UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA E CIÊNCIA DOS MATERIAIS

CRESCIMENTO E CARACTERIZAÇÃO
DE ESTRUTURAS ELETRÔNICAS
DE GaAs/AlGaAs PARA
APLICAÇÃO EM DISPOSITIVOS

JOSÉ CARLOS ROSSI

USP / IFQSC / SBI

8-2-001005

Tese apresentada ao Instituto de Física
e Química de São Carlos, da Universidade
de São Paulo, para obtenção do título de
Doutor em ciências, Física aplicada.

ORIENTADOR - Prof. Dr. Pierre Basmaji

- São Carlos 1993 -

SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO - IFQSC
FÍSICA

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE JOSE CARLOS ROSSI APRESENTADA AO INSTITUTO
DE FISICA E QUIMICA DE SAO CARLOS, DA UNIVERSIDADE DE SAO PAULO, EM 17/08/1993

COMISSÃO JULGADORA:

Basmaji

Prof. Dr. Pierre Basmaji

M. Degani

Prof. Dr. Marcos Henrique Degani

Jarbas Castro Neto

Prof. Dr. Jarbas Caiado de Castro Neto

Eliermes Arraes Menezes

Prof. Dr. Eliermes Arraes Menezes

José Claudio Galzerani

Prof. Dr. José Claudio Galzerani

SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO - IFQSC
FÍSICA

José Rossi

Cleomar Aiello Rossi

SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO - IFOSC
FÍSICA

AGRADECIMENTOS

Meus agradecimentos ao Dr. Pierre Basmaji, pela motivação por este trabalho, sua responsabilidade como meu orientador e pela sua pessoal amizade.

Ao Prof. Dr. Jean C. Portal, pela possibilidade de trabalho em seu laboratório no CNRS-SNCI em Grenoble na França onde foram realizadas medidas de magneto transporte.

Ao pessoal do laboratório de MBE que foram grandes companheiros, N. La Scala Junior, Carlão e Vicente.

Meu especial agradecimento ao Haroldo Arakaki pela ajuda nas correções da tese.

Ao Dr. D. I. Lubyshev, ao Dr. G. M. Gusev pelas proveitosas discussões ao longo deste trabalho.

Meus agradecimentos aos professores Dr. José C. Galzerani e Dr. Paulo S. Pizzani pela utilização dos seus laboratórios para confecção de contatos e medidas de efeito Hall.

Ao Dr. Eliermes, ao José Brás e ao Totó, todos da UNICAMP pela colaboração nas medidas de magneto transporte e litografia dos dispositivos.

Ao Dr. Tegumi Saito da escola politécnica Da USP-SP pela sua colaboração no processamento do transistor HEMT com mascara de micro-onda.

Ao Dr. Marcos Degani pelos calculos realizados nas estruturas HEMT sobre efeito de tunelamento, e sobre as discussões sobre estes sistemas.

Ao Marcelo Assunção pelo seu empenho na utilização do microscópio eletrônico.

SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO - IFOSC
FÍSICA

ABSTRACT

In the present work we describe the growth of electronic AlGaAs/GaAs semiconductor structures for application in electronic devices.

The samples were grown by molecular beam epitaxy. We present also study results realized for sample preparation and electronic microscopy analysis. The calibration of growth rates was made by RHEED (Reflection High Energy Electron Diffraction) oscillations.

In the produced samples, measurements were made of electronic transport of electrons in bi-dimensional electron gas, by Hall effect and Shubnikov de Hass for determination of electron concentration and mobility. The dopant profile was measured by C-V, and the composition of alloyed ohmic contacts was observed by x-ray fluorescence.

We describe yet the fabrication process of two dimensional electron gas field effect transistor (TEGFET). For the implementation of this device we used electronic structures of GaAs/AlGaAs (HEMT) and delta doping.

Some transistor prototypes were implemented. We present some characteristics like I-V at room temperature and liquid nitrogen temperature, resistance as function of temperature and light showing persistent photo conductivity effects.

RESUMO

O presente trabalho descreve a preparação de estruturas semicondutoras a base de AlGaAs/GaAs para a aplicações em dispositivos eletrônicos.

As amostras utilizadas foram crescidas pela técnica de epitaxia por feixe molecular (MBE Molecular Beam Epitaxy). São apresentados os resultados dos estudos realizados para a preparação de amostras, e análises de morfologia através de microscopia eletrônica de varredura SEM (Scanning Eletronic Microscopy). A calibração da máquina de crescimento efetuadas através de RHEED (Reflection High Energy Electron Difraction).

Nas amostras preparadas, foram feitas medidas de transporte eletrônico no gás bi-dimensional das estruturas, através de efeito Hall, e Shubnikov de-Haas (SdH), para determinação de concentração e mobilidade do portadores. Os perfis de concentração com a profundidade foram determinados pela técnica de capacitancia voltagem (C-V) As ligas constituintes dos contatos elétricos dos transistores implementados foram determinadas por fluorescência de raios X.

São descritos também o processo de fabricação de transistores de efeito de campo em gás bidimensional, Two Electron Gas Field Efect Transistor (TEGFET). Para a implementação destes transistores foram utilizadas amostras com dopagem planar (delta), assim como amostras de AlGaAs/GaAs no caso de High Eletron Mobility Transistor (HEMT).

Foram implementados transistores em amostras do tipo dopagem delta e estruturas uniformemente dopado (HEMT). São apresentadas as curvas características dos transistores medidas na temperatura ambiente e a nitrogênio líquido. A variação da resistividade das amostras HEMT com a temperatura e influência dos níveis profundos, nestas estruras.

SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO - IFQSC
FÍSICA

RELAÇÃO DE ABREVIACÕES

FET - Field Effect Transistor.
TEGFET - Two Electron Gas Field Effect Transistor
MESFET - Metal Schottky FET.
JFET - Junction Field Effect Transistor.
HEMT - High Electron Moblity Transistor
SEM - Scanning Eletronic Microscopy
EDX - Fluorescência de raios X
SdH - SHubnikov de Hass
MOS - Metal oxido semiconductor
MBE - Molecular Beam Eptaxy
SPACER - Camada tampão de AlGaAs não dopado em HEMT.
CAP-LAYER - Camada topo.
ETCHING - Ataque químico.
PPC - Foto condutividade persistente.
DX - Defeitos profundos.
MESA ETCHING - Região delimitada por ataque químico.
GATE - Elemento de controle no FET.
GAP - Banda proibida.
MDA - Modulated doped heterostruture.
2DEG - Gás de elétrons bidimensional.
BUFFER - Camada tampão logo após o substrato.

ÍNDICE

RESUMO

ABSTRACT

CAPÍTULO-I

ESTRUTURAS DE INTERESSE NESTE TRABALHO

1.1) Motivação deste trabalho.....	2
1.2) Hetero-estruturas de AlGaAs/GaAs sistema (HEMT).....	8
1.3) Estruturas de dopagem Delta (Delta FET).....	18
1.4) Tipo de estruturas para transistores.....	20
1.5) Modelamento de transistores de gás bidimensional.....	26
BIBLIOGRAFIA-I.....	35

CAPÍTULO-II

PRODUÇÃO DAS AMOSTRAS

2.1) Técnica de epitaxia por feixe molecular.....	41
2.2) Calibração do sistema de crescimento.....	45

2.2.1)	Calibração da taxa de crescimento de GaAs.....	50
2.2.2)	Calibração da taxa de crescimento do AlGaAs.....	51
2.2.3)	Calibração do elemento dopante silício.....	54
2.2.4)	Estabilidade térmica do crescimento.....	55
2.3)	Preparação de substratos.....	56
2.3.1)	Limpeza orgânica dos substratos.....	57
2.3.2)	Decapamento químico dos substratos (Etching).....	60
2.3.3)	Colagem do substrato no bloco.....	64
2.4)	Estruturas de amostras crescidas.....	65
2.4.1)	Estruturas do tipo delta.....	65
2.4.2)	Hetero-estruturas do tipo AlGaAs/GaAs.....	66
2.4.3)	Estruturas de GaAs baixa temperatura.....	68
BIBLIOGRFIA-II.....		70

CAPÍTULO-III

CARACTERIZAÇÃO DAS AMOSTRAS

3.1)	Determinação de concentrações e mobilidade.....	74
3.1.1)	Procedimentos e resultados de medidas.....	74
3.1.1.1)	Caracterização de estruturas tipo HEMT.....	74
3.1.1.2)	Caracterização de estruturas tipo delta.....	78
3.2)	Caracterização do perfil de concentração dos portadores livres por capacitância voltagem.....	79
3.2.1)	Técnica de capacitância voltagem C-V.....	80
3.2.2)	Procedimento e resultados.....	90
3.2.1.1)	Resultados de C-V em estruturas com dopagem planar.....	93
3.2.1.2)	Resultados de C-V em hetero estruturas	95

3.3) Caracterização elétrica	
do gás de elétrons bidimensional.....	97
3.3.1) Influência de campo magnético	
em sistema eletrônico.....	97
3.3.2) O efeito Shubnikov de Hass SdH.....	102
3.3.3) Resultados obtidos pelas medidas de SdH.....	104
3.4) Fotocondutividade persistente (PPC).....	110
3.5) Propriedades do GaAs crescido à baixa temperatura.....	119
BIBLIOGRAFIA-III.....	124

CAPÍTULO-IV

PROCESSAMENTO DOS DISPOSITIVOS

4.1) Limpeza orgânica das amostras.....	128
4.2) Desbaste da superfície (Cap-layer).....	128
4.3) Recesso da estrutura eletrônica (Mesa etching).....	130
4.4) Deposição de contatos ôhmicos.....	135
4.5) Difusão de contatos ôhmicos.....	137
4.6) Deposição do contato Schottky.....	141
4.7) Protótipo de transistor HEMT.....	144
4.8) Litografia por feixe de elétrons.....	148
BIBLIOGRAFIA-IV.....	154

CAPÍTULO-V

CARACTERIZAÇÃO DOS DISPOSITIVOS IMPLEMENTADOS

5.1) Efeito de tunelamento em estruturas tipo HEMT.....	157
5.2) Curvas características da resistência de contato.....	165
5.3) Parâmetros importantes em transistores.....	168
5.3.1) Resistência de contato em amostra com dopagem delta.....	168
5.3.2) Resistência de contato em sistema HEMT.....	169
5.4) Curvas características de transistores.....	171
5.4.1) Características de transistores delta FET.....	172
5.4.2) Características de transistores HEMT.....	175
CONCLUSÃO.....	178
BIBLIOGRAFIA V.....	180

CAPÍTULO I

ESTRUTURAS DE INTERESSE

Neste capítulo apresentaremos alguns aspectos tecnológicos que determinam o grande interesse pelos materiais do grupo III-V, tais como o GaAs e as ligas AlGaAs. São apresentadas também as suas principais características e propriedades eletrônicas.

As aplicações de materiais do grupo III-V em dispositivos eletrônicos tais como transistores de alta frequência na categoria TEGFET são apresentados. Dentro desta categoria dois tipos principais de transistores são discutidos os delta-FET, e os HEMT. Apresentamos uma breve introdução teórica de funcionamento destes dispositivos, que esta baseado no confinamento quântico de elétrons em uma estrutura semicondutora.

Uma forma de modelamento teórico de funcionamento destes transistores é também apresentada neste capítulo. São discutidos alguns parâmetros importantes sob o aspecto de funcionamento dos transistores, tais como transcondutância, modelo de resistências de contato, e comportamento típico de cada categoria.

1.1) Motivação deste trabalho.

Os dispositivos eletrônicos para aplicações em altas frequências sempre foram de grande interesse tecnológico. Estes componentes são usados nos mais variados tipos de aplicações tais como amplificadores [1], osciladores [2], circuitos lógicos [3], detetores de micro-ondas [4], aplicações opto eletrônica [5], etc.

Desta forma o desenvolvimento da capacidade para produção de amostras semicondutoras para aplicações em transistores gerou a motivação para o desenvolvimento deste trabalho.

O departamento de Física e Ciência dos Materiais da USP São Carlos, possui certa tradição na área de semicondutores, especialmente relacionados à pesquisa básica, sendo pioneiro no Brasil no estudo de gases bidimensionais com ênfase em teoria [6]. Com a implantação de um equipamento para crescimento epitaxial, abriu-se a possibilidade de estudos experimentais na implementação de estruturas eletrônicas para dispositivos. O equipamento uma máquina de MBE (Molecular Beam Epitaxy) MECA 2000, está equipado para o crescimento de ligas a base de GaAs, AlGaAs, InGaAs, com dopagens de silício.

Temos basicamente duas categorias de transistores, sendo os bipolares e os transistores de efeito de campo elétrico. Dentro da categoria dos transistores de efeito de campo elétrico temos os MESFET (Metal Schottky Field Effect Transistor) [7] e o JFET (Junction Field Effect Transistor) [8].

Neste trabalho foram tratadas somente estruturas para implementação de transistores de efeito de campo elétrico (FET Field Effect Transistor) da categoria JFET [9]. São dispositivos cujas estruturas eletrônicas são crescidas sobre substratos semi-isolante de GaAs. As junções podem ser de ligas variadas como AlGaAs [10] ou InGaAs [11], sendo que dentro da categoria JFET se

enquadra as estruturas do tipo HEMT [12] ou delta FET [13] sendo ambos estruturas do tipo TEGFET.

Na fig. (1.1), temos um diagrama que mostra os diversos tipos de transistores e suas respectivas regiões de trabalho, com relação a potência dissipada e frequência de operação [14]. Podemos observar que os transistores do tipo HEMT, são uma categoria de JFET de alto desempenho [15]. Sendo o desenvolvimento de estruturas eletrônicas para HEMT o principal objetivo deste trabalho.

Fig.(1.1) - Tipos de tecnologias para transistores [7].

A liga básica para implementação destes transistores pesquisada a partir de 1970 , é o GaAs (arseneto de gálio) O arseneto de gálio é sem duvida alguma um dos materiais de maior interesse atualmente para aplicações eletrônicas devido suas características particulares de mobilidade eletrônica, assim como as ligas derivadas como AlGaAs [16].

O silício precursor destes materiais apresenta aplicações em larga escala atualmente. Porém em aplicações específicas como microondas é necessário materiais com mobilidades eletrônicas mais altas. A banda proibida do GaAs é 30% superior ao do silício [17], isto significa que o GaAs, por exemplo é 1000 veze mais resistivo doque o silício visto que assim pode ser usado como substrato isolante de alta qualidade. A alta resistividade do substrato é um parametro muito importante quando se trata de aplicações em micro-ondas pois evita fugas e correntes parasitarias, permitindo a integração de diverssos componetes no mesmo "chip" [18] [19].

Além das características de resistividade, a mobilidade eletrônica no GaAs pode chegar a $200.000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ a 77K, em uma hetero-estrutura formada por GaAs/AlGaAs, a base de um HEMT [20]. Esta mobilidade pode atingir valores de até $10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ à temperatura de hélio liquido (4.2K) [21]. Baseado nestas propriedades verificamos as varidas aplicações em eletrônica que este materiais podem proporcionar. A tabéla da fig (1.2) mostra alguns dos parâmetros importantes entre silício e arseneto de gálio.

