da massa efetiva** o movimento do elétron é quantizado na direção perpendicular à heterointerface e deve satisfazer a equação de Schrödinger

$$\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2 \phi_i(z)}{dz^2} + [E_i - qV(z)] \phi_i(z) = 0 \quad (1)$$

- A **aproximação de ionização total** dos doadores na região de depleção da camada AlGaAs, que supõe a interpenetração das duas regiões de depleção, na barreira Schottky e na heterointerface

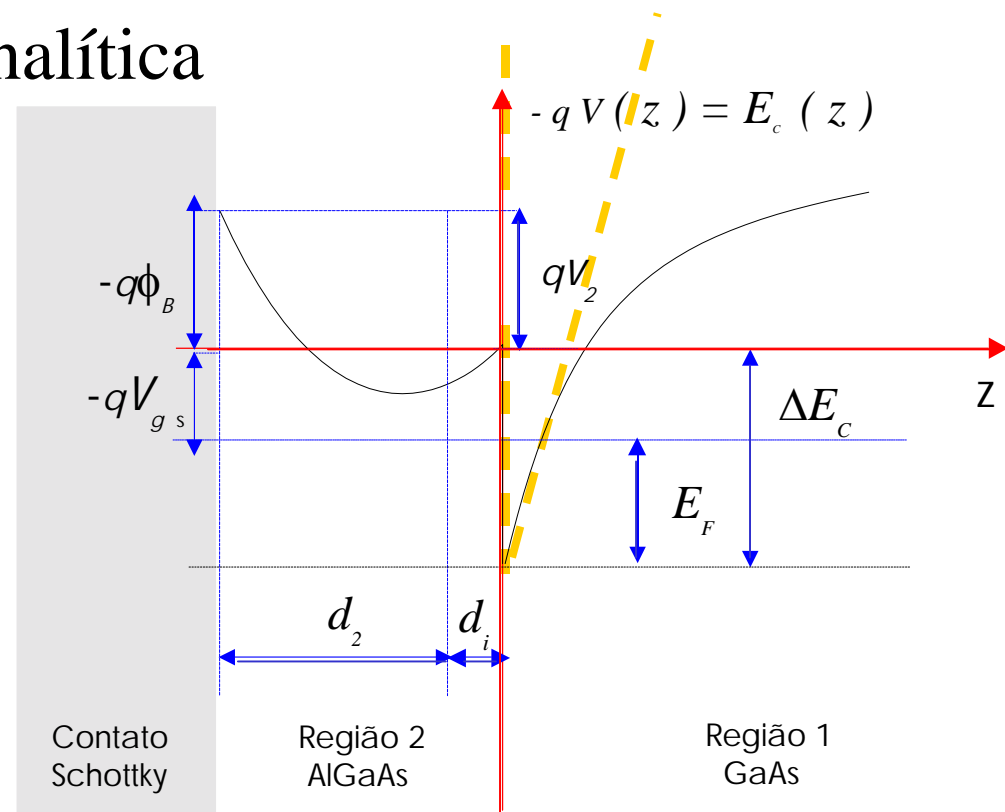


Fig. 8

- A **aproximação do poço triangular** na camada GaAs permite a solução analítica da equação de Schrödinger, supondo que o campo elétrico seja constante na vizinhança da interface

Solução analítica

Relação de Controle de Cargas:

$$n_s = \frac{\varepsilon_1 (V_{gs} - V_{off})}{q [(d_i + d_2) + \Delta d]} \quad (2)$$

Capacitância de porta

$$C_{gs} = \frac{ZL_g \varepsilon_1}{[(d_i + d_2) + \Delta d]} \quad (3)$$

Transcondutância

$$g_m = \frac{C_{gs} v_s}{L_g} \quad (4)$$

- O resultado fornece um valor constante tanto para a capacitância como para a transcondutância, o que não é confirmado pelos resultados experimentais

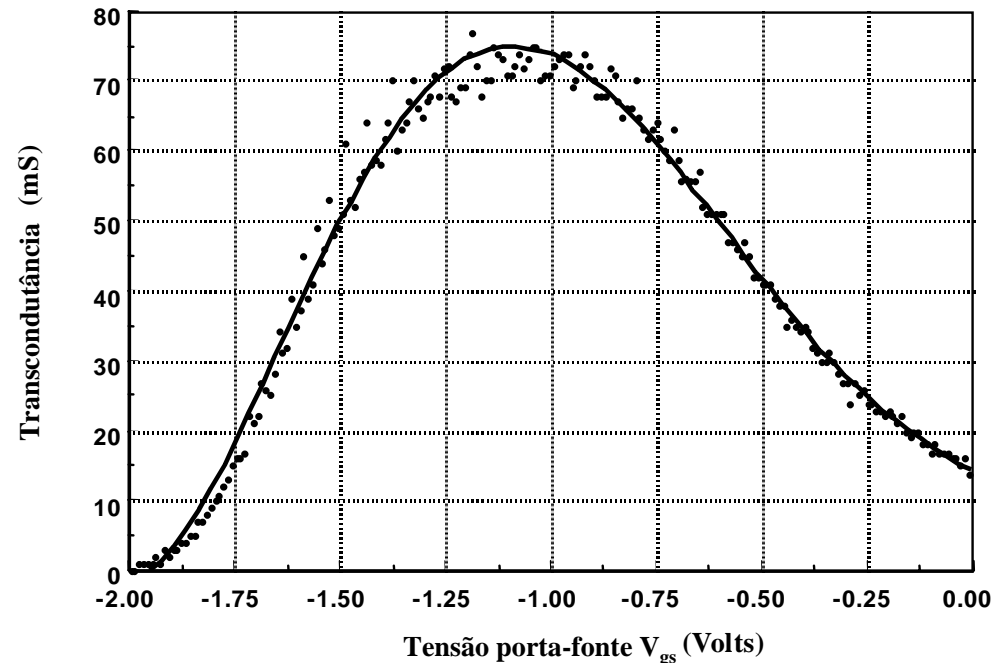


Fig. 9

- Em virtude das limitações do modelo analítico e da necessidade de otimização de transistores de alto desempenho, simulações numéricas devem ser desenvolvidas a fim de superar estas dificuldades e disponibilizar modelos mais exatos.

Descrição da formulação numérica

Uma solução mais exata para o cálculo da densidade de portadores no canal condutor pode ser obtida numericamente, através da solução auto-consistente das equações de Schrödinger

$$H\phi_i(z) = E_i \phi_i(z) \quad (5)$$

e da equação de Poisson

$$\frac{d}{dz} \left(\epsilon_o \kappa(z) \frac{d}{dz} \right) V(z) = -q [N_d^+(z) - N_a^- - n(z)] \quad (6)$$

Neste formalismo, o Hamiltoniano

$$H = -\frac{\hbar^2}{2a(z)} \frac{d [a(z)]^2}{dz} \frac{d}{dz} \frac{1}{a(z)} + qV_{ef}(z) \quad (7)$$

é escrito em termos do operador energia cinética sugerido por Einevoll* e o operador potencial efetivo

$$q V_{ef}(z) = \Delta E_c(z) - q V(z) \quad (8)$$

Vantagem do método numérico: o mesmo formalismo pode ser usado para qualquer outro sistema de interesse

* G. T. Einevoll, P. C. Hemmer, J. Thomsen, Phys. Rev. B 42, 6, 3485, Agosto (1990)

Fluxograma

O cálculo **auto-consistente** das equações de Schrödinger e Poisson pode ser resumido no fluxograma mostrado na Fig. (10).

x	Concentração de Al no AlGaAs	0.26
d ₂	Espessura do AlGaAs dopado (Å)	550
d _i	Espessura do AlGaAs não-dopado (Å)	75
d ₁	Espessura do GaAs não-dopado (μm)	1
N _d	Doadores (10 ¹⁸ cm ⁻³)	1,3

Tabela 1

Seguindo o procedimento numérico apresentado, e de posse das condições de contorno do problema, e de alguns parâmetros importantes, como por exemplo, os mostrados na **Tabela 1**, pode-se encontrar a **relação de controle de carga** do dispositivo

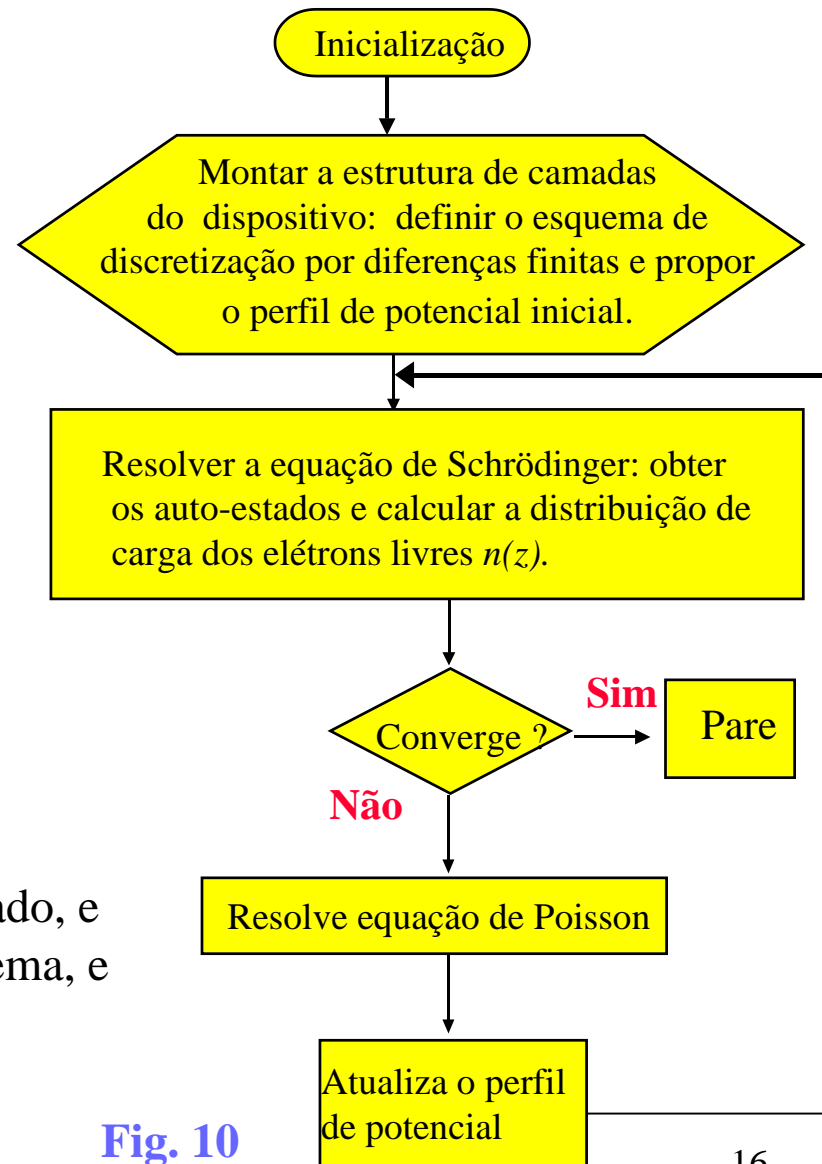


Fig. 10

Relação de controle de carga

Analisando-se o resultado mostrado na Fig.(11), para a **relação de controle de carga** do dispositivo em estudo, pode-se perceber que há um intervalo de tensões de porta em que todos os elétrons estão no canal GaAs, onde verifica-se uma dependência linear da **densidade de elétrons livres** com a **tensão de porta**. Este resultado foi previsto anteriormente pela solução analítica.