CARACTERÍSTICA	GaAs	Silício
Banda proibida E_g (eV)	1.42	1.12
Densidade de portadores intrínseco N_i (cm^3)	$1.8 \cdot 10^6$	$1.5 \cdot 10^{10}$
Resistividade intrínseca ρ_i ($\Omega \text{ cm}$)	$1 \cdot 10^8$	$2.3 \cdot 10^5$
Possibilidade de variar E_g	Sim	Não
Velocidade dos eletrons (cm/s)	5x	x
Tempo de vida (s)	$1 \cdot 10^{-8}$	$2.3 \cdot 10^{-3}$
Condutividade térmica (W/cm^2)	0.5	1.5
Possibilidades de oxidação	Não	Sim

Fig.(1.2)- Características do silício e GaAs.

Na fig.(1.3) podemos ver uma ilustração do diagrama da estrutura de bandas do GaAs.

Fig.(1.3) - Estrutura de bandas do GaAs [17].

Na substituição do Ga pelo Al na liga GaAs, cria se um novo tipo de material semiconductor com propriedades distintas o $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, cujo valor da banda proibida aumenta na proporção que aumentamos a concentração de Al. Neste composto ternario, cujo crescimento será descrito em detalhes no capítulo II, podemos variar a energia do "gap" E_g correspondentes a comprimento de onda de 8730 Å a 5900 Å. Estes semicondutores ternarios oferecem a possibilidade de construir diodos eletroluminescentes (LED), lasers semicondutores e outros dispositivos eletro-óticos.

O interesse econômico nos materiais do grupo III-V é bastante grande o que implica em um grande investimento financeiro e esforço científico a fim de melhor entender a física e a engenharia de fabricação destes materiais. Na fig.(1.4), podemos ver um diagrama que mostra a taxa de investimento em pesquisa e desenvolvimento relativo aos semicondutores silício e arseneto de gálio. Observa-se um crescimento dos investimentos a partir de 1989 sendo atualmente os investimentos nas duas tecnologias praticamente equivalentes [22].

Fig.(1.3) - Investimento em P&D em materiais eletrônicos [22].

1.2) Hetero-estruturas de GaAs/AlGaAs sistema (HEMT).

Na sua forma mais simples uma hetero-junção de dopagem modulada MDH (Modulated Doped Hetero-estruuture), consiste em uma junção abrupta formada entre dois materiais semicondutores que possuem afinidades eletrônicas $\chi_1 - \chi_2$ diferentes, onde o semicondutor com afinidade menor é dopado do tipo N. Na fig.(1.5) podemos ver uma ilustração de uma hetero-estrutura de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$. A diferença de afinidade eletrônica produz uma descontinuidade de banda na hetero-estrutura onde $\Delta E_c \approx \chi_1 - \chi_2$ é a variação da energia da banda. Os elétrons se movimentam através da hetero-junção em um gradiente de impurezas, perdendo parte de sua energia menor ou igual a ΔE_c .

Nos casos de interesse prático a energia $\Delta E_c \gg kT$ na temperatura ambiente e a transferência de carga através da hetero-junção é limitada eletrostaticamente. Uma camada tipo dipolo é formada pela região ionizada ($\text{AlGaAs } n$) e o gás de elétrons confinado na hetero-junção.

Fig.(1.5) - Ilustração de uma hetero-junção

Quando a energia armazenada no dipolo é aproximadamente igual a ΔE_c , que é a diferença de afinidade nos dois materiais da junção, um equilíbrio se estabelece. A consequência da limitação eletrostática da transferência de carga, é que os elétrons são confinados na interface em um potencial quase triangular. Esta situação se assemelha ao confinamento de elétrons em uma interface tipo Si/SiO₂MOS [23].

Um sistema modelo para uma interface simples de hetero-estrutura de dopagem modulada (MDH), é o AlGaAs/GaAs no qual o AlGaAs é dopado do tipo N por exemplo com silício ou outros materiais [24] [25]. Outro sistema onde o conceito de dopagem modulada pode ser mostrado são o InP/Ga_{0.48}In_{0.53}As [26] e Al_{0.48}In_{0.52}As/ Ga_{0.47}In_{0.53}As [27], nos quais o InP e o Al_{0.48}In_{0.52}As são dopados do tipo.N.

Considerando os processos de transferência de carga, pode ser mostrado que o efeito de confinamento pode ser obtido

também para buracos em estruturas AlGaAs/GaAs, crescidas em substratos de GaAs cuja orientação cristalográfica é $\langle 311 \rangle$ [28].

Pode ser observado na literatura que os trabalhos se referem normalmente a materiais que possuem "gap" de banda larga para aplicações em hetero-estruturas. Idealmente a transferência de carga para o confinamento requer que a descontinuidade de banda seja de $\approx 2KT$. Na prática a profundidade dos doadores ou aceitadores precisa também ser considerada como também em alguns casos isto pode influenciar na descontinuidade de banda. Desta forma estruturas de dopagem modulada são caracterizadas pela separação física dos elétrons e seus doadores, na direção perpendicular à hetero-junção. Evidências de que esta separação realmente ocorre, são observadas quando se fazem medidas de transporte paralelo neste tipo de estrutura. No capítulo III, são apresentados resultados de medidas de magneto transporte que ilustram este efeito.

O movimento de cargas paralelo à hetero-junção é quase livre, e se os doadores são colocados a uma distância (SPACER) apropriada da hetero-junção, o espalhamento Coulumbiano pode ser praticamente reduzido a zero como demonstrado por alguns autores [29]. O "spacer", como pode ser visto na fig.(1.5), consiste de uma região não dopada existente entre a hetero-estrutura e a região de AlGaAs dopada tipo N. Desta forma quanto maior o "spacer" entre os doadores e o gás de elétrons menor o espalhamento Coulumbiano, o que faz com que a mobilidade eletrônica aumente. Por outro lado se o "spacer" é muito grande torna se difícil a passagem dos elétrons da região doadora para o gás bi dimensional, diminuindo assim a concentração, da qual a transcondutância de um transistor depende diretamente. Além disto a transcondutância (G_m) que mede a variação da corrente de "dreno" "source" I_{ds} contra a variação de tensão de "gate" V_g depende diretamente da distância do elemento "gate" ao gás de elétrons.

$$G_m = I_{ds} / V_g \quad (1.2.1)$$

Isto implica em uma determinação de um "spacer" ideal para aplicações específicas em transistores por exemplo. Como o "spacer" é uma região não dopada de AlGaAs, esta depende das condições de crescimento, no que diz respeito a homogeneidade e uniformidade espacial e também da dopagem residual. Desta forma para cada crescimento epitaxial temos características específicas para estruturas de dopagem modulada. As caracterizações realizadas são de magneto transporte para determinação das mobilidades e concentrações, capacitância voltagem para perfil de concentração características morfológicas, que serão descritas com detalhes no capítulo III.

Outro aspecto importante das hetero-estruturas de dopagem modulada (MDH), a base de AlGaAs/GaAs, que influencia nas propriedades de transporte é o fato de que o gás bi-dimensional Two Dimensional Electron Gas (2DEG) é um sistema quântico. Neste sistema as energias dos elétrons são quantizadas perpendicularmente à interface resultando em sub-bandas bi-dimensionais com energias correspondentes aos níveis quânticos permitidos para o potencial formado pela descontinuidade de bandas. Usualmente em uma hetero-estrutura tipo HEMT em AlGaAs/GaAs, somente uma sub-banda esta apreciavelmente populadas à temperatura ambiente. Este efeito pode ser mostrado através de medidas de magneto transporte. Na fig. (1.5), podemos ver um diagrama que mostra as sub-bandas para um sistema com dopagem tipo N. As energias mais relevantes são dadas à temperatura ambiente e as duas primeiras sub-bandas estão praticamente cheias.

A energia de referência neste gás bidimensional é o nível de Fermi. A meia largura típica deste gás de elétrons altura do nível de Fermi é aproximadamente 100 Angstrons.

Baseado na aproximação de massa efetiva, a distribuição de elétrons em um gás bi-dimensional tal como o apresentado pode ser descrito pela função envelope [30] [31].

$$F(x,r) = \phi(x) \exp(iq.r) \quad (1.2.2)$$

onde r e q são as posições e o vetor de onda respectivamente, no plano da interface e x é a distância da interface do GaAs.

A função de $\phi(x)$ corresponde a i -ésima sub-banda do gás bi dimensional . De tal forma que cada função $\phi_i(x)$ precisa satisfazer a equação de Schrodinger.

$$\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dx^2} \phi_i(x) + [E_i - V(x)] \phi_i(x) = 0 \quad (1.2.3)$$

onde $\hbar$ é a constante de Planck reduzida e m^* é a massa efetiva dos elétrons na banda de condução do GaAs. E_i é a mínima energia da i -ésima banda e $V(x)$ a energia potencial, correspondente ao potencial proximo a interface dos materiais.

Assumindo uma barreira infinita na hetero-junção as condições de contorno $\phi(0)=0$ e $\phi(\infty)=0$, o potencial $V(x)$ precisa ser a solução da equação de Poisson;

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{q \rho(x)}{\epsilon_1} \quad (1.2.4)$$

onde ϵ_1 é a constante dielétrica e q a carga do elétron.

A densidade de carga espacial $\rho(x)$ é determinada por um gás de elétrons bi-dimensional com uma concentração na interface da hetero-estrutura;

$$\rho(x) = q(N_{d1} - N_{a1}) - q n_1 \phi_1^2(x) \quad (1.2.5)$$

$$n_1 = DKT \ln(1 + \exp[q(E_f - E_1)/KT]) \quad (1.2.6)$$

onde E_1 é a permissividade do GaAs, q a carga do elétron, K a constante de Boltzman, T a temperatura absoluta e E_f a energia de Fermi do gás bi-dimensional. D representa a densidade de estados no gás bi-dimensional incluindo o fator de spin $D = m^* / \pi \hbar^2$.

Para obtermos precisamente as energias das sub-bandas, nível de Fermi, e o diagrama de bandas da hetero-estrututa a equação de Schrodinger e Poisson precisam ser resolvidas de forma auto consistente. Em uma aproximação de primeira ordem, o campo elétrico pode ser considerado contante na vizinhança da hetero-junção. Podemos assumir que as barreiras de potencial são infinitas de tal forma a não haver penetração da função de onda nestas barreiras. Nesta situação;

$$V(x) = q F_s x \quad (1.2.7)$$

onde F_s é o campo elétrico de interface em um potencial aproximadamente triangular. Esta aproximação fornece resultados satisfatórios para a densidade de portadores. Usando as funções de Airy;

$$E_1 = \left(\frac{\hbar^2}{2m} \right) [3qF \pi(i+3/4)/2] \quad (1.2.8)$$

Esta equação aproxima uma solução de um potencial triangular com 2% de erro. Na interface o campo elétrico F_s esta relacionado com a densidade de portadores através lei de Gauss;

$$\epsilon_1 F_s = qn_s + Q_{b1} \quad (1.2.9)$$

onde n_s é a densidade de carga e Q_{b1} é a carga total contida no poço em função das impurezas ionizadas no arseneto de gálio.

Como a camada de GaAs é não dopada intensionalmente na hetero-estrutura, isto permite a obtenção de altas mobilidades eletrônicas neste sistema. Tipicamente a concentração de portadores neste material pode ser desprezada com relação à concentração de elétrons no gás bi-dimensional que é da ordem de 10^{12} cm^{-2} . Como ja mencionado a maior parte das cargas transferidas fica nas primeiras sub-bandas assim:

$$\epsilon_1 F_s = qn_s = q \sum_{i=0}^1 n_i \quad (1.2.10)$$

Substituindo a expressão (1.2.10) na (1.2.8) obtemos;

$$E_0 = \gamma_0 n_s$$

$$E_1 = \gamma_1 n_s$$

Os parâmetros γ_0 e γ_1 podem ser calculados usando o

valor da massa efetiva para o GaAs. Estes valores podem ser determinados experimentalmente, através de experimentos de Shubnikov de Hass [32], como será descrito no capítulo III, para GaAs não dopado;

$$\begin{aligned}\gamma_0 &= 2.5 \times 10^{-12} \text{ eV.m} \\ \gamma_1 &= 3.2 \times 10^{-12} \text{ eV.m} \\ D &= 3.24 \times 10^{17} \text{ m}^{-2} \text{ eV}^{-1}\end{aligned}$$

Dada a concentração de portadores na interface, podemos usar as equações (1.2.8) e (1.2.10) para calcular o campo na interface e as energias das sub-bandas respectivamente. A equação de Poisson pode ser resolvida de forma muito simples no AlGaAs se assumirmos a aproximação de potencial triangular, e que os doadores estão distantes do gas bidimensional. Na fig.(1.6) podemos ver um diagrama que ilustra o tipo de potencial tratado;

$$\frac{d^2V}{dx^2} = - \frac{q}{\epsilon_2} N_2(x) \quad (1.2.11)$$

Fig.(1.6) - Campo elétrico na heterojunção.

onde ϵ_2 é a permissividade do AlGaAs e $N_2(x)$ é a concentração de doadores na região de depleção do AlGaAs. A Equação (1.2.11) pode ser expressa em termos do campo elétrico, na região de depleção achamos que $-W_2 < x < 0$;

$$\frac{dF(x)}{dx} = \frac{q}{\epsilon_2} N_2(x) = \frac{q}{\epsilon_2} N_d \quad (1.2.12)$$

onde W_2 é usado assumindo um nível de dopagem constante no AlGaAs para $x < 0$. Resolvendo esta equação para o campo elétrico contínuo em todas as regiões dentro do AlGaAs e zero para $x = -W_2$, nos obtemos;

$$F_2(x) = \frac{qN_d}{\epsilon_2}(x + W_2) \quad (1.2.13)$$

ainda para $0 < x < d_1$;

$$\epsilon_2 F_2(x) = qN_d W_2 \quad (1.2.14)$$

As distribuições de tensão serão dadas por:

$$V_2(x) = \int F_2(x) dx \quad (1.2.15)$$

1.3) Estrutura de dopagem delta (delta-FET).

Um sistema de dopagem delta consiste simplesmente de uma região de GaAs, dopada com silício por exemplo, posicionada entre duas camadas de GaAs não dopada. O nível de dopagem nestas estruturas pode variar na faixa de 10^{12}cm^{-2} [33], na fig.(1.7), podemos ver um diagrama das sub-bandas deste tipo de estrutura [34], onde os elétrons estão confinados em uma região do espaço onde se encontram impurezas ionizadas. O alargamento ou a largura média desta região pode variar de acordo com a construção da estrutura.

Fig.(1.7) - Estrutura de bandas de um sistema delta.