É interessante observar que, para tensões menores que -1.8 V, a concentração de portadores na camada AlGaAs é desprezível, porém, à medida que esta tensão vai aumentando, a densidade de elétrons livres no canal satura, provocando, em contrapartida, um aumento no número de elétrons do lado AlGaAs da heterojunção, neutralizando os doadores que estavam ionizados.

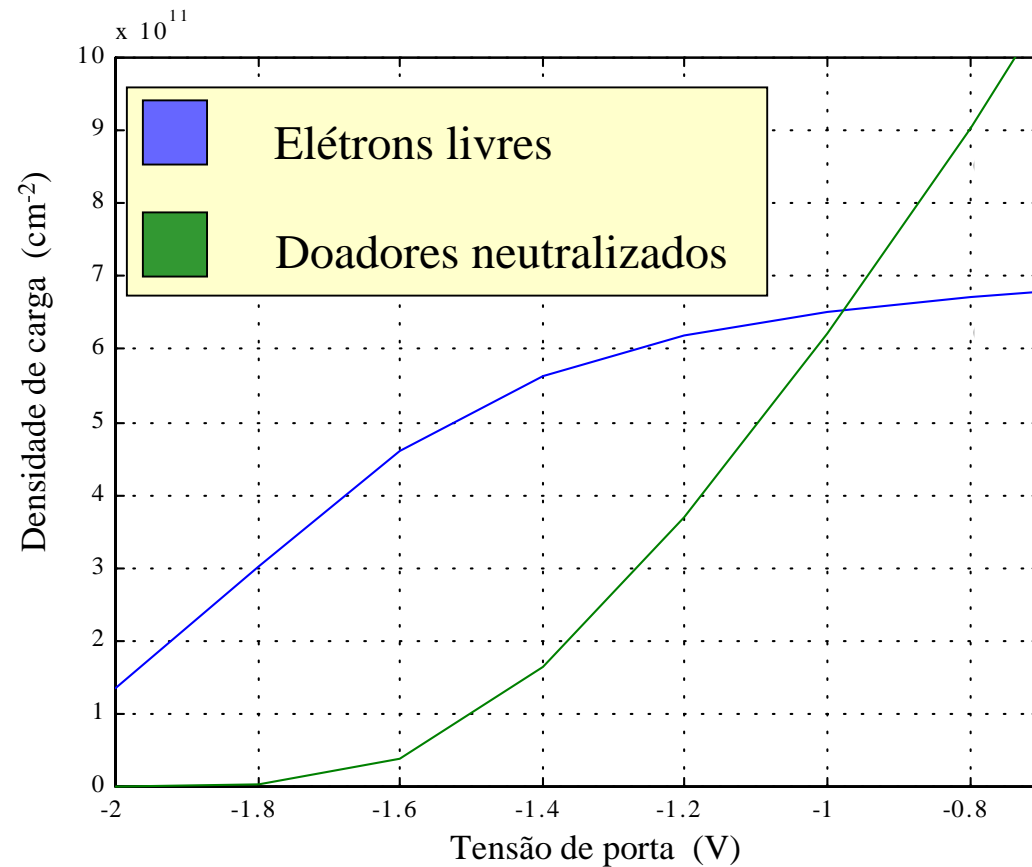


Fig. 11

Componentes da capacitância de porta à 300 K

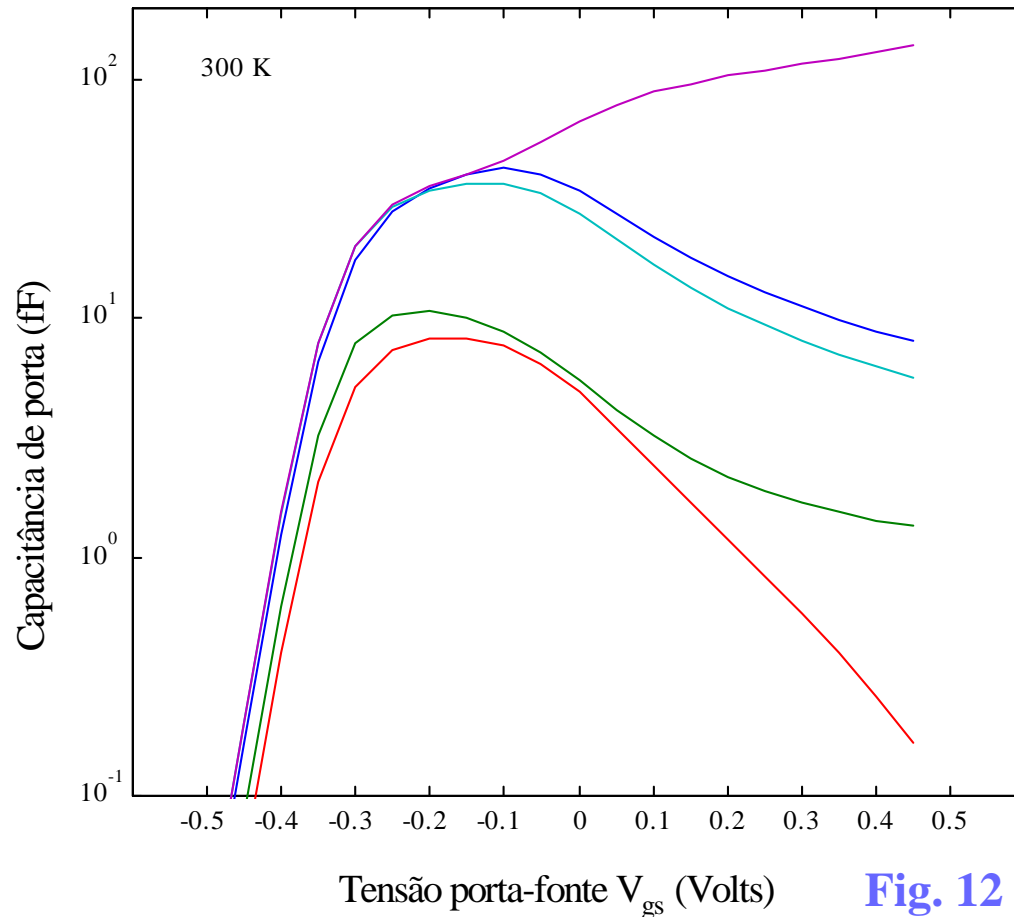
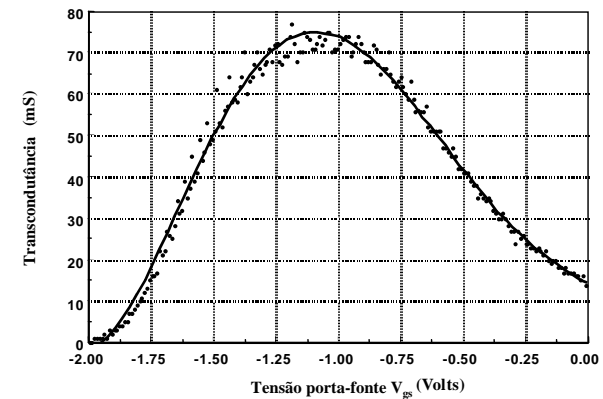


Fig. 12

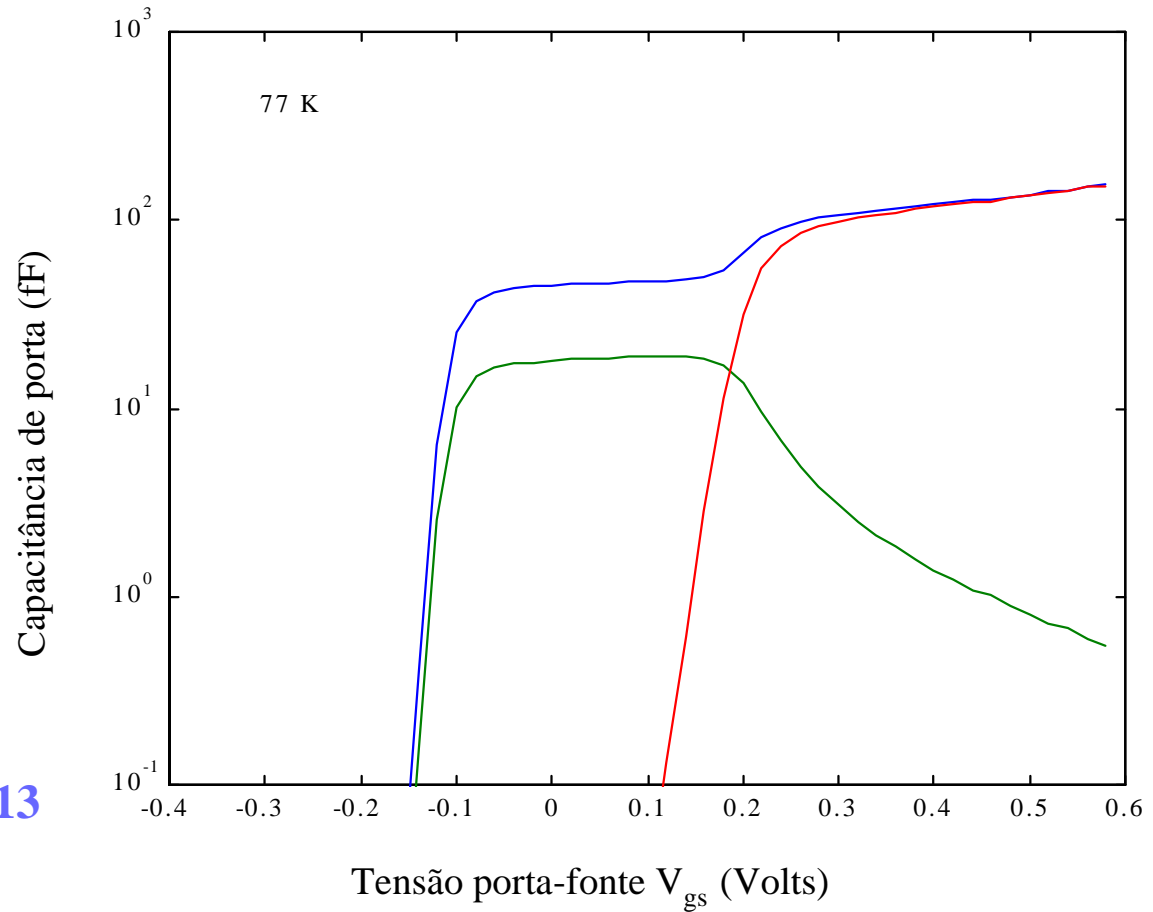
De fato, uma vez que somente os elétrons livres são relevantes para o transporte de corrente, apenas eles estão relacionados com a transcondutância, explicando o resultado experimental obtido.