Neste sistema os elétrons contidos no poço de potencial em forma de V, assumem um comportamento quântico, com energias distintas em cada nível possível de ocupação. A camada epitaxial é dopada com doadores formando uma concentração planar de elétrons que pode ser descrita pela função delta de Dirac;

$$N_D(z) = N_D^{2D} \delta(z) \quad (1.3.1)$$

Os elétrons permanecem próximos a seus doadores e formam um gás bi-dimensional. O GaAs tipo (P) (dopado com impurezas de Be ou Zn) com aceitadores N_A é depletado em uma largura W_d é depletado de uma quantidade;

$$qN_A^{2D} = (2\epsilon N_A E_g)^{1/2} \quad (1.3.2)$$

Nesta equação, ϵ é a permissividade do semiconductor e E_g é a energia do "gap". Uma pequena fração dos elétrons se recombina com os aceitadores no GaAs tipo P, de tal forma que a concentração do gás bi-dimensional fica;

$$n_{2DEG} = N_D^{2D} - 2N_A^{2D} \quad (1.3.3)$$

Podemos determinar neste sistema que a energia é quantizada e dada por;

$$E_n = (1/4) (1+n) \left[\frac{q^2 2\pi\hbar N_D^{2D} 2/3}{\epsilon (m^*)^{1/2}} \right] \quad (1.3.4)$$

Os elétrons originários dos doadores na dopagem delta no GaAs são parcialmente capturados por estados superficiais enquanto os demais formam o gás bi-dimensional. Nas estruturas delta a concentração de portadores pode ter valores em torno de 10^{12}cm^{-2} , dependendo do nível de dopagem utilizado. Nestas estruturas a mobilidade apresenta valores típicos de $2000 \text{cm}^2/\text{Vs}$ a 77K, que é um valor baixo se comparado com uma heterojunção, o que se deve ao espalhamento coulumbiano que os elétrons sofrem. Neste sistema as impurezas não estão separadas dos elétrons como na heterojunção. Como veremos esta é uma desvantagem da estrutura delta com relação ao sistema HEMT, cujos dispositivos podem trabalhar em frequências mais elevadas.

1.4) Tipos de estruturas para transistores.

Como já mencionado na seção anterior temos algumas categorias especiais de transistores. Faremos nesta seção uma abordagem rápida sobre dois tipos de transistores desenvolvidos neste trabalho. Estes transistores são da categoria JFET, de gás bi-dimensional. Na fig.(1.8), podemos ver uma ilustração dos tipos de transistores, são o MESFET o HEMT e o delta FET [35].

Em um sistema do tipo delta os elétrons originários dos doadores são parcialmente capturados por estados superficiais enquanto os demais formam o gás bi-dimensional propriamente dito. O campo elétrico existente entre o gás bi-dimensional e a junção Schottky é dado por;

$$e = \phi_B/d \quad (1.4.1)$$

onde ϕ_B é a altura da barreira Schottky ($q\phi_B \approx 2/3 E_g$), e d é a distância do gás até o "gate"; consequentemente a quantidade de cargas transferidas para a superfície é dada por;

$$qN_{ss} = \epsilon E = \epsilon/d\phi_B \quad (1.4.2)$$

desta forma a concentração de elétrons no gás pode ser dada por:

$$n_{sDEG} = N_D^{2D} - \epsilon\phi_B/qd \quad (1.4.3)$$

De acordo com esta expressão a concentração de elétrons depende da distância do 2DEG à superfície do semiconductor. Para um campo elétrico $E \approx 6 \times 10^5 \text{ V/cm}$ a concentração no gás sera de $N_D^{2D} \approx 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Esta concentração é significativamente maior do que a obtida em um HEMT de canal simples.

Na fig.(1.8), podemos ver que a banda de condução de um delta depende linearmente da coordenada espacial, em contraste com os MESFET e os HEMT. Este fator causa no transistor tipo delta uma tensão de "breakdown" maior do que no HEMT.

Fig.(1.8) - Tipos de estruturas para transistores [35].

Outro parâmetro importante de ser analisado nos transistores é a transcondutância, que mede a variação da corrente entre dreno e source em função da tensão de gate. Na tabela abaixo apresentamos algumas características típicas de sistemas delta e HEMT.

	μ	n_{2DEG}	d	T
	(cm ² /Vs)	(cm ⁻²)	(Å)	(K)
δFET	2000	4x10 ¹²	300	77
HEMT	60.000	1x10 ¹²	600	77

μ - Mobilidade

n_{2DEG} - Concentração de portadores

d - Distância do "cap layer"

T - Temperatura

Usando o modelo para transcondutância, desenvolvido para sistemas de gás bi-dimensional por Hower e Bechel [36], onde a transcondutância pode ser descrita por;

$$g_m^* = \frac{1}{L_g} (q\mu W_g n_{2DEG}) \left[1 + \left(\frac{q \mu d n_{2DEG}}{\epsilon v_s L_g} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (1.4.4)$$

Nesta expressão L_g e W_g , são respectivamente a largura e o comprimento do elemento de "gate". No limite de L_g tendendo a zero o que significa regiões de sub-micron. a expressão (1.4.4) se reduz a;

$$g_m^* = \epsilon v_s W_g / d \quad (1.4.5)$$

Verificamos que para pequenas dimensões de gate a transcondutância dos delta FET é maior do que os HEMT uma vez que a distancia de depleção pode ser menor para sistemas delta. Por outro lado se observarmos a questão de performance dos transistores quanto a sua operação em alta frequência o sistema HEMT é mais viavel pois a mobilidade eletrônica é bem superior. Na Fig (1.9), podemos ver uma comparação entre a transcondutância de transistores delta FET e HEMT.

Fig.(1.9) - Comparação da Transcondutância.

Verificamos então que cada tipo de estrutura eletrônica apresenta vantagens e desvantagens com relação a sua aplicação. São relacionadas abaixo algumas das principais características dos transistores delta FET em comparação com HEMT.

Características:

- Construção simples, pois envolve o crescimento de apenas um tipo de material, e não de uma heteroestrutura, como no caso do HEMT, evitando assim a necessidade de se crescer dois materiais diferentes e de se ter uma interface de excelente qualidade eletrônica e cristalinidade;

- Alta concentração do gás bidimensional, significando uma baixa resistência de contato ôhmico. Dessa forma, espera-se uma diminuição da figura de ruído em comparação ao MESFET convencional, aplicações em potências elevadas;

- Proximidade do gás bidimensional em relação ao gate, o que implica em uma alta transcondutância para dimensões de gate reduzidas;

Vantagens do HEMT com relação ao delta FET, são com relação a aplicações em frequências muito elevadas o que não é possível com delta devido a baixa mobilidade eletrônica. Outros tipos de estruturas HEMT poderiam ser fabricadas a partir de materiais com mobilidades eletrônicas maiores como InGaAs [37]. Para este materiais com dimensões de gate na faixa de sub-micron é possível contruir transistores cuja frequência de operação pode chegar a 400GHz.

1.5) Modelamento de Transistores de gás bi-dimensional TEGFET.

O primeiro passo para modelar o comportamento de um TEGFET é obter a solução de um problema unidimensional de controle de carga por um "gate" [38]. No caso das estruturas de interesse consiste de uma junção Schottky colocada na camada imediatamente acima do gás de elétrons que sentirá a influência do campo elétrico devido ao potencial aplicado no gate.

Na fig.(1.10) podemos ver um diagrama de um transistor do tipo TEGFET. O modelamento destes transistores é bastante semelhante tanto para transistores do tipo delta assim como HEMT, pois ambos possuem gás bidimensional.

Fig.(1.10) - Esquema de um TEGFET.

Se for depositado metal, de forma a criar uma barreira Schottky na superfície do filme, o campo elétrico entre a barreira e o gás bidimensional será dado por:

$$\vec{E} = \frac{\phi_b}{d} \quad (1.5.1)$$

Onde ϕ_b é a altura da barreira Schottky, e d é a espessura do cap layer, ou distância do gate ao gás eletrônico.

A densidade de carga (Coulombs por unidade de área) transferida para estados superficiais, devido à presença do gate, será:

$$q \cdot N_{ss} = \epsilon \epsilon_0 \cdot \vec{E} = \frac{\epsilon \epsilon_0}{d} \cdot \phi_b \quad (1.5.2)$$

Onde q é a carga do elétron, e N_{ss} é a densidade de carga em estados superficiais.

Assim, a concentração de elétrons livres no gás bidimensional (n_{2DEG}) após a deposição do gate fica reduzida a:

$$n_{2DEG} = N_d^{2D} - \frac{\epsilon \epsilon_0}{q \cdot d} \cdot \phi_b \quad (1.5.3)$$

Onde N_d^{2D} = concentração de elétrons livres (por unidade

de área), antes da deposição do gate. Assumindo uma aproximação do gate e do gás como um capacitor de placas paralelas, como mostra a figura (1.11) abaixo, o campo elétrico na região abaixo do gate será dado por:

Fig.(1.11) - Sistema de cargas.

$$\vec{E}_d = \frac{\sigma_s}{\epsilon \epsilon_0} \quad (1.5.4)$$

onde σ_s é a carga total no gás de elétrons.

$$\sigma_s = q \cdot n_{2DEG} \quad (1.5.5)$$

Para que todo o gás seja depletado de portadores, deve ser aplicada uma tensão no gate de forma a criar um campo elétrico de valor $-\vec{E}_d$. Essa tensão (V_{p0}) é chamada de tensão de pinch-off. Assim,

$$V_{po} = -\vec{E}_d \cdot d = - \frac{q \cdot n_{2DEG}}{\epsilon \epsilon_0} \cdot d \quad (1.5.6)$$

$$V_{po} = - \frac{q \cdot d}{\epsilon \epsilon_0} \cdot n_{2DEG} \quad (1.5.7)$$

Supondo a existência de um gás bidimensional cujas dimensões são largura w e comprimento L , submetido a uma tensão V , pode-se calcular a corrente que por ele flui, assumindo que o campo elétrico ao longo do gás seja menor do que o campo crítico de saturação:

$$I = q \cdot n_{2DEG} \cdot w \cdot \mu_0 \cdot \frac{V}{L} \quad (1.5.8)$$

Onde μ_0 = mobilidade dos elétrons em baixos campos.

Usando a estrutura mostrada na fig.(1.12) podemos calcular a corrente entre dreno e source. Sem tensão aplicada entre dreno e fonte, ocorre uma transferência de cargas entre o gate e o gás eletrônico. Ao aplicar tensão V_{ds} no dreno, ocorrerá uma distribuição não linear de tensão ao longo do canal $V_c(x)$, na direção x mostrada na figura baixo, que irá variar de 0 V na fonte, até V_{ds} no dreno, se as resistências de acesso forem consideradas nulas.

Fig.(1.12) - Diagrama de Um TEGFET.

Como a tensão ao longo do canal é variável, o campo elétrico na direção transversal também o será. Assim, temos que a concentração de elétrons livres decai ao longo de x , segundo a expressão:

$$n_{2\text{DEG}}(x) = N_d^{2\text{D}} - \frac{\epsilon\epsilon_0}{q \cdot d} \cdot \left[V_{bi} - V_{gs} + V_c(x) \right] \quad (1.5.9)$$

Para o cálculo de I_{ds} , inicialmente é assumida uma distribuição linear da tensão $V_c(x)$ ao longo do canal. Com essa distribuição, calcula-se $n_{2\text{DEG}}(x)$, que também apresentará uma distribuição linear.

O campo elétrico ao longo do canal pode ser calculado derivando-se a tensão $V_c(x)$ em relação a x , e assim calcular a velocidade de deriva e mobilidade eletrônica.

$$\mu(x) = \frac{\mu_0}{1 + \frac{E(x)}{E_{cr}}} \quad (1.5.10)$$

Onde E_{cr} é o campo crítico, de saturação da velocidade de deriva.

A corrente I_{ds} , em cada intervalo dx , é dada por:

$$I_{ds} = q \cdot n_{2DEG}(x) \cdot Z \cdot \mu(x) \cdot \frac{\partial V_c(x)}{\partial x} \quad (1.5.11)$$

Onde Z é a largura do canal do transistor.

Integrando ambos os lados, ficamos com:

$$\int_0^L \frac{I_{ds}}{q \cdot n_{2DEG}(x) \cdot Z \cdot \mu(x)} dx = \int_0^L dV_c(x) = V_{ds} \quad (1.5.12)$$

Isolando I_{ds} , teremos:

$$I_{ds} = \left[\int_0^L \frac{1}{q \cdot n_{2DEG}(x) \cdot Z \cdot \mu(x)} dx \right]^{-1} \cdot V_{ds} \quad (1.5.13)$$

Com esse valor de I_{ds} , $n_{2DEG}(x)$ e $\mu(x)$, calcula-se $V_c(x)$:

$$\int_0^x dV_c(\lambda) = V_c(x) = \int_0^x \frac{I_{ds}}{q \cdot n_{2DEG}(x) \cdot Z \cdot \mu(x)} dx \quad (1.5.14)$$

Completa-se, assim, um ciclo do processo iterativo. A sequência seria recalculer $n_{2DEG}(x)$, $\mu(x)$, I_{ds} e $V_c(x)$ até ocorrer convergência do valor de I_{ds} .

Se considerarmos um sistema real os contatos ôhmicos de dreno e source apresentam resistências diferente de zero, assim como os materiais da junção apresentam resistências, que podem apresentar fugas. Desta forma um sistema mais próximo do ideal seria o apresentado na fig.(1.13).

Fig.(1.13) - Resistências no transistor.

Onde R_s e R_d representam as resistências de acesso à fonte e ao dreno, respectivamente. R_{fuga} representa uma resistência paralela ao canal, correspondendo a fugas de corrente pelo "spacer layer", ou pelo "buffer".

Dessa forma, a corrente no canal é calculada pelo processo iterativo descrito acima, conhecendo-se V_s' e V_d' . Porém, essas tensões são dependentes da corrente no canal e da corrente de fuga. A corrente de fuga pode ser calculada analiticamente:

$$I_{fuga} = \frac{V_{ds} - (R_s + R_d) \cdot I_{canal}}{R_{fuga} + R_s + R_d} \quad (1.1.15)$$

A corrente I_{ds} será:

$$I_{ds} = I_{fuga} + I_{canal} \quad (1.1.16)$$

As tensões V_s' e V_d' serão:

$$V_s' = R_s \cdot I_{ds} \quad (1.1.17)$$

$$V_d' = V_{ds} - R_d \cdot I_{ds} \quad (1.1.18)$$

Dessa forma, o problema consiste em resolver iterativamente a corrente I_{ds} , que fornecerá tensões V_s' e V_d' que, por sua vez resultarão em uma corrente de canal e corrente de fuga que, somadas, fornecerão I_{ds} .

Neste tratamento teórico valor de N_{2DEC} é usado como um resultado conhecido. Porém a obtenção deste valor depende da resolução da equação de Schrodinger para o potencial formador do gás bidimensional. Desta forma podemos calcular a densidade total de portadores. Para a simulação dos transistores é normalmente usadas simulação de Monte Carlo [38], [39], no qual todos os parâmetros apresentados são calculados de forma auto consistente. O desenvolvimento de um programa capaz de simular estes transistores pode fazer parte de um trabalho futuro.