- Capacitância total
- Capacitância devida aos elétrons livres
- Contribuição da primeira sub-banda
- Contribuição da segunda sub-banda
- Contribuição da terceira sub-banda



Componentes da capacitância de porta à 77 K

- Capacitância total
- Capacitância devida aos elétrons livres
- Capacitância devida aos doadores não-ionizados



É interessante observar que, para 77 K, é distintamente visível o intervalo de tensões de polarização em que a capacitância é independente de V_{gs} , como prevê o modelo analítico.

1. Introdução
2. Transistores de Alta Mobilidade Eletrônica
- 3. Estruturas de barreira Schottky convencional**
4. Estruturas de barreira Schottky de dimensionalidade reduzida
5. Modelo da Característica C-V de Dispositivos de Barreira Schottky Heterodimensional
6. Mecanismos de transporte de corrente: conceitos básicos
7. Modelo da Característica I-V de Dispositivos de Barreira Schottky Heterodimensional
8. Conclusões

Contato metal-semicondutor

Diagrama de banda de condução de um metal e um semicondutor tipo-n em contato, no caso ideal, em equilíbrio, sem considerar estados superficiais.

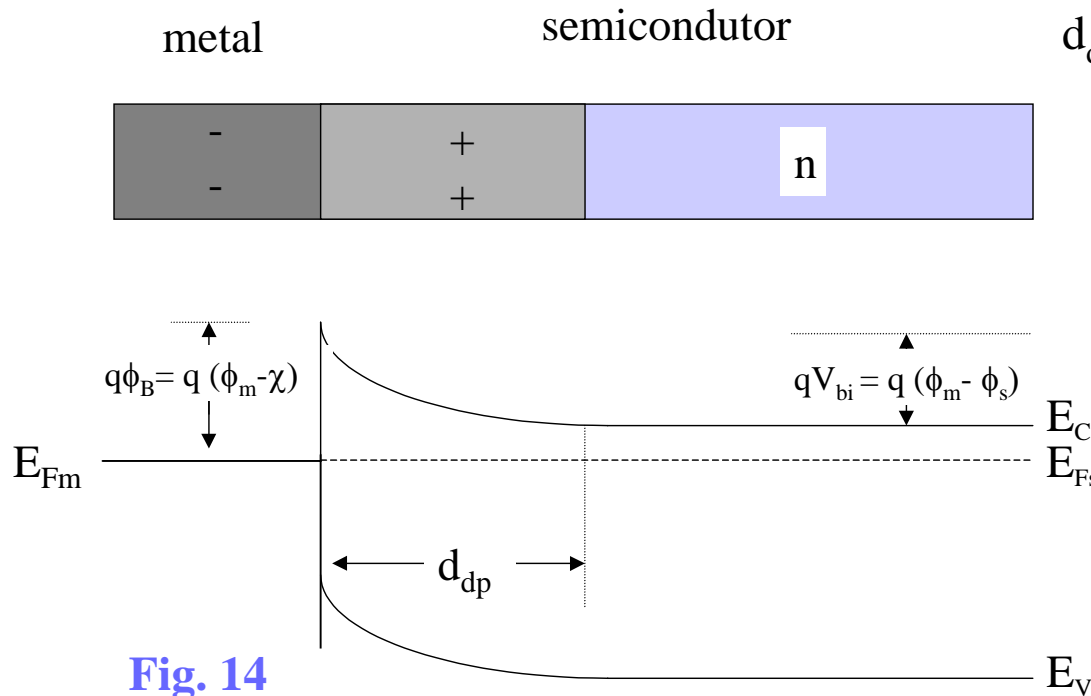


Fig. 14

O metal é considerado um condutor ideal, logo nenhum encurvamento é verificado no lado do metal, e elétrons são transferidos do semicondutor para o metal, a fim de alinhar os níveis de Fermi de ambos os materiais, deixando doadores ionizados no semicondutor

d_{dp} é a largura da região de depleção, formada devido à presença de doadores fixos ionizados no lado do semicondutor

O potencial eletrostático devido à carga espacial é dada por

$$V(x) = \frac{qN_d \left(d_{dp} x - \frac{1}{2} x^2 \right)}{\epsilon} \quad (9)$$

e é obtida de forma análoga ao que fazemos quando estudamos junções p-n, com p intensamente dopado.

1. Introdução
2. Transistores de Alta Mobilidade Eletrônica
3. Estruturas de barreira Schottky convencional
- 4. Estruturas de barreira Schottky de dimensionalidade reduzida**
5. Modelo da Característica C-V de Dispositivos de Barreira Schottky Heterodimensional
6. Mecanismos de transporte de corrente: conceitos básicos
7. Modelo da Característica I-V de Dispositivos de Barreira Schottky Heterodimensional
8. Conclusões

Metal-semiconductor-metal heterodimensional - HMSM

Uma célula de uma estrutura **HMSM** pode ser obtida substituindo, em uma estrutura tipo HEMT, pelo menos um dos contatos ôhmicos por um contato Schottky e retirando-se o contato Schottky de porta.

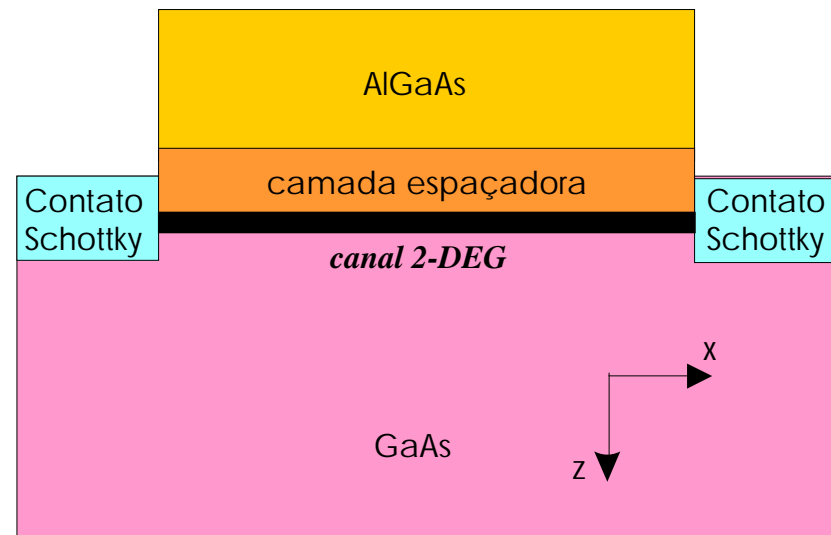


Fig. 15

Nesta tese, o tratamento adotado para a determinação das características capacitância-tensão e corrente-tensão dos HMSM requer uma aproximação confiável para o perfil de potencial de um contato metal-2DEG.

Sendo assim, utilizamos o trabalho de Petrosyan e Shik, de 1989, revisto à seguir.

Formalismo de Petrosyan

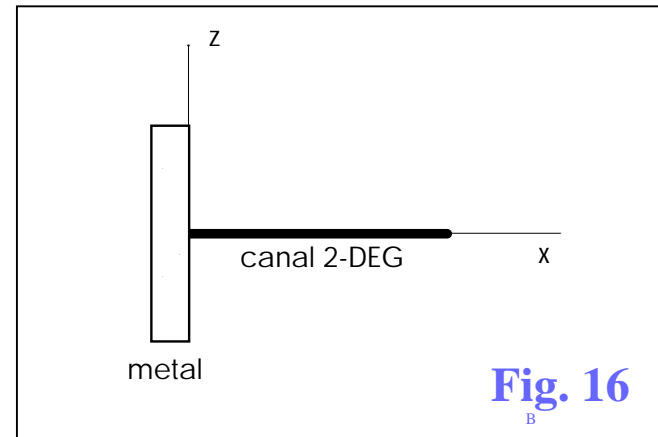
O formalismo de Petrosyan para encontrar o perfil de potencial para o caso do contato **3D-2D**, baseia-se na solução da equação de Laplace

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \Phi(x, z) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \Phi(x, z) = 0 \quad (10)$$

Considerando duas situações possíveis:

1. quando há o contato direto entre o metal e o gás 2DEG;
2. quando há a formação de uma região de depleção, separando o metal e o gás de elétrons.

1. Caso:



Condições de contorno:

$$\left\{ \begin{array}{l} V(0, z) = -V \\ \frac{\partial V}{\partial z}(x, 0) = \frac{q}{2\varepsilon} n_{so} V(x, 0) \end{array} \right.$$

Após um laborioso tratamento matemático

$$V(x, 0) = -\frac{V}{2\pi^2} \left[ci\left(\frac{2x}{a_B}\right) \sin\left(\frac{2x}{a_B}\right) - si\left(\frac{2x}{a_B}\right) \cos\left(\frac{2x}{a_B}\right) \right]$$

(11)

Formalismo de Petrosyan

O segundo caso de interesse é aquele no qual o metal é separado do canal 2-DEG por uma região de depleção. Formam-se duas regiões distintas, a região de depleção, com ausência de elétrons livres, e uma segunda região, em que a densidade de elétrons livres cresce gradativamente até atingir seu valor de equilíbrio n_{so} .

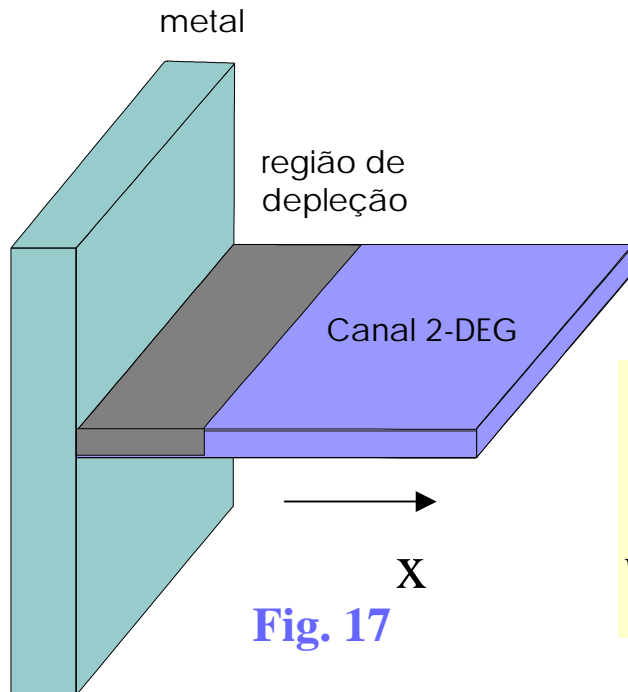


Fig. 17

A solução do problema é mais complexa, as condições de contorno mudam com a formação da região de depleção.

$$\left\{ \begin{array}{l} V(0,z) = -V \\ \frac{\partial V}{\partial z}(x,0) = -\frac{q}{2\epsilon} n_{so} \quad x < d_{dp} \\ \frac{q}{2\epsilon} n_{so} - \frac{qV(x,0)}{E_F} \quad x > d_{dp} \end{array} \right.$$

Dada a complexidade do problema, Petrosyan julgou conveniente resolver a equação de Laplace através da técnica de mapeamento conforme, e obteve um perfil de potencial dado pela Eq. (12).

$$V(x,0) = \frac{1}{2} \frac{qn_{so} \left[x \ln \left(\frac{d_{dp} + \sqrt{d_{dp}^2 - x^2}}{d_{dp} - \sqrt{d_{dp}^2 - x^2}} \right) + 2d_{dp} \arcsin \left(\frac{x}{d_{dp}} \right) \right]}{\pi \cdot \epsilon}$$

Extensão de Gelmont

Por outro lado, Gelmont sugere que o potencial obtido por Petrosyan fornece aproximadamente os mesmos resultados que os obtidos empregando-se o perfil parabólico

$$V(x) = \frac{qN_d \left(d_{dp} x - \frac{1}{2} x^2 \right)}{\epsilon} \quad (13)$$

para o caso do contato metal-semicondutor 3D, desde que a região de depleção seja devidamente substituída por

$$d_{dp} = 2\epsilon \cdot (V_{bi} - V_t) / qn_{so} \quad (14)$$

e a densidade de dopagem assuma um valor conveniente de valor efetivo, dado

$$N_d = N_{ef} = n_{so} / d_{dp} \quad (15)$$

O potencial unidimensional obtido através de (13), (14) e (15) estabelece uma equivalência com o potencial obtido por Petrosyan. O resultado sugerido por Gelmont será empregado no desenvolvimento dos modelos C-V e I-V dos contatos Schottky heterodimensionais.

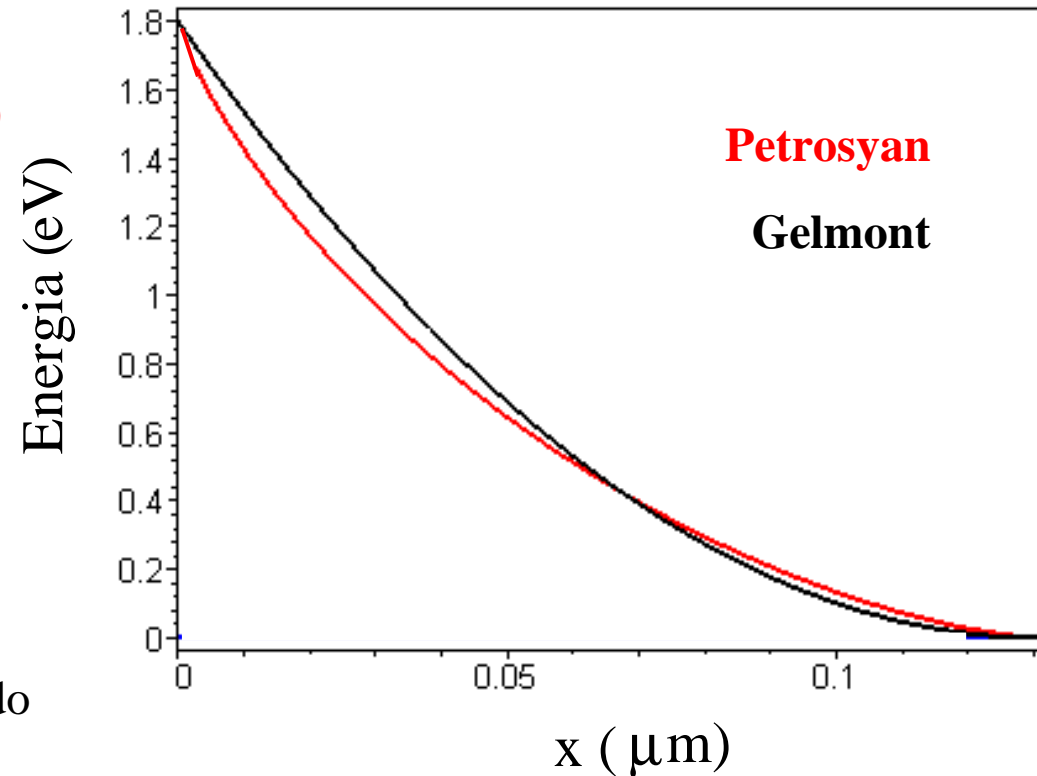


Fig. 18

1. Introdução
2. Transistores de Alta Mobilidade Eletrônica
3. Estruturas de barreira Schottky convencional
4. Estruturas de barreira Schottky de dimensionalidade reduzida
- 5. Modelo da Característica C-V de Dispositivos de Barreira Schottky Heterodimensional**
6. Mecanismos de transporte de corrente: conceitos básicos
7. Modelo da Característica I-V de Dispositivos de Barreira Schottky Heterodimensional
8. Conclusões

Descrição da técnica empregada para o cálculo da capacitância

O cálculo da capacitância de um dispositivo MSM heterodimensional, deve levar em conta a natureza bidimensional do problema.

aproximação de canal gradual – *gradual channel approximation (GCA)*, a qual consiste, em nosso caso, em transformar o problema originalmente bidimensional em N problemas unidimensionais.

Reduzimos o problema original na execução de duas etapas:

1ª. Etapa: obtenção da **relação de controle de carga**, como se faz para o HEMT, na direção (**z**) ;

2ª. Etapa: inclusão do **perfil de potencial** ao longo do canal, na direção (**x**), através do resultado obtido para o perfil de potencial no contato metal-2DEG.

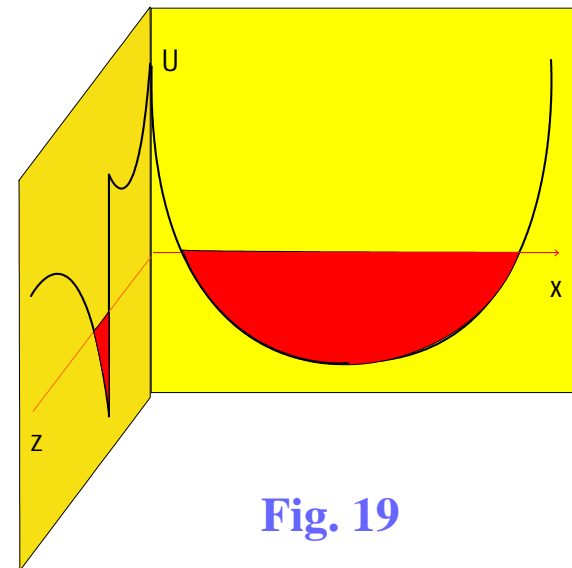


Fig. 19

Descrição da técnica empregada para o cálculo da capacitância



Na **1a. Etapa**, a solução do problema unidimensional na direção (**z**) de crescimento epitaxial fornece a relação de controle de carga entre a densidade de portadores n_s no canal **2DEG** e a tensão de porta aplicada V_{gs} , como mostrada na Fig. (22-a).

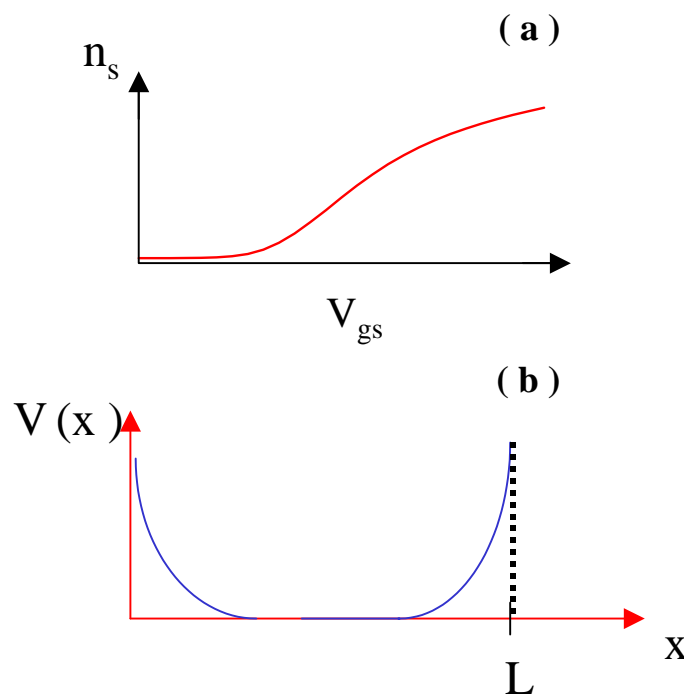


Fig. 20

A partir do comportamento obtido para a relação entre a densidade de portadores n_s e a tensão V_{gs} podemos escrever

$$n_s = f(V_{gs}) \quad (16)$$

A **2a. Etapa**, consiste em incluir a componente longitudinal de campo elétrico, com perfil de potencial $V(x)$, de modo análogo ao que se faz na aproximação **GCA**, levando a uma densidade de portadores na forma

$$n_s(x) = f(V_{gs} - V(x)). \quad (17)$$

Descrição da técnica empregada para o cálculo da capacitância

- Para uma dada **tensão de terminal V_T** aplicada a um dos contatos, o canal é inicialmente dividido em várias fatias de largura **dx** .
- A densidade de carga de cada fatia é calculada resolvendo-se o problema unidimensional de Schrödinger e Poisson na direção de crescimento, considerando o potencial efetivo dado por $V_s' = V_s - V(x_i)$, onde V_s é o potencial de superfície no AlGaAs na ausência de um contato Schottky de porta.
- Para uma dada tensão V_T , calcula-se a densidade de carga total do dispositivo a partir da soma da densidade de carga de cada fatia.
- Calcula-se a capacitância dos portadores livres C_{livre} através de um procedimento quasi-estático, calculando a variação de carga total por uma pequena variação de tensão V_T .