BIBLIOGRAFIA-I

- [1] - S. Tadahiro, I. Hitoshi, T. Tsutomo and K. Honjo; "12GHz band low noise GaAs monolithic amplifiers"; IEEE Trans. Electron Dev. vol. ED.30 no 12 Dec. (1983).
- [2] - J. Carroll and R. A. Giblin; "A low frequency analog for a Gun effect oscillator"; IEEE Trans. Electron Dev. vol. ED.30 no 12 Dec. (1983).
- [3] - V. Sokolov, J. Geddes, A. Contolatis, P. Bauhin and G. Chao "A Ka-band GaAs monolithic phase shifter"; IEEE Trans. Electron Dev. vol. ED.30 no 12 Dec. (1983).
- [4] - S. Hori, R. Kiyoyasu, M. Tatematsu, K. Mishima and S. Okano; "GaAs monolithic MIC's for direct broadcast satellite receivers"; IEEE Trans. Electron Dev. vol. ED.30 no 12 Dec. (1983).
- [5] - E. Ishimura, T. Kimura, T. Shida, Y. Mihashi and H. Namizak; "Dark current and diffusion length in InGaAs photodiodes grown on GaAs substrates"; Appl. Phys. Lett S6(7) 12 Feb. (1990).
- [6] - P. Basmaji, A. M. Ceschin, M. Siu Li, O. Hipolito, A. A. Bernussi, F. Ikawa and P. Motsuke; "MBE growth and characterization of δ -doping in GaAs and GaAs/Si"; Surface Science 228 p.356 (1990).
- [7] - Robert T. Bate; "Nano electronics"; Solid State Technology/ Nov. (1989).
- [8] - William R. Wisseman; "GaAs MMIC's a technology assessment"; Microwave Journal Nov. (1982).

- [9] - C. A. Liecht; "Microwave field effect transistors"; IEEE Trans. Microwave Theory and Techn. Vol. MTIT-24 p.279 Jun (1976).
- [10] - G. M. Metzger, J. F. Bass, T. T. Lee, A. B. Cornfeld, J. L. Singer; "High gain V-band, low noise MMIC amplifiers using pseudomorphic MODFET's"; IEEE Trans. Electron Dev. vol. 11 no 1 jan (1990).
- [11] - G. I. Ng, D. Pavlides, M. Tait, J. E. Oh and P. Bhattacharya; "Improved strained HEMT characteristics using double-heterojunction $\text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.38}\text{As}$ as design"; IEEE Electron Devices Letters Vol. 10 no 3 March (1989).
- [12] - P. C. Chao, K. H. Duh, P. Ho, P. M. Smith, J. M. Ballingal and A. A. Jabra; "94 GHz low noise HEMT"; Electron Letters vol.25 no 8 13 april (1989).
- [13] - H. C. Nutt, K. Board and R. Smith; "Characteristics of δ -doped FET's in GaAs"; IEEE proc.G vol. 138, no 6 Dec. (1991).
- [14] - Y. Kato; "Dependence of normally off GaAs JFET performance on device structures"; IEEE Trans electron Devices vol. ED.29 no 11, nov. (1982).
- [15] - R. Majidi Ahy, M. Riazat, C. Nishimoto, M. Glenn, S. Silverman, S. Weng, Y. C. Pao, G. Zdasiuk, S. Bandy and Z. Tan; "MMIC five section distributed amplifiers"; Electron Letters vol. 26 no 2 18 jan (1990).
- [16] - S. Hiyamizu, T. Mimura, T. Fujii, K. Nanbu and H. Hashimoto; "Extremely high mobility of two-dimensional electron gas in selectively doped GaAs/AlGaAs heterojunction structures grown by MBE"; J. Appl. Phys. vol. 20 (1989).
- [17] - E. H. Parker; "The technology and physics of molecular beam

eptaxy"; Edited by Plenum Press (1985).

[18] - A. K. Gupta, E. A. Sverno, R. L. Peerson, R. D. Stein, R. J. Chen, D. L. Miller and J. A. Higgins; "Low noise high electron mobility transistor for monolithic microware integrated circuit"; IEEE Elect. Devices Lett. vol. EDL.6 (1985).

[19] - S. J. Lee, D. L. Hou, R. J. Anderson and P. L. Miller, "Static random access memory using high electron mobility transistor"; IEEE Elect. Devices Lett. vol. EDL.5, (1984).

[20] - T. Ando, "Self consistent results for GaAs/AlGaAs heterojunction low temperature mobility"; Appl. Phys. Lett. vol. 44 (1984).

[21] - J. Shah, A. Pinczuk, H. L. Stormer, A. C. Gossard and W. Wiergman; "Hot electron in modulation doped GaAs/AlGaAs heterostruture"; Appl. Phys Lett. Vol. 44 (1984).

[22] - J. Graffeuil; "Le transistor à effet de champ en arseniure de gallium"; TLE, no. 540 Janvier (1989).

[23] - F. Stern and W. E. Haward, "Properties of semiconductor surface inversion layers in the eletric quantun limit"; Phys. Rev. vol. 163 (1967).

[24] - H. L. Stormer, R. Dingle, A. C. Grossard, W. Wiegmann and M. D. Sturge; "Two-dimensional electron gas at differentially doped GaAs/AlGaAs as heterojunction interface"; J. Vac. Sci Technol., vol 16, (1979).

[25] - T. J. Drummond, W. Kropp, H. Morkoc and M. Keever; "Tranport in modulation doped strutures AlGaAs/GaAs and correlations with Monte Carlo simulation"; Appl. Phys. Lett. vol. 41 p.277 (1982).

- [26] - Y. Guldner, J. P. Vieren, P. Voisin, M. Voos, M. Razeghi, and M. A. Poisson; "Two dimensional electron gas in InGaAs/Inp Heterojunctions grown by metalorganic chemical vapor deposition"; Appl. Phys. Lett. vol. 40 p.877 (1982).
- [27] - K. Y. Cheng, A. Y. Cho, T. J. Drummond and H. Morkoc; "Electron mobilities in modulation doped GaInAs/AlInAs heterohunctions grown by MBE"; Appl. Phys. Lett. vol. 40 p.147 (1981).
- [28] - W.J. Wang, R. F. Marks and L. Vina; "High-purity GaAs grown by molecular beam epitaxy"; J. Appl. Phys. 59(3), 1 Feb. (1986).
- [29] - M. A. Littlejohn, W. M. Kwapien, T. H. Glisson, J. R. Hauser and K. Hess; "Effects of band bending on real space transfer in GaAs/AlGaAs as Layered strutures"; J. Vac. Sci. Technol. B, Vol. 1 p.445 (1983).
- [30] - C. Cohen Tannoudi, B. Diu and F. Laloe; "Quantun mechanics"; John Wiley and Sons, (1977).
- [31] - T. Ando, A. B. Fowler and F. Stern; "Eletronic properties of two dimensional systems"; Rev. Mod. Phys. vol. 54 p.437 (1982).
- [32] - D. Delagebeaudeuf and N. T. Linh; "Metal/(n)AlGaAs/GaAs two dimensional electron gas Fet"; IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-3, p.338 (1982).
- [33] - K. Ploog;" Delta-doping in MBE-grown GaAs: concept and device aplication"; J. Crys. Growth, 81(304), (1987).
- [34] - E. F. Schubert; "Delta doping of III-V compound semiconductors"; J. Vac. Sci. Technol. A, Vol. 8, No. 3, May/Jun (1990).

[35] - E. F. Schubert and K. Ploog; "The δ -doped field effect transistor"; Jap. J. Appl. Phys. vol. 24 no. 8 p. 1606 (1985).

[36] - E. F. Schubert and K. Ploog; "The delta doped field effect transistor (δ FET)"; IEEE Trans. Elect. Devices Vol. ED.33 no. 5 p.625 (1986).

[37] - K. H. Hsieh, H. Ohno, G. Wicks and L. F. Eastman; "Dependence of spacer thickness and electron density in modulation doped GaInAs/AlInAs as heterojunction"; Elect.Lett. vol. 19 p.19 (1982).

[38] - Carlo Jacoboni and Paolo Lugli; "The Monte Carlo method for semiconductor device simulation"; Springer-verlag editors (1989).

[39] -J. Timothy, W. T. Maselinkand H. Morkoc; "Modulation doped GaAs/AlGaAs heterojunctions field effect transistors MODFET's"; Proceedings of the IEEE vol. 74 no. 6 june (1986).

CAPÍTULO-II

PRODUÇÃO DE AMOSTRAS

São apresentados neste capítulo algumas considerações a respeito da tecnologia empregada para o crescimento das amostras utilizadas neste trabalho, sendo a técnica usada a epitaxia por feixes moleculares MBE.

Neste capítulo apresentamos os procedimentos usados para a preparação dos substrato de GaAs, destinados ao crescimento das estruturas eletrônicas. Verificamos que esta etapa do processo de crescimento é bastante importante pois vai determinar a qualidade morfológica das amostras.

Esta característica morfológica se faz mais importante quando existe interesse em utilizar as amostras para o processamento de dispositivos eletrônicos de dimensões reduzidas. Para o processamento de um transistor, por exemplo, onde se deseja realizar um elemento de gate da ordem de $1\mu\text{m}$, é necessária uma morfologia da superfície, na qual os defeitos de crescimentos tenham dimensões menores do que os elementos do circuito a serem construídos.

Com base neste interesse os ataques químicos (etching), no substratos foram analisados ao microscópio eletrônico de varredura SEM (Scanning Electronic Microscopy), assim como as amostras após o crescimento. São apresentados os resultados neste capítulo.

2.1) Técnica de Epitaxia por Feixe Molecular.

A técnica de epitaxia por feixes moleculares (MBE) é uma das técnicas utilizadas para o crescimento de filmes finos sobre um determinado substrato. Esta técnica foi pela primeira vez utilizada em 1970, sendo uma técnica mais apropriada em relação às usadas até então, tais como epitaxia em fase líquida (LPE), deposição por vapor químico (MOCVD), a partir de organo metálico [1].

A tecnologia de MBE assemelha-se à técnica de evaporação porém com um controle preciso do fluxo do elemento a ser evaporado, assim como das condições de limpeza da deposição [2]. Em um sistema de MBE o crescimento se dá pela interação de feixes moleculares com uma estrutura cristalina que serve como base de crescimento ou substrato. Esta interação se dá sob condições de alto vácuo o que permite o crescimento de estruturas com coeficientes residuais de contaminação muito baixos [3]. Devido ao controle de crescimento que é possível quando se utiliza a técnica de MBE, podemos ter muitas vantagens com relação às demais técnicas sendo desta forma aplicado;

- 1) Onde o controle abrupto das heterojunções é desejado.
- 2) Onde a dopagem abrupta é necessária.
- 3) Onde a alta mobilidade de portadores é desejada.
- 4) Onde um alto grau de homogeneidade é necessário.
- 5) Onde são necessárias todas as informações sobre o crescimento.

Como resultado destas características a técnica de crescimento por MBE possui as vantagens de reprodução da composição, largura e perfil de dopagens da ordem de uma camada

mono-atômica, na direção de crescimento.

Com crescimento do interesse tecnológico nos materiais III-V, a partir de 1960, como uma classe de materiais, para aplicações em componentes de alta velocidade, assim como para componentes óticos uma série de compostos se tornou alvo de interesse para estudo na técnica de MBE. Estes compostos semicondutores usualmente pertencem ao grupo III da tabela periódica como o Ga, Al e In, além dos elementos do grupo V tais como o As, P e Sb. A combinação destes elementos formam ligas com propriedades particulares [4]. A associação destas ligas como por exemplo GaAs e $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ podem produzir mudanças bruscas nas bandas de energia e no índice de refração, mantendo praticamente constante os parâmetros de rede [5].

O sistema de crescimento por MBE pode ser usado também para produzir dopagens uniformes ou graduais de ligas como por exemplo ligas de AlGaAs, dopada como Si, Se ou outros materiais com um controle que não seria possível em outras técnicas de crescimento [6]. Um sistema de MBE pode ser usado também no crescimento de materiais isolantes, ou ainda filmes metálicos. Recentemente vários trabalhos de crescimento de GaAs e InGaAs tem sido realizados sobre filmes de "silício poroso" apresentando formações de fios em escalas de nano-metro [7] [8] [9].

Na técnica de MBE temos alguns aspectos importantes que devem ser obedecidos para um crescimento de sucesso, ou seja crescimento sob condições de limpeza e ultra alto vácuo (10^{12} torr) condições de preparação de substratos e estrutura da superfície durante a deposição. Estes procedimentos serão descritos com detalhes neste trabalho.

Na Fig.(2.1) podemos ver uma ilustração de um sistema de MBE [10], estes sistemas possuem variações de desenho que dependem do fabricante. Contudo basicamente os sistemas possuem uma câmara de alto vácuo, no interior da qual é fixado o substrato para o crescimento. Este substrato é fixado em um suporte rotativo ou não dependendo da máquina a rotação do substrato permite uma maior uniformidade das camadas crescidas. Imediatamente em frente ao

substratos se encontram células aquecidas resistivamente. Cada uma destas células possui elementos como Ga, As, Al, etc com alta pureza (99.9999999%), que servirão como fonte molecular. As células são equipadas com obturadores mecânicos capazes de obstruir a a passagem do feixe que vai incidir no substrato.

Fig.(2.1) - Sistema de epitaxia por feixes moleculares.

Uma série de dispositivos externos são destinados ao controle do vácuo, das temperaturas do substrato, assim como de cada célula de efusão. Estas temperaturas são parâmetros críticos do crescimento pois vão determinar as taxas de crescimento e são controladas por sistemas de controle PID (proporcional integral derivativo).

O vácuo no interior da câmara é mantido através de bombas especiais como iônica e turbo molecular. As paredes da câmara possuem paredes duplas onde circula nitrogênio líquido para refrigeração. Existem ainda sistema de infravermelho e sublimação de titânio destinadas a limpeza da atmosfera interna. O nível de vácuo pode ser monitorado pelo quadrupolo elétrico onde podem ser observados os níveis de contaminante da câmara. No sistema existente em São Carlos, um MECA 2000, onde o nível de vácuo chega a 10^{11} Torr.

As máquinas de MBE possuem ainda uma câmara de introdução destinada a uma degazagem inicial dos substrato. Esta degazagem é feita pelo aquecimento resistivo do substrato já fixado no suporte, após este processo então o substrato é levado ao interior da câmara de crescimento. Um manipulador isolado a vácuo é usado para o transporte do substrato.

O primeiro passo do processo de crescimento consiste em introduzir um substrato no interior da câmara, o qual passa por uma desoxidação pelo aquecimento a uma temperatura de 600 celcios. Nesta temperatura o oxigênio ligado a superfície se desprende. Este processo pode ser monitorado por um sistema especial chamado RHEED (Reflection High Energy Electron Diffraction) que será descrito na proxima seção. Através do RHEED podemos verificar também a condição de cristalinidade do substrato.

Uma vez estabelecida a estrutura a ser crescida e tendo as taxas de crescimento calibradas para as diversas ligas, o crescimento se resume a um controle de abertura e fechamento das células de efusão nos tempos pre-estabelecidos. Estes tempos

determinarão a espessura de cada camada crescida. Deve ser lembrado que alguns cuidados devem ser tomados como a manutenção de uma pressão constante de As câmara. Esta pressão normalmente se situa em 10^{-7} Torr. Cada temperatura de cada célula de efusão deve ser colocada no valor de temperatura correspondente a taxa de crescimento desejada obtida a partir da tabela de calibração. Da mesma forma a dopagem das ligas dependem da temperatura do elemento dopante.

2.2) Calibração do sistema de crescimento.

O alto vácuo existente nos sistemas de crescimento por MBE oferecem a possibilidade de usar técnicas de análise in-situ, durante o crescimento. Como exemplo de análise in-situ temos o sistema de RHEED (Reflection High Energy Electron Diffraction), que baseia-se na difração de elétrons de alta energia refletidos pela superfície do substrato.