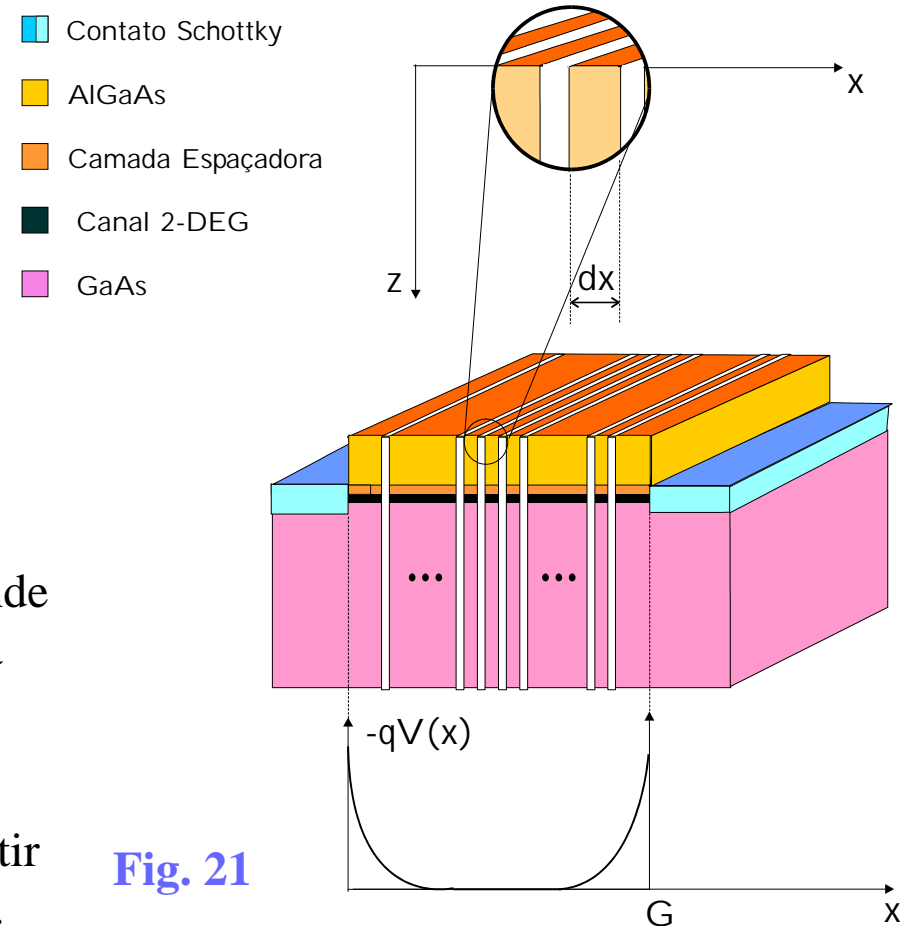


Fig. 21

A capacitância total é encontrada

$$C_T = C_{livre} + C_{geom} \quad (21)$$

Resultados

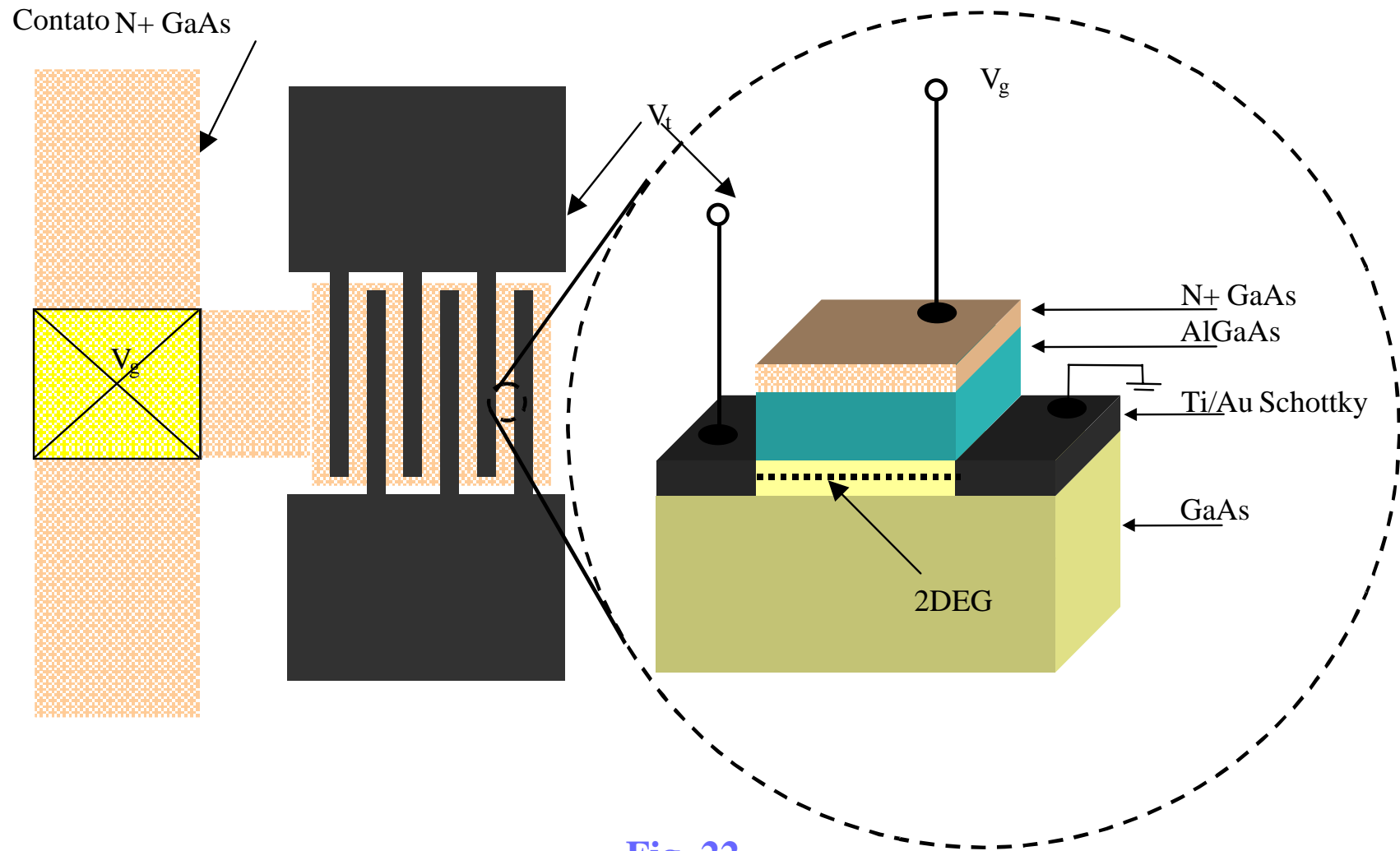
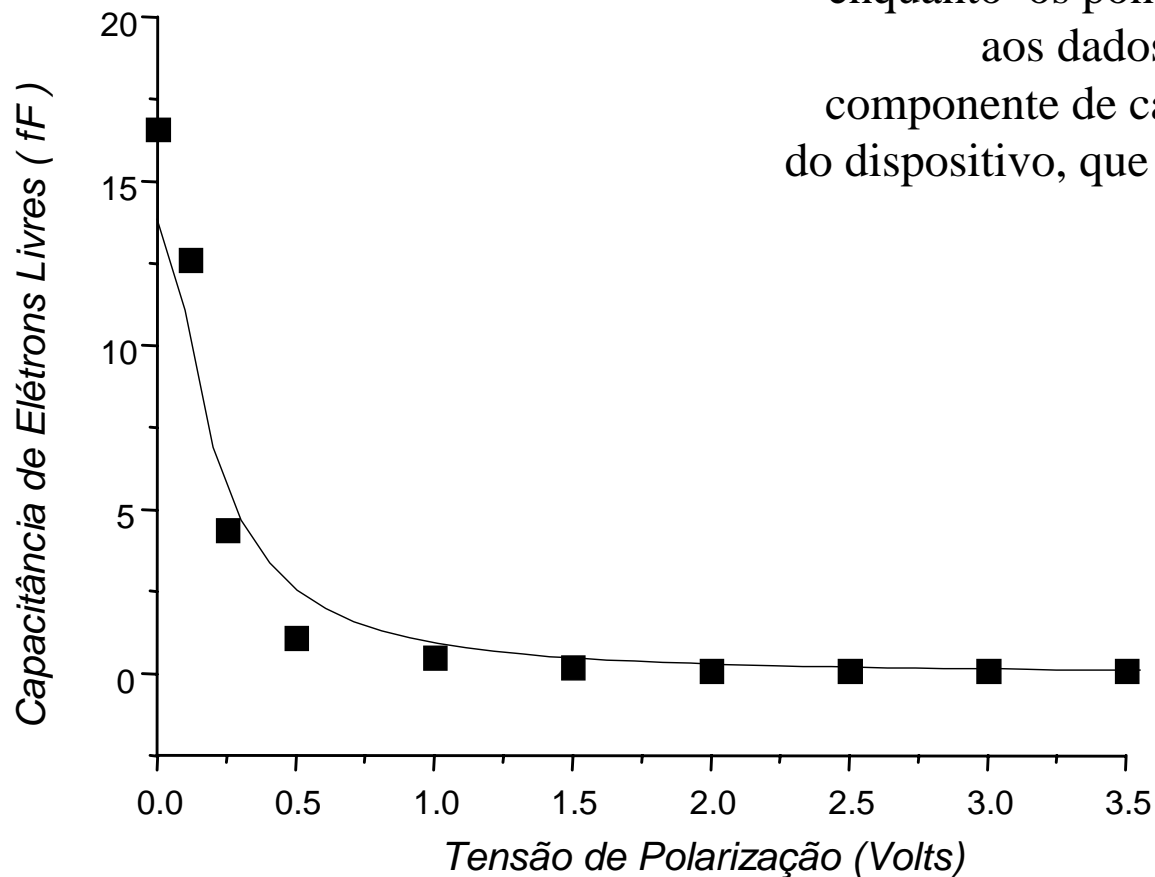