O dispositivo de RHEED é formado por um canhão de elétrons cuja energia é variável, no sistema utilizado esta energia é de até 10KV com uma corrente de 80mA. Possui ainda uma janela revestida de material fluorescente ao feixe de elétrons. Acoplado a esta janela está um foto detector cujo sinal é amplificado e aplicado a um registrador X,t. De tal forma que qualquer oscilação da intensidade do ponto luminoso formado pelo feixe de elétrons possa ser detectado. Na fig.(2.2), podemos ver um diagrama esquemático de um sistema de RHEED [11].

Fig.(2.2) - Esquema de um sistema de RHEED.

A direção do feixe de elétrons pode ser controlada através de um conjunto de placas defletoras para que o feixe atinja a superfície do substrato de forma rasante e incida sobre a tela fluorescente. Devido a cristalinidade do substrato o feixe é imediatamente difratado, formando na tela uma figura de difração. Esta figura consiste de um conjunto de linhas que dependem da direção cristalográfica do substrato [12]. Além da figura de difração existe uma mancha especular devido a reflexão do feixe. À

medida que uma camada atômica vai sendo crescida a rugosidade da superfície varia de totalmente lisa passando por um ponto intermediário de rugosidade e voltando novamente a ser lisa quando o crescimento desta camada atômica estiver acabado. Verificamos deste modo que a refletividade do feixe de elétrons deve mudar no intervalo descrito, traduzindo em um aumento e diminuição de brilho a cada mono camada crescida. Estas variações de intensidade poderão ser registradas pelo fotodetector de silício. Teremos então o tempo necessário para que cada camada seja crescida.

Devido às condições de equilíbrio de crescimento, podemos observar que a taxa de crescimento de cada monocamada depende do número de moléculas que estão chegando à superfície [2] [3]. Portanto a temperatura da célula de efusão do grupo III determina a taxa de evaporação e a velocidade de crescimento.

Para cada equipamento de MBE temos condições de crescimento diferentes pois a geometria dos sistemas são diferentes. Assim a calibração das taxas de crescimento se faz necessária para cada máquina. Esta calibração foi feita para o sistema usado neste trabalho. Os resultados são apresentados nas próximas seções. Nas fig.(2.3) e fig.(2.3*), podemos ver oscilações típicas de RHEED, obtidas para a calibração do AlAs e do GaAs respectivamente.

Fig.(2.3) - Oscilação de RHEED para AlAs.

Fig.(2.3*) - Oscilação de RHEED para GaAs.

2.2.1) Calibração da taxa de crescimento de GaAs.

Utilizando o sistema de RHEED, foi calibrado o crescimento da liga GaAs. Para tal uma amostra é desoxidada, alinhada no interior da câmara e as oscilações são registradas. A pressão de As, é mantida constante na câmara com um valor de 10^{-7} Torr o que corresponde a uma temperatura da célula de 240 celcios. Na fig.(2.4), podemos ver a curva de calibração da célula do Ga.

Nos crescimentos de estruturas futuras procura se manter um taxa em torno de $1\mu\text{m}/\text{hora}$, que é uma taxa não muito alta e permite um bom contrôle das dimensões desejadas nas amostras. Para esta calibração a temperatura do substrato foi mantida em 580 Celcios.

Fig.(2.4) - Calibração da célula de GaAs.

2.2.2) Cabibração da taxa de crescimento da liga AlGaAs.

Para o crescimento da liga AlGaAs, usamos o procedimento descrito na seção anterior. Contudo devemos observar agora que a liga pode ter concentrações variáveis de Al e Ga para uma dada concentração de As. Esta concentração de Al, pode variar desde 0%, que consiste na GaAs ate 100%, mantedo a relação inversa para o Ga obtendo a liga AlAs. Ou seja podemos descrever esta liga como sendo $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, onde x representa a fração molar de Al, que varia de 0 até 1 representado porcentagem de cada elemento na liga. Na fig.(2.5), vemos um gráfico que ilustra as concentrações de cada elemento na liga.

Fig.(2.5) - Banda de condução do AlGaAs.

Baseado na taxa de crescimento de AlAs, e de GaAs podemos determinar as variações de porcentagem desejadas para o AlGaAs. Assim determinamos primeiro a taxa de crescimento AlAs. O resultado desta calibração pode ser visto na fig.(2.6).

Fig.(2.6) - Calibração da taxa de crescimento do AlAs.

No caso da liga AlGaAs, a concentração de cada elemento mais usada neste trabalho foi $X=0.3$, como será apresentado no capítulo III. As ligas de AlGaAs, são crescidas a temperaturas mais elevadas de 650 Celcios, nesta liga a mobilidade eletrônica depende da temperatura de crescimento.

2.2.3) Calibração do elemento dopante silício.

As ligas crescidas por MBE, podem ser dopadas com silício, selênio ou outros elementos com a finalidade de torna-las tipo N. No caso do silício que é o dopante usado neste trabalho, é um doador tornando as liga GaAs/AlGaAs semicondutores do tipo N. O silício pode ser incorporado nestas em concentrações que variam de 10^{15} a 10^{18}cm^{-3} [13]. Como o silício entra como dopante não é possível sua calibração pelo RHEED desta forma sua calibração é feita diretamente pela sua concentração medida por efeito Hall. As medias de efeito Hall serão descritas em detalhes no capítulo III.

Para a calibração do silício foram crescidas amostras com dopagens diferentes, variando a temperatura da célula de efusão do Si. As amostras foram medidas por efeito Hall. O resultado desta calibração pode ser visto na fig.2.8.

Fig.(2.8) - Calibração do dopante silício.

2.2.4) Estabilidade térmica do crescimento.

Como se verifica as variações das taxas de crescimento são dependentes das temperaturas das células de efusão. Para verificar a estabilidade da taxa de crescimento foi monitorada a oscilação de RHEED, durante um periodo de tempo bastante longo para crescimento da liga GaAs. Esta medida mostrou que a estabilidade térmica do sistema é boa sendo a variação menor doque 5% por Hora. O resultado desta calibração pode ser observado na fig.(2.9).

Fig.(2.9) - Estabilidade térmica do crescimento.

2.3) Preparação de substratos.

Para iniciarmos o crescimento de amostras em uma máquina de MBE, inicialmente devemos fazer uma preparação química dos substratos. Estes substratos podem ser semi isolantes (SI), ou dopados do tipo N ou do tipo P. Nos crescimentos realizados foram usados substratos tipo SI e tipo N de GaAs dopado com silício.

Após a limpeza os substratos são colados com índio em um bloco especial, de molibidênio. Este bloco é levado então através de um manipulador ao suporte no interior da máquina de crescimento. Verificou-se que a limpeza preliminar do substrato e sua consequente colagem no bloco são etapas críticas para a

produção de amostras de qualidade, pelo menos com relação á morfologia de sua superfície, estes procedimentos variam de laboratório para laboratório, de acordo com as condições e instalações.

Desta forma foram testados diversssos tipos de soluções para limpeza e decapamento dos substratos, com o objetivo de se encontrar o melhor tipo de tratamento antes do crescimento. A qualidade desta limpeza pode ser verificada logo no início do crescimento através das observações das linhas do RHEED.

2.3.1) Limpeza orgânica dos substratos.

A limpeza orgânica preliminar é responsável pela eliminação de eventuais resíduos orgânicos residentes na superfície do substrato. Esta limpeza é feita através do uso de solventes orgânicos. Inicialmente utilizavamos o processo convencional de limpeza [14], utilizando uma série de solventes orgânicos e depois a lavagem das amostras com água desionizada e posterior secagem com nitrogênio. Contudo este procedimento apresentou-se não adequado pois muitas vezes respingos invisíveis a olho nu devido a secagem estavam presente e não permitiam um crescimento satisfatório. Deste modo o processo de secagem com nitrogênio foi descartado.

Para limpeza inicial agora é utilizada a sequência apresentada na tabela da fig.(2.10), nesta sequência o ultimo banho é em acetona fervente. Quando a amostra é retirada do banho dentro da capela limpa a secagem se dá instantaneamente por evaporação da acetona quente, que é altamente volátil ficando a superfície livre de respingos do processo de secagem..

COMPOSTO	FORMULA	TEMPERATURA	TEMPO (Mim)
metanol	CH ₃ OH	fervente	3.0
tricloro-etileno	CHCl:CCl ₂	fervente	3.0
acetona	CH ₃ COCH ₃	fervente	3.0
retirada da amostra na camara limpa a quente.			

Fig.(2.10) - Sequência de limpeza de substratos.

Nas figuras (2.11) e (2.12) são apresentadas fotografias obtidas em microscópio ótico com aumento de 300 vezes. Estas fotografias ilustram os problemas mais típicos decorrentes do processo de limpeza e secagem de substratos.

Fig.(2.11) - Problema de secagem do GaAs.

Fig.(2.12) - Respingos de secagem do GaAs.

O processo utilizando acetona a quente e não mais a secagem com nitrogênio, se mostrou bastante adequado. Com este conseguimos uma boa repetitividade no processo de preparação de amostras. Na fig.(2.13) é apresentada uma fotografia de uma superfície sem problemas decorrentes do processo de limpeza.

Fig.(2.13) - Substrato de GaAs com boa limpeza.

Obs.) As manchas que aparecem na fotografia são devido a problemas no sistema ótico do microscópio utilizado para esta análise.

2.3.2) Decapamento químico dos substratos.

Logo após a limpeza orgânica das amostras, é feito um decapamento da superfície. Este processo é necessário para eliminar o "stress" da superfície, ocorrido durante o corte da lâmina de GaAs e do polimento mecânico.

O processo de decapamento apresenta algumas particularidades. Dependendo do tipo de ataque químico utilizado, este pode se mostrar adequado se feita uma verificação visual da superfície ou ainda em um microscópio ótico da amostra. Na figura (2.13) podemos observar a superfície de um substrato aparentemente perfeito logo após o decapamento, visto ao microscópio ótico.

Fig.(2.14) - Desbaste do substrato de GaAs.

Se a superfície deste mesmo substrato for analisada ao microscópio eletrônico de varredura SEM (Scanning Eletronic Microscopy), verificaremos que esta superfície esta imprópria para o crescimento, como mostra a figura (2.14).

Nesta figura podemos observar que a micro estrutura da superfície esta disforme. Este tipo de ataque químico produzirá uma amostra com defeitos de crescimento aos quais denominamos "defeitos casca de laranja" , que se constitui em um crescimento

tridimensional aleatório.

Verificamos na mesma figura que a dimensões dos defeitos apresentados nesta amostra além de impossibilitarem um crescimento perfeito não permitem o processamento de um dispositivo eletrônico onde as dimensões dos elementos elétricos tivessem a mesma ordem de grandeza destes defeito que no caso é de $0.8\mu\text{m}$.

Fig (2.15) Vista da supefície do substrato ao SEM.

Em função destes parâmetros uma série de soluções foram testadas [15]. Optamos por utilizar uma solução de ácido sulfúrico em peróxido de hidrogênio e água deionizada (18 M ohm), cujas proporções podem ser variadas. As proporções que deram os melhores resultados são apresentadas na tabela abaixo.

SOLUÇÃO	TEMPERATURA	TEMPO (Min)
$5(\text{H}_2\text{SO}_4) + 1(\text{H}_2\text{O}) + 1(\text{H}_2\text{O}_2)$	AMBIENTE	1.0

Com o decapamento feito com esta solução a superfície da amostra se mostra bastante uniforme mesmo se observada ao microscópio eletrônico. Na Fig.(2.16) é apresentado uma fotografia da amostra ao microscópio eletrônico, onde podemos ver que a superfície apresenta uma boa regularidade.

Fig (2.16) Vista da superfície do substrato ao SEM.

2.3.3) Colagem do substrato no bloco.

A colagem do substrato no bloco de crescimento é feita através de índio. O bloco de fixação de amostra para crescimento é feito de molibdênio apresentando uma forma cilíndrica como pode ser visto na fig.(2.17). No processo de colagem é depositada uma pequena quantidade de índio na superfície do bloco, o qual é aquecido a 250 celcios em um ambiente de nitrógeno. Uma vez fundido o índio o substrato é então colado. O processo de colagem deve ser criterioso para evitar a formação de gradientes de temperatura durante o crescimento.

Fig.(2.17) - Aspecto do bloco de crescimento.

A formação de gradientes de temperatura cria inhomogeneidades nas ligas assim como na incorporação dos dopantes.

Na fig.(2.17), pode ser observado o traço produzido pelo feixe de elétrons do RHEED, em uma substância fluorescente depositada sobre o bloco intensionalmente. O bloco esta no interior da máquina de MBE, este procedimento alem de tornar visível o feixe rasante do RHEED sobre o bloco de crescimento permitiu seu ajuste, para a formação da figura de difração durante o crescimento.

2.4) Estruturas das amostras crescidas.

Uma série de amostras foram crescidas para estudo de homogeneidade do crescimento, assim como para teste e medidas elétricas e processamento de transistores. As amostras crescidas e cujos resultados são apresentados neste trabalho, podem ser divididas em três grupos.

2.4.1) Estruturas de dopagem delta.

No início deste trabalho estavamos interessados em estruturas eletrônicas do tipo delta [16] [17]. Como apresentado no capítulo I , são estruturas que possuem uma dopagem planar de

A formação de gradientes de temperatura cria inhomogeneidades nas ligas assim como na incorporação dos dopantes.

Na fig.(2.17), pode ser observado o traço produzido pelo feixe de elétrons do RHEED, em uma substância fluorescente depositada sobre o bloco intensionalmente. O bloco esta no interior da máquina de MBE, este procedimento alem de tornar visível o feixe rasante do RHEED sobre o bloco de crescimento permitiu seu ajuste, para a formação da figura de difração durante o crescimento.

2.4) Estruturas das amostras crescidas.

Uma série de amostras foram crescidas para estudo de homogeneidade do crescimento, assim como para teste e medidas elétricas e processamento de transistores. As amostras crescidas e cujos resultados são apresentados neste trabalho, podem ser divididas em três grupos.

2.4.1) Estruturas de dopagem delta.

No início deste trabalho estavamos interessados em estruturas eletrônicas do tipo delta [16] [17]. Como apresentado no capítulo I , são estruturas que possuem uma dopagem planar de

silício em uma estrutura de GaAs. Na fig.(2.18), é apresentado um diagrama esquemático da estrutura das amostras usadas.

Esta estrutura é formada por uma camada "buffer", crescida sobre substrato SI de GaAs, destinada a estabilização da superfície. Em seguida é feita a dopagem planar com silício com uma concentração de $5 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$. A estrutura é terminada com uma camada "cap layer" de $0.1 \mu\text{m}$, para as amostras utilizadas no processamento de transistor esta camada é reduzida através de ataque químico a 300 Angstroms.

Fig.(2.18)- Amostras com dopagem delta de Si.

2.4.2) Hetero-estruturas de AlGaAs/GaAs (HEMT)

Com a finalidade de estudo de hetero estrutura foram crescidas amostra tipo HEMT [18] [19], podemos ver na fig.(2.19) um diagrama das tais estruturas crescidas. São uma série de amostras que apresentam "space layer" que variam de 25 a 280

Angstroms. As amostras foram crescidas sobre substrato SI (semi isolante) de GaAs. Estes substratos apresentam direção cristalográfica <100>, e resistividade $>10^{12}\Omega\text{cm}$. A característica de alta resistividade é importante quando se trata da utilização destas amostras para processamento de dispositivos eletrônicos.

Fig.(2.19) Estrutura das heterojunções HEMT.

Este grupo de amostras é formada por uma camada "buffer" de 1 μm de GaAs, não intencionalmente dopada. Sobre esta camada segue se Al_{0.3}Ga_{0.7}As, também não intencionalmente dopada. Esta camada tem espessuras diferentes para varias amostras, contituindo uma parte do estudo realizado neste trabalho. Esta camada é chamada de SPACER. Na sequência uma camada de Al_{0.3}Ga_{0.7}As dopada tipo N de 350 Angstroms é crescida com concentrações em torno de 10¹¹cm⁻². A concentração de Al foi de 30% (x=0.3), que mantem uma diferença de energia aceitavel na heterojunção.

2.4.3) Estrutura em GaAs crescida a baixa temperatura.

Recentemente tem ocorrido um grande interesse pelas estruturas eletrônicas do grupo III-V, crescidas a temperaturas abaixo de 300 Celcios [20]. Efeitos de sensibilidade a luz tem sido reportados, tais efeitos permitiriam a construção de fotodetectores ultra rápidos na faixa de 100GHz. Nosso propósito é estudar a possibilidade de implementação de heterojunções a base de materiais crescidos a baixa temperatura.

Foram crescidas amostras com a finalidade de estudo das propriedades elétricas do GaAs crescida a baixa temperatura. As amostras foram crescidas com temperaturas que variam desde 100 celcios até 550 Celcios. As amostras consistem de uma camada de GaAs a baixa temperatura crescida sobre um substrato de GaAs SI, como pode ser visto na fig.(2.20).

Fig (2.20) - Estrutura do GaAs baixa temperatura.

BIBLIOGRAFIA - II

- [1] - S. M. Sze; "Physics of semiconductor devices"; International edition Jonh Willy Sons (1986).
- [2] - E. H. Parker; "The tecnology and physics of molecular beam eptaxy", plenun press (1985).
- [3] - J. F. Walker; "Molecular beam epitaxy"; Buletin of international center for science and tecnology Trieste Italy (1991).
- [4] - R. K. Willardson and A. C. Beer; "Semiconductors and semimetals"; Vol. 1 Physics of III-V compounds, Academic Press (1987).
- [5] - M. Zirngibl, J. C. Bischoff, D. Theron and M. Ilegems; "A superlatice GaAs/InGaAs on GaAs photodetector for 1,3 μ m aplications"; IEEE Electron Devices Letters Vol. 10 no. 7, july (1989).
- [6] - A. Rudra; "Epitaxie en phase vapour a partir d'organometalliques de GaAs et GaAlAs pour applications photovoltaiques multispectrales"; Tese de Docteur Laboratoire de physique du solide et energie solarie, CNRS, Valbonne, France (1987).
- [7] - P. Basmaji, D. I. Lubyshev and J. C. Rossi; "GaAs wires crystals grown by Molecular Beam Epitaxy on porous silicon", 17th International Conference on Defects in Semiconductors, Gmunden Austria July 19, (1993).

- [8] - P. Basmaji, J. C. Rossi, D. I. Lubyshev and G. M. Gusev; "Nano Scale wires of GaAs on porous silicon Grown by molecular beam eptaxy"; J. Crys. Growth 132 p.533 (1993).
- [9] - P. Basmaji, J. C. Rossi, D. I. Lubyshev; " InAs Wire Crystals grown by molecular beam eptaxy on porous silicon"; Phys. Stat. Sol. (A ser publicado).
- [10] - A. Baldereschi, and C. Paorici, "Eptaxial eletronic materials"; World scientific edition, Trieste Italy (1986).
- [11] - A. A. Van Gorkum, M. R. Smits and P. K. Larsen; "High brightness and High resolution RHEED system"; Rev. Sci. Instruments 60(9) p. 2940 Sep. (1989).
- [12] - K. Ploog; "Molecular beam eptaxial growth and properties of artificially layered semiconductor struture"; Buletin of eptaxial electronic materials Trieste Italy ,13 Jan. (1990).
- [13] - D. A. Fraser; "The physics of semiconductor devices"; Oxford physics series, fourth edition (1896).
- [14] - L. J. G. Zazo and M. T. Montojo; "Chemical cleaning of GaSb (100) surfaces"; J. Eletrochemical Soc. 136(5), 1480 (1989).
- [15] - J. Inda; "GaAs (100) etching solutions"; J. Eletrochemical Soc. 118, p. 768 (1971).
- [16] - E. F. Schubert, and R. F. Kopf; "Delta doping in III-V semiconductor"; Material science forun Vol. 65 p. 53 (1990).
- [17] - P. Basmaji, A. M. Ceschin, M. Siu Li and O. Hipolito; "MBE growth and carактерization of δ -doping in GaAs and GaAS/Si", Suf. Sci. (1989).

[18] - W. I. Wang, S. Judaprawira, C. E. Wood and L. Eastman; "Molecular beam eptaxial GaAs/AlGaAs heterostrutures for Mesfet Aplications", Appl. phys. lett. vol. 38 p.708 (1981).

[19] - H. Morkoc, L. Witowisk and T. Drummond; "Growth conditions to achieve mobility enhancement in AlGaAs/GaAs heterojunctions by MBE"; Elect. Lett, vol. 16 p. 753 (1980).

[20] - I. Ohbu, M. Takahama and Y. Imamura; "Difusion of Galliun vacancies from Low temperature grown GaAs"; Jpn. J. Appl. Phys. vol. 31 p.11647 (1992).

CARACTERIZAÇÃO DAS AMOSTRAS.

Para a caracterização das propriedades do gás de elétrons das estruturas crescidas utilizamos basicamente três técnicas de análise; efeito Hall, capacitância voltagem e magneto transporte (Shubnikov de Hass).

Cada uma destas técnicas foi utilizada com um propósito específico. Em uma primeira etapa com a finalidade de calibração da máquina de crescimento, a técnica de efeito Hall foi usada fornecendo dados sobre a mobilidade e concentração dos portadores livres a temperatura ambiente e a nitrogênio líquido (77K).

Para determinação do perfil de concentração foram feitas medidas de capacitância por voltagem (C-V). Nesta técnica podemos verificar como ocorre a distribuição de impurezas ao longo da amostra.

Em uma etapa mais avançada as amostras crescidas que apresentaram as melhores propriedades elétricas nas caracterizações anteriores, são agora testadas a temperatura de 4.2K. Estas medidas foram feitas através da a técnica de magneto transporte com altos campos magnéticos 12 Tesla e baixas temperaturas.

Foram também medidas as características de variação da resistividade com a temperatura sob iluminação ou no escuro onde podemos observar o efeito de fotocondutividade persistente, (PPC).

Neste capítulo são apresentadas as técnicas de medidas usadas na caracterização das amostras, assim como os resultados obtido e as discussões em relação aos dados obtidos .

3.1) Determinação das concentrações e mobilidade.

As concentrações e mobilidades de portadores livres das das amostras crescidas, são determinadas através da medida de efeito Hall. Estas medidas foram feitas através do metodo de Van der Pauw [1], a temperatura ambiente (300K), e a nitrogênio líquido 77K. A seguir apresentamos os resultados obtidos a partir destes experimentos.

3.1.1) Procedimento e resultados de medidas.

3.1.1.1) Caracterização de estruturas tipo HEMT.

Como nosso objetivo é calibração da máquina de MBE, para estruturas do tipo HEMT, uma série de 180 amostras, foram analisadas por efeito Hall, após o crescimento. Foram crescidas dez séries de estruturas HEMT com "spacer" variados, cujos parâmetros de crescimentos foram apresentados no capítulo II.

Cada uma destas amostras foi crescida sobre um substrato de GaAs SI (semi isolante), possuindo o tamanho de um quarto de lâmina 4 Cm^2 , que corresponde a aproximadamente um quarto do tamanho do bloco de fixação das amostras. Cada uma destas amostras após o crescimento é dividida em pedaços de 3.0 x 3.0mm. Em cada uma destas amostras foram depositados contatos elétricos de índio que foram difundidos a 450 celcios em atmosfera de nitrogênio por um intervalo de 3.0 minutos. Estas amostras são usadas para medidas de efeito Hall pelo método de Van der Pauw.

Na amostras que apresentaram os melhores valores de mobilidade e de concentração por efeito Hall, foram selecionadas para medidas de magneto transporte que serão apresentados no

proximo capítulo.

Com a divisão das amostras, representando regiões específicas do bloco de crescimento, podemos fazer um mapeamento das condições de crescimento. A partir destes resultados podemos verificar as variações das propriedades de uma estrutura ao longo do bloco de crescimento. Estes resultados são importantes pois a morfologia da superfície crescida vai determinar a uniformidade de características dos dispositivos que eventualmente venham a ser processados sobre esta amostra.

Em cada uma das amostras de cada série foram feitas medidas de concentração e mobilidade, os resultados das melhores amostras de cada série com "spacer" variados são apresentados na fig.(3.1) e fig.(3.2), para a temperatura ambiente e nitrogênio líquido.

AMOSTRA	SPACER (ANGS)	CONCENTRACAO cm^{-2}	MOBILIDADE cm^2/Vs
#144	50	1.1×10^{12}	4820
#155	80	7.1×10^{11}	5240
#179	100	6.8×10^{11}	5900
#148	120	7.6×10^{11}	6140
#149	140	6.8×10^{11}	5500
#150	160	4.3×10^{11}	6060
#157	180	5.5×10^{11}	5600
#158	200	5.0×10^{11}	6520
#178	260	3.2×10^{11}	6800

Fig.(3.1) Parâmetros de HEMT a 300K.

AMOSTRA	SPACER (ANGS)	CONCENTRACAO cm^{-2}	MOBILIDADE cm^2/Vs
#144	50	7.3×10^{11}	34000
#155	80	6.2×10^{11}	50000
#179	100	3.5×10^{11}	55600
#148	120	6.6×10^{11}	61000
#149	140	5.5×10^{11}	68000
#150	160	4.5×10^{11}	72000
#157	180	5.1×10^{11}	74000
#158	200	4.9×10^{11}	88000
#178	260	3.0×10^{11}	98000

Fig.(3.2) Parâmetros de HEMT a 77K.

Na fig.(3.3) apresentamos um gráfico que mostra a variação da mobilidade das amostras em função do "spacer" para temperaturas 300K e 77K. Cada um dos resultados apresentados nas tabelas corresponde as melhores amostras de cada sequência. Podemos concluir deste gráfico que a mobilidade aumenta em função do "spacer" linearmente na temperatura ambiente. A 77K existe uma pequena inflexão da curva para "spacer" de 80 Angstrons. Através de medidas de magneto transporte a 4.2K, verificamos que para as amostras estudadas a melhor mobilidade é conseguida para um "spacer" de 80Å.

Fig. (3.3) Mobilidade x Spacer Amostra HEMT.

3.1.1.2) Caracterização de estrutura tipo delta.

Na fig. (3.4) e (3.5) apresentamos os resultados de caracterização de mobilidade e concentração obtidos para amostras com dopagem delta. Estas medidas foram feitas a temperatura ambiente (300K) e a nitrogênio líquido (77K). Podemos observar que a mobilidade eletrônica nas amostras de dopagem delta é inferior as obtidas para HEMT. Isto se deve ao grande espalhamento que ocorre no gás bidimensional pois os doadores ionizados estão no mesmo plano com os elétrons. No sistema HEMT os elétrons confinados no gás bidimensional estão separados dos doadores pela região de AlGaAs não dopada que constitui o "spacer".

AMOSTRA	TOPO (ANGS)	CONCENTRACAO cm^{-2}	MOBILIDADE cm^2/Vs
#51	3000	5.47×10^{12}	2078
#189	300	3.1×10^{12}	2800
#R01	1000	5.2×10^{12}	2860

Fig.(3.4) - Características de delta 300K.

AMOSTRA	TOPO (ANGS)	CONCENTRACAO cm^{-2}	MOBILIDADE cm^2/Vs
#51	3000	5.3×10^{12}	2156
#189	300	4.0×10^{12}	2100
#R01	1000	5.3×10^{12}	2800

Fig.(3.5) - Características de delta a 77K.

3.2) Caracterização do perfil de concentração dos portadores livres por capacitância voltagem.

Medidas da capacitância em função da voltagem (C-V) constituem um metodo útil para caracterização de semicondutores. Uma vez que a capacitância medida depende da área da amostra, do espaçamento efetivo entre as placas e das propriedades do dielétrico, uma curva de C-V pode ser usada para determinar a espessura de óxido (no caso de dispositivos MOS), e a concentração de impurezas [2] como função da profundidade. As medidas de C-V são implementadas com a medida da capacitância em níveis diversos de tensão aplicados à amostra [3].

3.2.1) Técnica de capacitância voltagem C-V.

A figura.(3.6) abaixo representa um diagrama de bandas de um contato Schottky num semiconductor do tipo n. O semiconductor contém concentração N_d de doadores, existindo também um nível profundo (deep-level) [4] com densidade N_t , que assume-se ser do tipo doador.

Fig.(3.6) - Diagrama de uma junção.

Onde E_f = Nível de Fermi

E_t = Energia de N_t

Forma-se uma região de depleção, devido à tensão reversa

de polarização V_a aplicada e ao potencial de junção, provocando, assim, a distribuição $\rho(x)$ de carga espacial, composta de cargas positivas no semiconductor e uma acumulação de elétrons no metal.

Para descrever o potencial eletrostático $\psi(x)$ no interior da região de depleção, fazemos uso da equação de Poisson:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = - \frac{\rho(x)}{\epsilon \epsilon_0} \quad (3.2.1)$$

onde ϵ e ϵ_0 são as constantes dielétricas do GaAs, e do vácuo respectivamente.

assim,

$$\psi(x) - \psi(-\infty) = - \frac{1}{\epsilon \epsilon_0} \int_{-\infty}^x \left(\int_{-\infty}^y \rho(y) dy \right) dx \quad (3.2.2)$$

Para obter o potencial eletrostático de contato, integra-se em toda a região:

Integrando por partes:

$$\psi(\infty) - \psi(-\infty) = \frac{1}{\epsilon \epsilon_0} \left[x \int_{-\infty}^x \rho(y) dy - \int_{-\infty}^{\infty} x \rho(x) dx \right] \quad (3.2.3)$$

A quantidade de carga espacial no semiconductor é, igual ao excesso de elétrons no metal.

Portanto, a integração das cargas na região é zero ou seja:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \rho(y) dy = 0 \quad (3.2.4)$$

Assumindo que a largura da região de acumulação (x_n) é pequena, a queda de potencial no metal pode ser desprezada.