Fig. 22

Característica Capacitância-Tensão

Nosso modelo produz essencialmente a mesma dependência funcional daquela obtida experimentalmente pelo grupo do prof. Nabet. A curva sólida na Fig. (23) representa a componente de capacitância devida aos elétrons livres, apresentando um valor máximo de poucas dezenas de fF na ausência de tensão de polarização,

enquanto os pontos, nesta figura correspondem aos dados experimentais, não incluída a componente de capacitância devida a geometria do dispositivo, que no caso é em torno de $300 fF$.



Em contrapartida, para um dispositivo convencional de mesma área e de mesma densidade de dopagem de doadores N_d , o valor da capacitância, sem levar em conta a componente geométrica, atinge valores da ordem de pF .

Fig. 23

1. Introdução
2. Transistores de Alta Mobilidade Eletrônica
3. Estruturas de barreira Schottky convencional
4. Estruturas de barreira Schottky de dimensionalidade reduzida
5. Modelo da Característica C-V de Dispositivos de Barreira Schottky Heterodimensional
- 6. Mecanismos de transporte de corrente: conceitos básicos**
7. Modelo da Característica I-V de Dispositivos de Barreira Schottky Heterodimensional
8. Conclusões

Mecanismos de transporte de corrente

O mecanismo de fluxo de corrente mais importante presente nas junções metal-semicondutor é a **emissão termoiônica**, que corresponde ao fluxo de elétrons passando sobre o topo da barreira de potencial, do semicondutor para o metal, e do metal para o semicondutor.

Devemos ainda considerar que, sob certas circunstâncias, de dopagem e temperatura, é possível que elétrons com energias menores do que a energia do topo da barreira, sejam capazes de penetrar a barreira e contribuir para o fluxo de corrente líquida observada. Isto em geral ocorre, quando a densidade de doadores no semicondutor torna-se muito grande, resultando numa curvatura de banda mais acentuada, produzindo uma barreira muito fina, a qual permite que elétrons passem através dela pelo **fenômeno de tunelamento quântico**.

Processos de **emissão de campo** e **emissão de campo-termoiônico**

No caso de um semiconductor intensamente dopado que se encontra sujeito à baixas temperaturas, a corrente por polarização direta surge, não mais predominantemente pelo processo de emissão termoiônica, mas sim pelo tunelamento de elétrons com energias em torno da energia do nível de Fermi do semiconductor. Este processo é conhecido como **emissão de campo**.

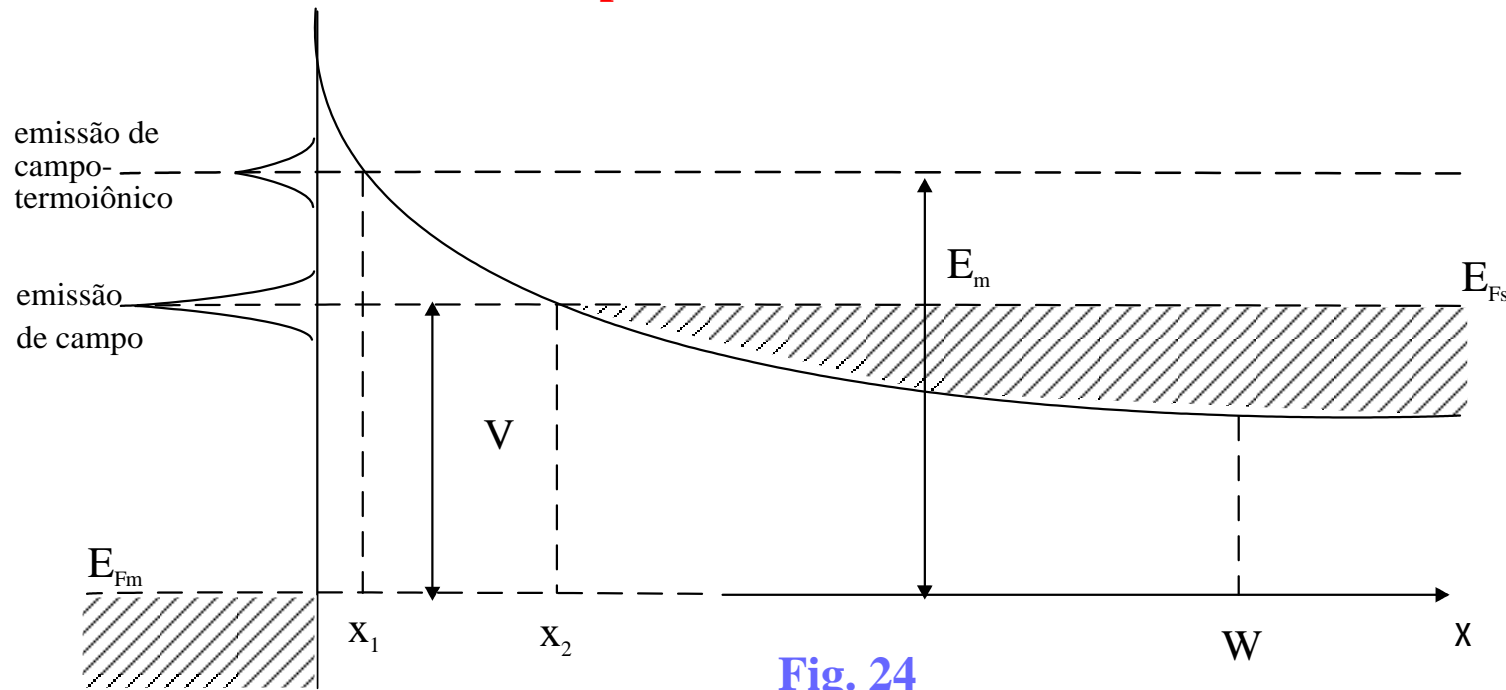
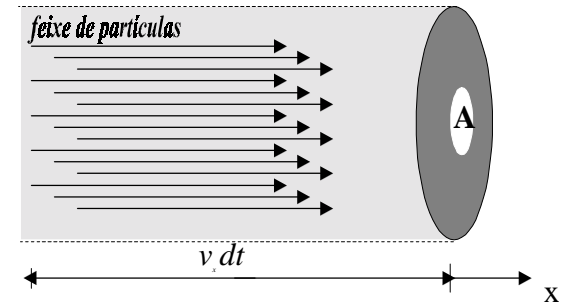


Fig. 24

Se a temperatura não for tão baixa, elétrons podem ser excitados para níveis de energia mais altos. Este processo é chamado de **emissão de campo-termoiônico**. Nesta situação, a probabilidade de tunelamento pode aumentar muito rapidamente.

Cálculo da densidade de corrente



O fluxo de corrente do semiconductor para o metal pode ser obtido através do produto

$$J_{sm} = q \int T(E_x) [1 - f_m(E)] dn \quad (19)$$

q : a carga

$T(E_x)$: a probabilidade do elétron ultrapassar a barreira de potencial

$[1 - f_m(E)]$: a probabilidade de não-ocupação no metal

dn : a taxa de elétrons incidentes por unidade de área e unidade de tempo

$$dn = \frac{1}{A} \frac{dN}{dt} = \frac{4m^* \pi}{h^3} [f(E_x + E_{\perp}) dE_{\perp}] dE_x \quad (20)$$

N : o número de partículas com velocidade v_x atravessando uma seção reta transversal de área A num intervalo de tempo dt .

Cálculo da densidade de corrente

Aproximação: conservação do momento lateral e da energia total

Em se tratando de massas efetivas isotrópicas, para o cálculo da densidade de corrente líquida, de acordo com trabalhos anteriores *, vamos considerar que a massa efetiva do semicondutor domina o fluxo de corrente, de modo que obtemos assim a densidade de corrente total para as barreiras Schottky metal-semicondutor.

$$J = J_{sm} - J_{ms}$$
$$J = \frac{4m^* q \pi}{h^3} \int [f(E - qV) - f(E)] \left[\int_0^E T(E - E_{\perp}) dE_{\perp} \right] dE \quad (21)$$

* R. Stratton, "Theory of field emission from semiconductors", Phys. Rev. **125**, 67 (1962).

C. R. Crowell, "Richardson constant and tunneling effective mass for thermionic and thermionic-field emission in Schottky barrier diodes", Solid State Electron. **12**, 55 (1969).

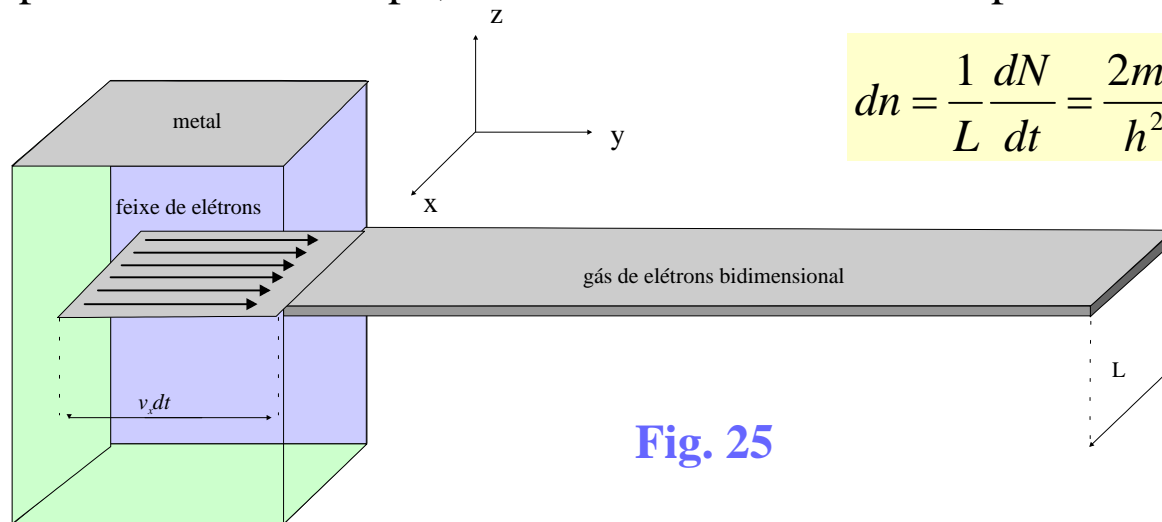
A.A. Grinberg, "Thermionic emission in heterosystems with different effective electronic masses", Phys. Rev. **B33**, 7256 (1986).

1. Introdução
2. Transistores de Alta Mobilidade Eletrônica
3. Estruturas de barreira Schottky convencional
4. Estruturas de barreira Schottky de dimensionalidade reduzida
5. Modelo da Característica C-V de Dispositivos de Barreira Schottky Heterodimensional
6. Mecanismos de transporte de corrente: conceitos básicos
- 7. Modelo da Característica I-V de Dispositivos de Barreira Schottky Heterodimensional**
8. Conclusões

Transporte de corrente em estruturas heterodimensionais

A densidade de corrente para dispositivos heterodimensionais pode ser obtida de forma análoga à realizada para diodos Schottky convencionais, adaptando o problema para a nova dimensionalidade do sistema.

Assim podemos reescrever a taxa de elétrons incidindo por unidade de comprimento e por unidade de tempo, da forma mais conveniente para o caso bidimensional



$$dn = \frac{1}{L} \frac{dN}{dt} = \frac{2m^2}{h^2} v_x dv_x dv_y f(E) \quad (22)$$

Feixe de partículas incidindo na junção metal-2DEG, ao longo do comprimento L, proveniente de uma distância $v_x dt$

Fig. 25

Como sabemos, num canal **2-DEG** o movimento dos portadores é quantizado ao longo de uma das direções, no nosso caso, a direção z, perpendicular à heterointerface entre dois materiais semicondutores. O elétron é livre nas demais direções, isto é, no plano **xy**.

Transporte de corrente em estruturas heterodimensionais

Assumindo que a população de elétrons no canal seja pequena o suficiente para que somente a primeira sub-banda esteja ocupada, a energia total do elétron com relação à banda de condução pode ser escrita como

$$E = \frac{mv_x^2}{2} + \frac{mv_y^2}{2} + E_0 \quad (23)$$

Analogamente ao que foi feito anteriormente podemos escrever a densidade de corrente J_{gm} do gás de elétrons para o metal, como

$$J_{gm} = q \int T(E_x)[1 - f_m(E)]dn \quad (24)$$

Fazendo-se uma manipulação matemática

$$J = J_{gm} - J_{mg}$$

$$J = \frac{2q\sqrt{2m^*}}{h^2} \int [f(E - qV) - f(E)] \left[\int_{E_0}^E T(E - E_{\perp} - E_0)(E_{\perp} - E_0)^{-1/2} dE_{\perp} \right] dE \quad (25)$$

Transporte de corrente em estruturas heterodimensionais

Particularizando o resultado obtido para situações em que as velocidades dos portadores incidentes são predominantemente maiores do que a velocidade mínima, correspondente à energia cinética mínima necessária para superar a barreira de potencial do lado do canal 2-DEG, a expressão para a densidade de corrente se reduz à densidade de corrente para o caso da **emissão termoiônica**

$$J = A_{2D}^* T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_0}{k_B T}\right) \exp\left(-\frac{q\phi_B}{k_B T}\right) \left[\exp\left(-\frac{qV}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad (26)$$

$$A_{2D}^* = \frac{2q}{h^2} \sqrt{2\pi m^*} k_B^{3/2}$$

sendo A_{2D} a constante de Richardson modificada. Observe que o efeito do confinamento quântico é equivalente à um aumento da altura da barreira de potencial pela quantidade E_0 .

Pode-se contrastar os resultados numéricos obtidos, utilizando a formulação completa da Eq. (25) com aqueles fornecidos pela Eq. (26).

Transporte de corrente em estruturas heterodimensionais

Observa-se que ambas as formulações são equivalentes à 300 K.

..... Formulação completa
— Formulação termoiônica

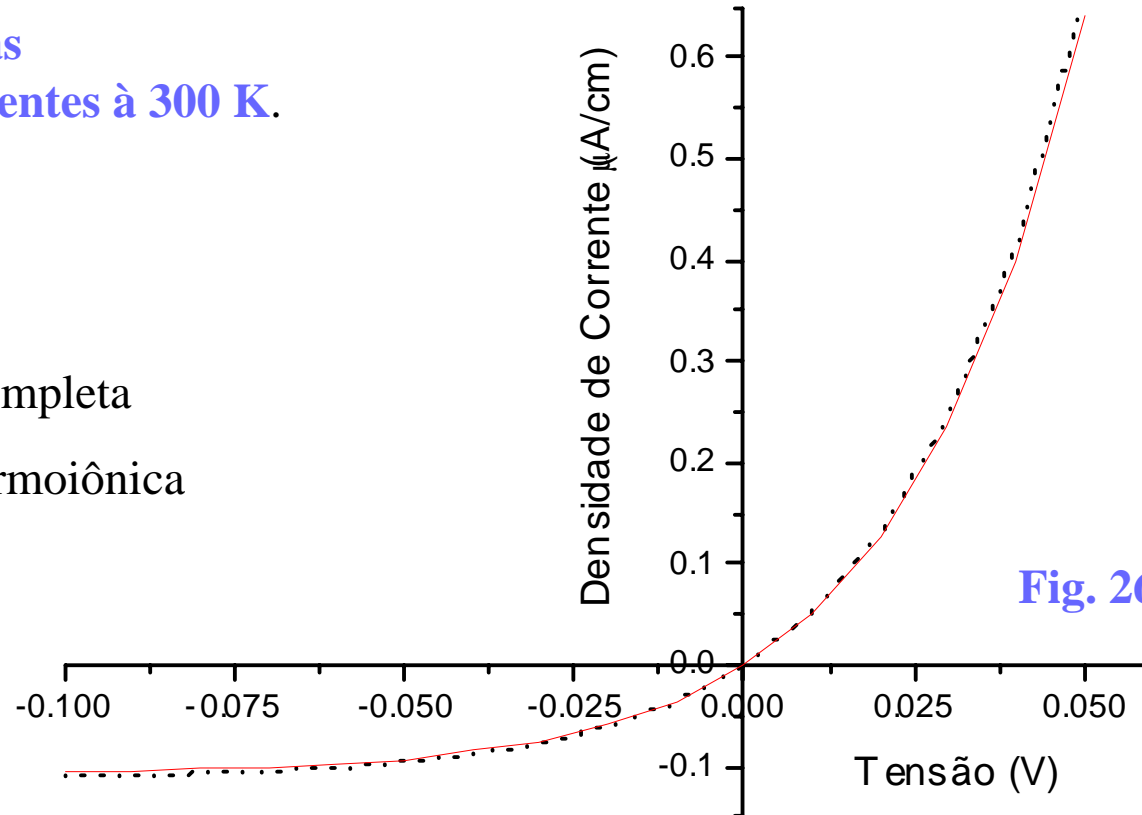


Fig. 26

Para a realização dos cálculos para a formulação completa utiliza-se:

- a aproximação **WKB** para o cálculo do coeficiente de transmissão,
- o potencial de Gelmont,
- e o cálculo auto-consistente das equações de Schrödinger e Poisson para obtenção de E_0 .

Resultados

Conhecendo-se as expressões para a densidade de corrente nos casos **3D** e **2D**, podemos obter a razão entre as correntes nos sistemas **3D** e **2D**, resultando num fator **r** dado por

A corrente fluindo no sistema **3D** é muito superior à corrente do sistema **2D**, evidenciando as vantagens do contato **3D-2D** para a faixa de parâmetros considerados.

Há uma supressão considerável na corrente através da barreira Schottky heterodimensional à medida que a densidade de dopagem N_d aumenta, evidenciando que este parâmetro desempenha um papel crucial para garantir características ótimas no dispositivo. O parâmetro d_2 é também fundamental, uma vez que, assim como N_d , determina a densidade de carga no canal 2DEG.

$$r = \frac{I_{3D}}{I_{2D}} = \frac{W}{h} \sqrt{2\pi \cdot m^* k_B T} \exp\left(\frac{E_0}{k_B T}\right) \quad (27)$$

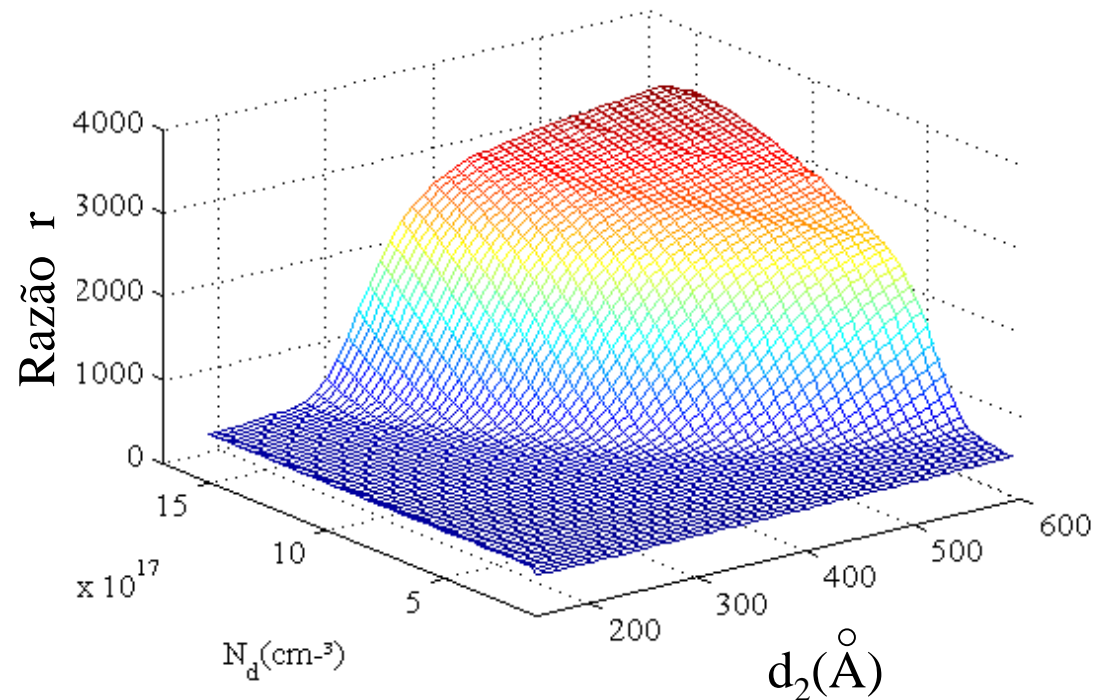


Fig. 27

Resultados

Conclusões análogas são obtidas quando analisa-se o fator **r** com a espessura da camada de AlGaAs dopada, **d₂**, e a espessura da camada espaçadora, **d₁**. Neste caso, vemos que a razão atinge valores maiores para valores menores de camada espaçadora.