Ficamos, assim, com:

$$\psi = \psi(-\infty) - \psi(\infty) = -\frac{1}{\epsilon\epsilon_0} \int_0^{x_d} x\rho(x) dx \quad (3.2.5)$$

onde $\rho(x) = e(N_d(x) - n(x))$

$$e \quad \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0 \text{ para } x \geq x_d$$

Para materiais com dopagem uniforme e um corte abrupto de $n(x)$ em x_d , temos que $\rho(x) = eN_d$ e a queda de tensão $V = -\psi$ sera:

$$V = V_r + V_b = eN_d x_d^2 / 2\epsilon\epsilon_0 \quad (3.2.6)$$

Se x_d é definido, a integração do campo elétrico na direção

do contato fornecerá:

$$\psi(x) = -eN_d \frac{(x_d - x)^2}{2\epsilon\epsilon_0} \quad (3.2.7)$$

Como $-e\psi(x) = E_c(x) - E_c(x_d)$, nota-se um crescimento parabólico da energia da banda de condução com a distância dentro da região de depleção.

Nas proximidades de x_d a análise anterior despreza o efeito dos elétrons. Porém, se tomarmos a equação (3.2.7) como uma boa aproximação inicial para o comportamento de $E_c(x)$, então, com $n(E)$ descrito por um fator de Boltzmann, pode-se mostrar que:

$$n(x) = N_d \exp\left[-(x_d - x)^2 / 2L_d^2\right]^{1/2} \quad (3.2.8)$$

com o decaimento de $n(x)$ descrito pelo comprimento de Debye:

$$L_d = (\epsilon\epsilon_0 KT / e^2 N_d)^{1/2} \quad (3.2.9)$$

A capacitância da região de depleção é dada por:

$$C = A \frac{dQ}{dV} ,$$

onde dQ corresponde à mudança de carga por unidade de área resultante de uma modulação dV na tensão.

O principal fator influente na mudança dQ provém da flutuação de carga dos doadores de níveis não-profundos na vizinhança da região de depleção, que causam uma flutuação de carga espacial (positiva) $e(N_d(x) - n(x))$.

Outra contribuição para dQ é a mudança na ocupação de estados profundos na vizinhança de x_1 , onde E_t cruza E_f . Também pode haver contribuição de estados na interface (em $x=0$) para dQ , porém a mesma só é significativa na presença de uma junção isolante.

Uma mudança na carga espacial $d\rho(x)$ devido a uma mudança dV levará a:

$$dQ = \int_0^{\infty} d\rho(x) dx \quad (3.2.10)$$

Da equação (3.2.5)

$$dV = \frac{1}{\epsilon\epsilon_0} \int_0^{\infty} x d\rho(x) dx \quad (3.2.11)$$

Assim, a capacitância será:

$$C = \frac{A\epsilon\epsilon_0 \int_0^{\infty} d\rho(x) dx}{\int_0^{\infty} x d\rho(x) dx} \quad (3.2.12)$$

Na ausência de estados profundos é possível obter um resultado da capacitância em função da tensão para um material dopado uniformemente com $n(x)$ dado pela equação (3.2.8). Porém, para distribuições de $N(x)$ não uniformes, é necessário assumir três simplificações:

Assume-se que o semiconductor pode ser dividido em duas regiões distintas:

- i) uma região de carga espacial imediatamente abaixo da barreira que não possui portadores livres
- ii) uma região interior que é inteiramente neutra
- iii) a junção entre essas regiões é abrupta.

Assumindo que $L_d \ll x_d$, de tal forma que x_d corresponde a fronteira da região de depleção, ou que $V \gg KT/e$, assim, assumimos que a mudança na ocupação dos níveis profundos em x_1 também é abrupta, então as equações (3.2.10) e (3.2.11) serão:

$$dQ = u(e_n) e N_t(x_1) dx_1 + e N_d(x_d) dx_d \quad (3.2.13)$$

$$\epsilon \epsilon_0 dV = u(e_n) e x_1 N_t(x_1) + e x_d N_d(x_d) dx_d \quad (3.2.14)$$

onde $u(e_n)$ corresponde à resposta das armadilhas (traps) à mudança na tensão.

O primeiro termo na equação (3.2.13) aparece porque os níveis profundos na vizinhança de x_1 emitem os elétrons capturados para a banda de condução a uma taxa e_n na qual são removidos pelo

campo. Desde que dV é um sinal de teste oscilatório, essa contribuição só estará presente quando a frequência angular ω do sinal de teste for menor que e_n , de tal forma que as armadilhas possam responder.

Assim,

$$n(e_n) = 1 \quad \text{se } \omega < e_n \quad (3.2.15)$$

$$n(e_n) = 0 \quad \text{se } \omega > e_n \quad (3.2.16)$$

Consideremos o caso onde a contribuição dos estados profundos é desprezível ($N_t \ll N_d$). As equações (3.2.13) e (3.2.14) darão:

$$C = \frac{\epsilon \epsilon_0 A}{x_d} \quad (3.2.17)$$

Assim, dentro da aproximação feita para a região de depleção, C é determinada somente por x_d , independentemente da distribuição de carga espacial ou do valor de N_d em x_d .

Com x_d definido é possível a aproximação da amostra por um capacitor ideal, x_d pode ser determinado usando a equação (3.2.17), medindo-se a capacitância.

A profundidade da região de depleção aumenta de Δx_d quando a tensão de polarização é aumentada de um ΔV .

Da equação (3.2.11):

$$\Delta V = e x_d N(x_d) \Delta x_d / \epsilon \epsilon_0 \quad (3.2.18)$$

e o aumento de carga da equação (3.2.10) será

$$\Delta Q = e N(x_d) \Delta x_d \quad (3.2.19)$$

Como $\frac{\Delta C}{\Delta V} = \left(\frac{\Delta C}{\Delta x_d} \right) \left(\frac{\Delta x_d}{\Delta V} \right)$, usando as equações (3.2.17) e (3.2.18)

$$\frac{\Delta C}{\Delta V} = - \frac{C^3}{e \epsilon \epsilon_0 A^2 N(x_d)} \quad (3.2.20)$$

implicando em

$$N(x_d) = - \frac{C^3}{e \epsilon \epsilon_0 A^2} \left(\frac{\Delta C}{\Delta V} \right)^{-1} \quad (3.2.21)$$

equivalente a

$$N(x_d) = \frac{2}{\epsilon e A^2} \left(\frac{d(1/C^2)}{dV} \right)^{-1} \quad (3.2.22)$$

Desta forma a medida de C e $\Delta C/\Delta V$, em função da tensão V fornece $N(x_d)$. Este é basicamente o princípio da técnica C-V.

Na presença de estados profundos, $x_d - x_1$ dado pela equação (3.2.7), será:

$$\lambda = x_d - x_1 = \left(\frac{2\epsilon\epsilon_0}{e^2 N_d} (E_f - E_t) \right)^{1/2} \quad (3.2.23)$$

Como $dx_1 = dx_d$, da equação (3.2.12) teremos

$$C = \frac{\epsilon\epsilon_0 A [u(e_n) N_t(x_1) + N_d(x_d)]}{u(e_n) x_1 N_t(x_1) + x_d N_d(x_d)} \quad (3.2.24)$$

Note-se que a medida capacitância voltagem, possui uma dependência com a frequência, devido ao termo $u(e_n)$. Em altas frequências, $u(e_n) = 0$, e a equação (3.2.24) será

$$C_{\infty} = \frac{\epsilon \epsilon_0 A}{x_d} \quad (3.2.25)$$

Uma vez que em frequências altas as armadilhas não podem responder, o efeito dos estados profundos é desprezível e, portanto, o resultado é o mesmo sem esses estados.

Em baixas frequências, onde $u(e_n) = 1$, a capacitância será:

$$C = \epsilon \epsilon_0 A \left(\frac{N_t(x_1) + N_d(x_d)}{x_1 N_t(x_1) + x_d N_d(x_d)} \right) \quad (3.2.26)$$

e assim o acréscimo ΔC em relação a C_{∞} será

$$\Delta C = C_{\infty} \frac{N_t}{N_d} \left(\frac{1 - (x_1/x_d)}{1 + x_1 N_t / x_d N_d} \right) \quad (3.2.27)$$

A técnica de C-V por depleção, entretanto, possui algumas desvantagens, sendo as principais a máxima profundidade a que se consegue chegar e a resolução da profundidade.

A máxima profundidade é limitada pela tensão de ruptura em altas tensões reversas. Em GaAs o máximo campo que pode ser aplicado é de aproximadamente $4 \times 10^5 \text{ V cm}^{-1}$. Em materiais com $N_t \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ a profundidade máxima é da ordem de $20 \text{ } \mu\text{m}$ e para $N_d \approx 10^{18}$ a profundidade será $0.02 \text{ } \mu\text{m}$.

3.2.2) Procedimento e resultados.

Para a medida de C-V em amostras semicondutoras, necessitamos de um contato ohmico, e um contato Schottky. O contato ohmico geralmente é feito através do próprio substrato que deve se do tipo N. Desta forma durante o crescimento de uma amostra em substrato SI, se desejarmos realizar uma medida devemos colocar junto uma a mostra de prova tipo no mesmo crescimento. Outra forma é a difusão de um contato ohmico de índio por exemplo em uma estrutura com substrato semi-isolante especialmente se for uma estrutura com gás bidimensional como delta ou HEMT.

O contato como apresentado na fig.(3.6), pode ser formado pela deposição de uma camada de alumínio de 200 Angstrons. O alumínio forma uma contato Schottky no GaAs, deste modo este será o mesmo material usado para a formação do elemento de "gate" como sera apresentado no próximo capítulo. Na Fig.(3.7) apresentamos uma foto ao microscópio ótico que ilustra uma série de contatos formados por alumínio na superfície do GaAs.

Fig.(3.7) - Contatos Schottky em GaAs.

Na Fig.(3.8) apresentamos uma curva $I \times V$ obtida para uma contato Al/GaAs. Verificamos que é uma curva típica de diodo retificador. Desta forma em um sentido sempre a condução elétrica enquanto no outro existe um limite de tensão permitido para que não haja a ruptura.

Em um transistor de junção este fato é bastante importante pois limitara a maxima tensão permitida no elemento de "gate", cujo campo elétrico gerado é responsável pela depleção do gás de elétrons. Além deste fato o elemento de gate que é um capacitor em ultima análise influi na impedância de entrada do transistor podendo limitar sua performance em altas frequências.

Neste trabalho não nos preocupamos com o comportamento dos transistores sob o ponto de vista de engenharia do dispositivo em si e seu comportamento com relação a sinais alternados. Como um protótipo analisamos somente o comportamento DC.

$I=0.1\text{mA}/D$
 $V=2.0\text{V}/D$
 $D=\text{Divisão}$

Fig.(3.8) - Comportamento $I \times V$ de junção Schottky.

3.2.2.1) Resultados de C-V em estruturas com dopagem planar.

Para obter informações sobre a distribuição de impurezas nos filmes semicondutores, recorreremos à análise C-V. Em filmes δ - GaAs, por exemplo, pode-se estudar a largura da dopagem delta, pelo gráfico $N(x_d)$ contra x_d [5].

Na figura (3.9), podemos ver o espectro de C-V, obtido para a amostra 189, que foi utilizada na implementação do transistor. Consiste de uma amostra de dopagem delta em silício, cuja concentração é de $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

Na fig.(3.10) vemos a curva derivada da curva C-V, nos fornece um perfil de concentração como função da profundidade na amostra a partir do "cap layer".

Fig.(3.9)- Espectro de C-V para amostra delta #189 (300K).

Fig. (3.10)- Derivada da curva de C-V amostra #189 (300K).

3.2.2.2) Resultados de C-V em hetero estruturas.

No caso das amostras com hetero estruturas, que foram crescidas sob substrato semi-isolante de alta resistividade, utilizamos outro procedimento a fim de produzir um contato ohmico com o gás de elétrons. Nestas amostras foi em uma primeira etapa difundido um contato ohmico de índio até atingir o gás de elétrons, apos este processo então foi evaporado o contato Schottky. Na fig.(3.11), podemos ver a derivada da curva C-V, mostrando o perfil de concentração em função da profundidade para

a amostra #145.

Pode ser notado nestas curvas que a largura de meia altura de linha de uma amostra do tipo HEMT, é mais estreita doque em uma amostra de dopagem delta. Pois em em amostras delta a difusão produz um alargamento do poço. Assim em hetero-estruturas o gás de elétrons esta mais confinado espacialmente doque em amostra do tipo dopagem planar. Os resultados medidos nestas amostras apresentaram uma boa concordância com os parâmetros especificados durante o crescimento sendo a profundidade do gás estabelecida pelas oscilações de RHEED, e pela densidade de dopagem.

Fig.(3.11)- Curva de CV para HEMT (300K).

3.3) Caracterização elétrica do gás de elétrons bidimensional.

Para verificação da concentração e da mobilidade da melhores amostras com "spacer" variados a baixa temperatura (4.2K), utilizamos medidas de magneto transporte (Shubnikov de Hass, SdH). Estas medidas foram por nos realizadas no CNRS-SNCI, Grenoble França e na UNICAMP, com campo magnético intenso da ordem de 12 Teslas.

Nesta seção fazemos uma breve introdução teórica a respeito do efeito SdH. São também apresentados os resultados obtidos das medições efetuadas nas amostras HEMT. São apresentados também os resultados de medidas de fotocondutividade persistente (PPC), observada nestas amostras, refletindo a influência da luz sobre a densidade eletrônica no gás de elétrons.

3.3.1) Influência de campo magnético em sistema eletrônico.

A quantização ocorre em um sistema eletrônico quando este é submetido a um campo magnético [7] intenso. como vimos no capítulo I em uma hetero-estrutura os elétrons estão confinados em um plano (x,y), formando um gás bidimensional. Neste sistema a energia dos elétrons é dada por:

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + E_1 \quad (3.3.1)$$

Se tomarmos os elétrons livres em um volume, devido a

um campo magnético intenso, estes elétrons descreverão um movimento helicoidal paralelo ao campo aplicado, e uma órbita ciclotrônica quantificada. Em duas dimensões, o movimento dos elétrons é limitado ao plano (x,y) de tal forma que os elétrons não estão sensíveis à componente do campo magnético na direção z em torno da qual está orbitando. Negligenciando por um instante o momento magnético dos elétrons, podemos escrever potencial vetor como sendo:

$$\vec{A} = (0, B_x, 0) \quad (3.3.2)$$

O campo magnético externo aplicado ao sistema pode ser descrito como.

$$\vec{B} = (0, 0, B) \quad (3.3.3)$$

A hamiltoniana do elétron é escrita como:

$$H = \frac{1}{2m^*} (\vec{P} - e\vec{A})^2 \quad (3.3.4)$$

onde $\vec{P}$ é o momento total do elétron, assim;

$$H = \frac{1}{2m^*} P_x^2 + \left[\frac{1}{2m^*} P_y^2 + \frac{1}{2} m^* \omega_c^2 (y - y_0)^2 \right] - \frac{1}{2} m^* \omega_c^2 y_0^2 + H_z \quad (3.3.5)$$

Ela se compoe de um termo do elétron livre e de um termo

oscilador harmônico centrado em y_0 , com frequência ciclotrônica ω_c e um movimento quantificado em z .

Esta hamiltoniana admite soluções do tipo;

$$\Psi_{n,l} = \frac{1}{\sqrt{L_x}} \exp[iK_x X] \cdot \phi_n(y-y_0) \cdot \varphi(z) \quad \text{para } n=0.1.2\dots (3.3.6)$$

com energia

$$E_{n,l} = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c + E_l \quad (3.3.7)$$

O sistema é totalmente quantificado em n níveis chamados níveis de Landau [8], e l são os níveis de energia dos elétrons.