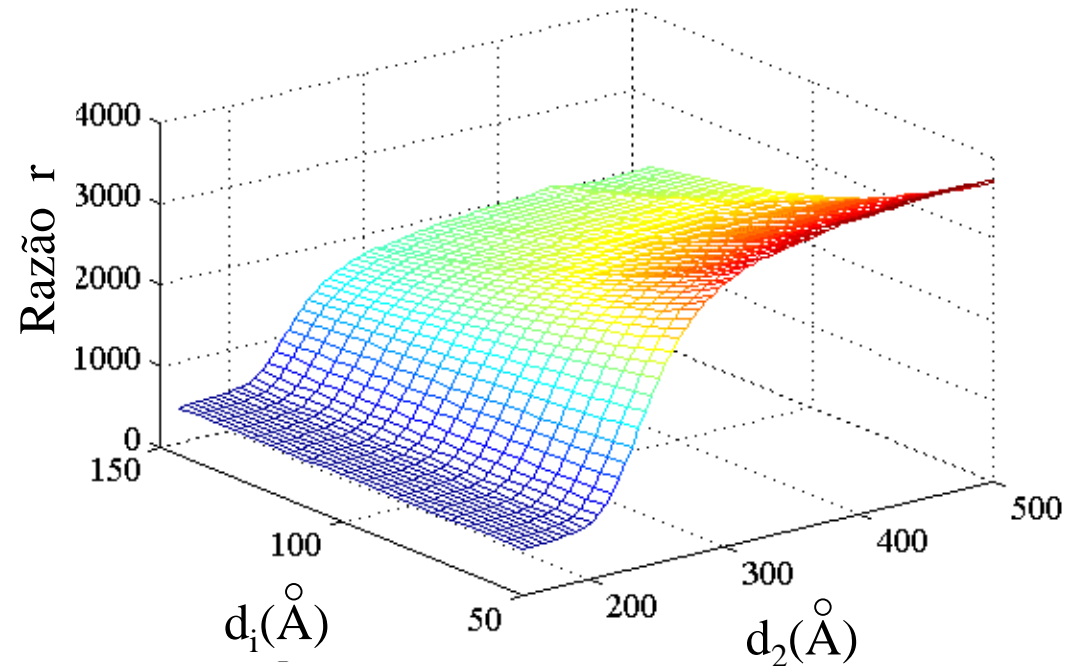


Fig. 28

Para aplicações em fotodetecção, a redução na corrente de escuro do dispositivo diminui o ruído de disparo, *shot noise*, aumentando conseqüentemente a **sensitividade do detector**.

Para todos os resultados que obtivemos até agora, vemos que há, de fato, vantagens significativas quando se emprega dispositivos heterodimensionais.

Vale à pena mencionar, todavia, que os resultados obtidos a partir das simulações realizadas, empregaram no cálculo a massa do elétron livre, tornando os resultados acima um tanto superestimados.

Resultados experimentais

Se por outro lado, a massa efetiva do elétron no semiconductor for considerada, os resultados para a razão r serão menores, como é verificado experimentalmente, em concordância com os resultados experimentais disponíveis, cedidos pelo grupo do Prof. Nabet.

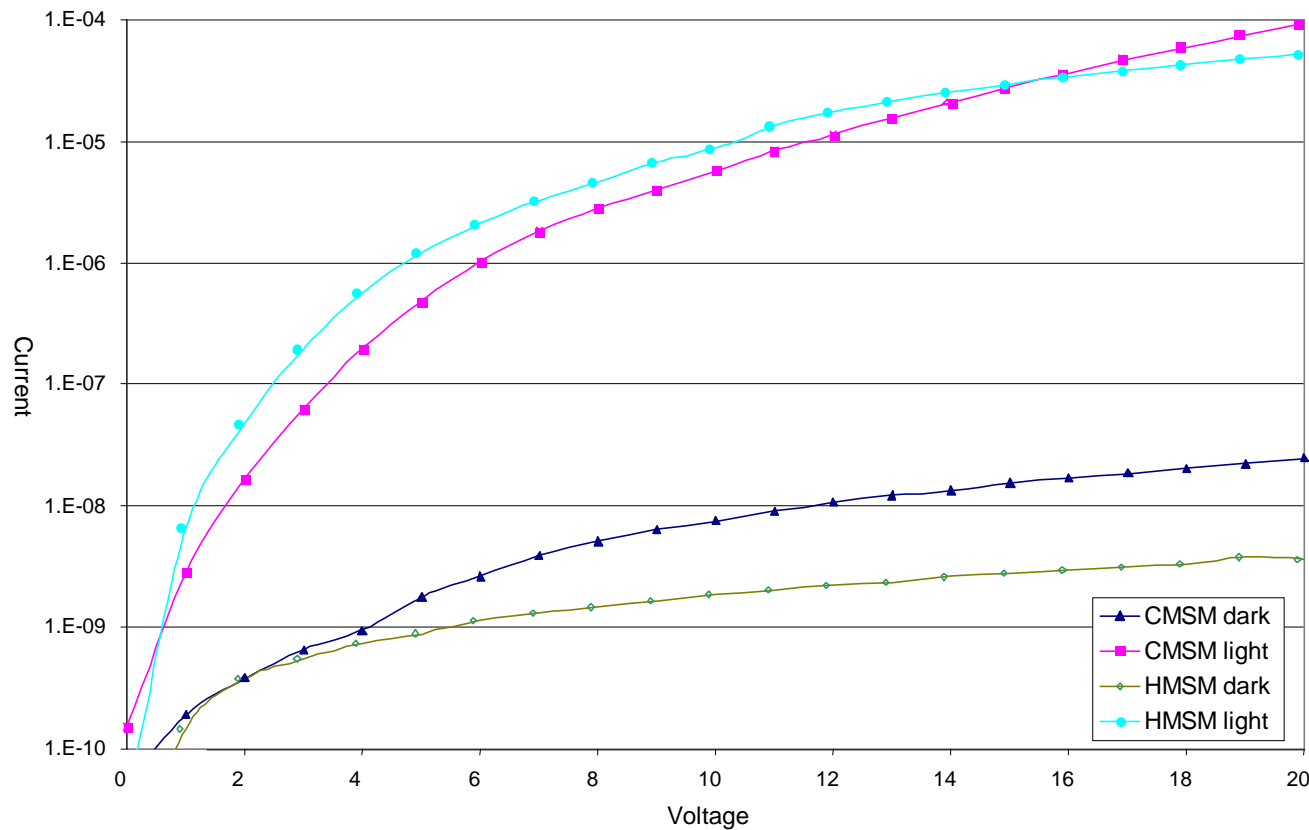


Fig. 29

Obtêm-se uma redução na corrente de escuro em torno de uma ordem de magnitude, como pode ser verificado a partir dos resultados obtidos para dois dispositivos MSM de idênticas estruturas de camadas, sendo um deles um MSM convencional (**CMSM**) e o outro um **HMSM**.

1. Introdução
2. Transistores de Alta Mobilidade Eletrônica
3. Estruturas de barreira Schottky convencional
4. Estruturas de barreira Schottky de dimensionalidade reduzida
5. Modelo da Característica C-V de Dispositivos de Barreira Schottky Heterodimensional
6. Mecanismos de transporte de corrente: conceitos básicos
7. Modelo da Característica I-V de Dispositivos de Barreira Schottky Heterodimensional
- 8. Conclusões**

- Esta tese analisou as características eletrônicas de dispositivos semicondutores baseados em contatos Schottky heterodimensionais;
- Foram discutidos o mecanismo de dopagem modulada, base de construção para os HEMTs, contrastando um formalismo analítico com um formalismo numérico, e o princípio de operação dos diodos Schottky e das estruturas MSM ditas convencionais;
- Realizou-se uma revisão da literatura sobre a modelagem de contatos Schottky Heterodimensionais;

- O embasamento descrito na parte inicial foi empregado para o desenvolvimento de um modelo quasi-bidimensional para a característica C-V de estruturas Schottky heterodimensionais. Os resultados obtidos sugerem que o modelo é uma ferramenta útil para o projeto de capacitores variáveis de alto desempenho.
- Foi desenvolvido um modelo para a característica I-V de contatos Schottky heterodimensionais, o qual buscou considerar de forma unificada, tanto os mecanismos de tunelamento como os de emissão termoiônica.
- Embora aperfeiçoamentos, levando em conta a presença de estados superficiais e/ou corrente de fuga através da camada de GaAs também sejam possíveis, nossos resultados, suportados por evidências experimentais, sugerem que, para aplicações em fotodeteção, é bastante conveniente substituir contatos Schottky convencionais pelos heterodimensionais.

Projetos Futuros:

- Empregar o modelo C-V para outros sistemas de interesse, incluindo heteroestruturas mais complexas, e utilizá-lo como ferramenta de projeto para dispositivos mais sofisticados.
- Estudar em mais detalhes o comportamento do fluxo de corrente total em função da temperatura, investigando a importância das contribuições relativas dos mecanismos de tunelamento e de emissão termoiônica.
- Incluir efeitos de iluminação nos modelos desenvolvidos.