Se não negligenciarmos o momento magnético do elétron temos que:

$$E_{n,l,s} = E_{n,l} + Sg^* \cdot \mu_B B \quad S = \pm 1/2 \quad (3.7.8)$$

nesta expressão g é o fator de Landé efetivo e μ_B o magneton de Bohr [9].

Os N estados de uma banda l compreende um intervalo de energia $E = \hbar\omega_c$; quando não existe campo magnético são distribuídos e quando existe os níveis de Landau são discretos. Na fig. (3.12) podemos observar a estrutura dos níveis quantizados pelo campo magnético para um gás bi-dimensional.

Fig. (3.12) Níveis quantizados pelo campo magnético.

Para um estado de "spin" o numero de estados é dado por;

$$N = \frac{1}{2} \cdot \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \cdot \hbar \omega_c = \frac{eB}{h} \quad (3.3.9)$$

A densidade de estados no gás bi-dimensional é dada pela distribuição de Dirac.

$$D(E) = \frac{eB}{h} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \delta(E - E_{n,l,s}) \quad (3.3.10)$$

Em um semiconductor real os elétrons estão sujeitos a

colisões o que não lhes permite ficar por muito tempo em uma órbita estacionária o que ocasiona uma singularidade a distribuição de Dirac.

Esta condição faz com que os elétrons só permaneçam em uma órbita para campos altos e se o tempo de colisão for menor do que o tempo que ele leva para completar uma órbita. Ou seja Se $\omega_c \tau \ll 1$ onde τ é o tempo que separa duas colisões, ou ainda $\omega_c \tau \gg 1$, desta forma se a mobilidade eletrônica for de $1000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ é necessário um campo magnético de 10 Teslas para manter um elétron preso em uma órbita.

A quantização da energia e as singularidades da densidade de estados, produzem a efeito chamado de magneto oscilações dos coeficientes de transporte.

Os fenômenos de magneto transporte não são observáveis se a energia que separa os níveis de Landau forem inferiores a energia térmica do sistema, ou seja $\hbar \omega_c \gg kT$, isto é verificado se o campo magnético for da ordem de 0.12 Tesla e a temperatura de 4.2K. Na temperatura ambiente 300K, é necessário um campo da ordem de 9 Tesla para um material como o GaInAs [10].

O efeito de quantificação é melhor observável em duas dimensões do que em três. Deste modo um sistema com dopagem modulada tal como uma hetero-estrutura é um sistema ideal para observar os efeitos quânticos.

Em nosso trabalho não estudamos o efeito Hall quântico, uma vez que usamos a técnica apenas para determinação dos parâmetros de mobilidade e concentração das amostras. Entretanto algumas medidas foram realizadas do efeito Hall quântico, a título de verificação.

3.3.2) O efeito Shubnikov de Haas.

O efeito Shubnikov de Haas (SdH) [7], é um efeito bastante conhecido de oscilações da condutividade em função do campo magnético em regime quântico degenerado.

A condição de degenerescência é a de que $E_f \gg KT$ e a condição de quantização $\mu_B \gg 1$. Estas condições podem ser verificadas em heterojunções em campos de 0.5 Tesla a temperaturas $T < 10K$. Nesta situação a condução é do tipo metálica, no gás de elétrons, sendo caracterizada pela difusão elástica dos portadores no nível de Fermi.

Para um sistema de gás bidimensional de bandas eletrônicas, a transição ocorre quando os níveis de Landau cruzam o nível de Fermi e troca quantidade de movimento. A probabilidade de transição de um estado (n,k) , para um estado (n,k') , é proporcional a densidade eletrônica no nível, de Fermi.

Em função do campo magnético, os níveis de Landau cruzam o nível de Fermi, e a taxa de difusão muda bruscamente produzindo uma violenta oscilação da condutividade ρ_{xx} no plano (x,y) e da resistividade σ_{xx} , estas são grandezas tensoriais definidas por.

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{(\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2)} \quad (3.3.11)$$

No regime quântico $\sigma_{xy} \gg \sigma_{xx}$, na fig.(3.14) podemos observar o comportamento da resistividade em uma hetero-estrutura de GaAs-AlGaAs.

Um maximo de resistência aparece quando:

$$E_F = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c = \left(n + \frac{1}{2} \right) \frac{\hbar e B}{m^*} \quad (3.3.12)$$

Desta forma verificamos que as oscilações são periódicas em $1/B$. O período $1/B_F$ e a densidade de estados eletrônica N_s estão interligadas com a energia de Fermi E_F ;

$$N_s = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} E_F \quad (3.3.13)$$

o campo magnético nesta situação é dado por;

$$B_F = \frac{m^*}{\hbar e} E_F \quad (3.3.14)$$

Através da concentração e da resistividade podemos calcular a mobilidade eletrônica no gás.

$$\mu = \frac{1}{e R N_s} \quad (3.3.15)$$

3.3.3) Resultados obtidos pelas medidas de SdH.

Foram crescidas varias amostras tipo HEMT, em GaAs\AlGaAs, possuindo "spacer Layer" diferentes. As concentrações e mobilidades à temperatura ambiente medidas por efeito Hall são comparadas com as medidas de SdH realizadas à temperatura de 4.2K.

Nestas medidas de SdH foram obtidos valores de mobilidade, da ordem de $139.000\text{ cm}^2/\text{Vs}$ para a amostra #155, que é um HEMT. Verificamos desta forma que para a máquina de MBE utilizada (Meca 2000), instalada em São Carlos a melhor mobilidade foi conseguida para um "spacer" de $80\text{\AA}$. É condição ótima, uma vez que este parâmetro varia de máquina para máquina, pois depende da contaminação residual do equipamento.

Na da fig.(3.13) são apresentadas as características das amostras medidas, assim como os resultados de concentração e mobilidade medidas por SdH.

AMOSTRA	CONCENTRACAO cm^{-2}	MOBILIDADE cm^2/Vs
#155	4.0×10^{11}	1.39×10^5
#179	1.23×10^{11}	1.28×10^5

Fig.(3.13) - Características de HEMT 4.2K

Na sequência podemos ver a figura (3.14) onde se apresentam as oscilações de SdH para a amostra #155, cujos dados são apresentados na tabela anterior. Na fig. (3.15) temos a transformada de Fourier para a amostra #155 na qual podemos

observar a primeira sub-banda formadora do gás de elétrons esta preenchida para a temperatura de 4.2K.

Para a amostra #179 é apresentada a oscilação de SdH na fig.(3.16). Foi feita uma medida de efeito Hall quântico cujo resultado é apresentado na fig. (3.17).

AMOSTRA: 155 CORR: 5.0 μ A (AE)
 VH: .00065 // .00072 (---)
 DATA: 27/01/93 VS: 0 // .0039 (BF)
 ARQ: SC155S1.dat LKIN:
 TEMP.: 4 K LKIN:
 CAMPO: 3.405221E-03 // 10.0681

Fig.(3.14) Oscilação de SdH amostra #155
 HEMT - Spacer 80Å 4.2K.

AMOSTRA 155

(1a. derivada)

Fig.(3.15) Transformada de Fourier: #155 HEMT.

AMOSTRA: 179-1 CORR: 5.0 uA (AB)
 VH: .00065 // .00072 (---)
 DATA: 27/01/93 VS: 0 // .00662 (EF)
 ARQ: SC179S1.dat LKIN: --
 TEMP.: 4 K LKIN: ---
 CAMPO: .4892168 // 10.01135

Fig.(3.16) Oscilação de SdH amostra #179
 HEMT Spacer 180Å 4.2K.

AMOSTRA: 179-1	CORR: 5.0 uA (AF)
DATA: 27/01/93	VH: .00292 // .07504 (BE)
ARQ: SC179H1.dat	VS: .00066 // .00073 (---)
TEMP.: 4 K	LKIN: --
CAMPG: .4335982 // 10.01135	LKIN: ---

Fig.(3.17) Medida de efeito Hall quântico
HEMT #179 a 4.2K.

3.4) Efeito da foto condutividade persistente (PPC).

O efeito de foto condutividade persistente (PPC), consiste na captura de elétrons por níveis profundos tipo (DX), presentes em um semiconductor [11] [12]. Este fenômeno pode ser observado em estruturas semicondutoras para temperaturas inferiores a 100K, pois acima desta temperatura a ativação térmica faz com que os elétrons sejam ionizados dos níveis profundos. Este efeito foi observado nas amostras tipo HEMT. Este efeito é inconveniente para amostras destinadas a aplicações em baixas temperaturas pois pode ocorrer a captura de elétrons do gás bidimensional o que influi no transporte de corrente [13].

Para o estudo da PPC, foram feitas medidas de SdH e variação da resistividade com a temperatura sob efeito de luz ou não. Além destas duas medidas foram feitas medidas de foto excitação através das quais é medido o tempo de captura dos elétrons.

Medidas de SdH em amostras do tipo HEMT, mostram que a concentração de elétrons no gás varia quando a amostra é exposta à luz. Para amostra #65 "spacer" 260, podemos observar uma variação da concentração de portadores da ordem de 20%, sob o efeito de luz.

Para a realização desta medida um LED vermelho é introduzido junto com a amostra no criostato. A medida de SdH é feita inicialmente no escuro depois é gerado um pulso de luz e a medida é repetida. Atraves deste procedimento podemos determinar a variação da concentração na amostra, como efeito da iluminação. O resultado destas medidas pode ser observado nas figuras (3.18) (3.19).

Fig.(3.18) Espectro de SdH no escuro mostra #65.

Fig.(3.19) Espectro SdH sob luz amostra #65.

Verificamos que o efeito de PPC se deve a dois fatores basicamente a separação de carga, entre o gás de elétrons e o GaAs, e a captura de elétrons por níveis DX situados na camada AlGaAs [14] [15]. Esta variação do nível de concentração do gás de elétrons pode ser observada diretamente pela variação da concentração de elétrons no gás bidimensional.

Quando resistividade é medida como função da temperatura sob efeito de iluminação ou não, novamente o efeito de PPC é observado. Na fig.(3.20) podemos ver o gráfico obtido para amostra #49. Verificamos que quando o tamanho do spacer é variado para um valor maior o efeito de PPC diminui. Isto se deve a maior separação do níveis DX, presentes na região AlGaAs N ,e o gás de elétrons o que implica em uma maior dificuldade de captura dos elétrons do gás, como pode ser observado para a amostra #65 fig.(3.21).

Nas medidas de resistividade a baixa temperatura como pode ser observado na fig (3.20). ocorre uma oscilação do nível de resistividade para amostra cujo spacer e 50Å, este efeito se deve ao transporte paralelo ao gás bidimensional, na região de AlGaAs dopada tipo N.

Fig.(3.20) Variação da resitividade com temperatura amostra #49 "spacer" 50 Å.

Fig.(3.21) Variação da resistividade com temperatura amostra #65 "spacer" 220Å.

Na fig.(3.22), podemos ver a porcentagem de variação da PPC para a amostra #65. Observamos que nas amostras onde o "spacer" é maior a o efeito de PPC é menor o que se explica pela maior dificuldade de captura devido a barreira de "spacer" AlGaAs.

Fig.(3.22) Variação percentual de PPC para amostras HEMT com temperatura.

Para analisarmos os mecanismos de captura de elétrons nas amostras HEMT foram realizadas medidas de tempo de recombinação dos elétrons presos pelos níveis DX. Estas medidas foram realizadas usando-se um sistema de laser pulsado de Neodímio

YAG, acoplado a um DYE laser fornecendo comprimento de onda variável em torno de 620nm [16].

Os pulsos de luz do laser incidem diretamente sobre a amostra que possui dois contatos ôhmicos. Através dos contatos ôhmicos pudemos registrar através de um osciloscópio digitalizador a variação da corrente na amostra devido a excitação de luz.

O osciloscópio é sincronizado com o Laser cuja taxa de repetição de pulsos é fixada de acordo com a variação do tempo de decaimento [17]. Na fig.(3.23) podemos ver uma ilustração da montagem usada para medida de foto excitação.

Fig.(3.23) Montagem para medida de tempo de recombinação.

Observamos nesta medidas que existem dois tempos de captura diferentes para os elétrons foto excitados. Para a amostra #155, um HEMT com "spacer" de 80 angstroms medida a temperatura ambiente 300K, podemos verificar que existe um tempo longo de captura em torno de 500ns, tempo típico de recombinação de níveis profundos fig.(3.24). Este sinal apresenta um tempo de 4ns quando o pulso de laser é recebido pela amostra a ampliação deste pulso inicial pode ser visto na fig.(3.25).

Fig.(3.24) Tempo de recombinação de amostra #155 temperatura ambiente 300K.

Fig.(3.25) Tempo de recombinação de amostra #155
temperatura ambiente 300K.

Para entendermos este efeito, podemos supor o seguinte modelo. A a luz excita elétrons que estão no GaAs, próximos ao gás bidimensional, e também elétrons presos nos níveis DX. Os elétrons vão para o gás e permanecem aí por um tempo determinado.

Dependendo da temperatura em que se encontra a amostra o tempo de recombinação pode mudar. Os elétrons gerados no GaAs se recombina mais rapidamente devido a proximidade com o gás, como

pode ser verificado na fig.(3.25), sendo de 4ns a 300K.

Os elétrons foto excitados na região AlGaAs, não recombinaem, tão rapidamente. Estes tem de passar pela região do "spacer". Como pode ser visto este tempo esta em torno de 500ns para a temperatura de 300K. Este tempo de recombinação depende também da temperatura como pudemos observar.

Quando a temperatura é baixada para 77K diminui a energia de fonons da rede assim os processos de espalhamento diminuem, o tempo de recombinação muda para 500 μ s como podemos observar na fig.(3.25) [18]. Se a temperatura da amostra for baixada a 4.2K, este tempo deve se prolongar, passamos então para uma situação de foto condutividade persistente PPC.

Fig.(3.25) Tempo de recombinação amostra #155 temperatura 77K.

3.5) Propriedades do arseneto de gálio crescido a baixa temperatura.

Foram crescidas uma serie de amostras de GaAs BT (Arseneto de gálio Baixa temperatura), como ja descrito no capitulo II. Nosso interesse neste tipo de estrutura esta no fato de que estas amostras apresentaram boa cristalinidade e alta resistividade em comparação com o substrato SI de GaAs [19] [20]. Para temperaturas de crescimento da ordem de 200 celcios medidas de efeito Hall mostram que a incorporação de silício é muito baixa em função da resitividade medida.

O efeito de alta resistividade pode ter aplicações muito importantes quando se trata de circuitos de micro ondas. Como ja demonstramos no capítulo I no modelamento de transistores TEGFET, a resistência de fuga pelo buffer é um fator limitante para a performance dos transistores, pois cria um transporte paralelo [21]. Nossa proposição para um trabalho, futuro é o crescimento das estruturas para transistores HEMT ou delta FET, sobre um buffer de GaAs crescido a baixa temperatura. Este buffer possuindo alta resistividade pode eliminar ou minimizar os efeitos de resistência parasita. Na fig.(3.26) apresentamos a estrutura de uma possível estrutura para transistor crescida usando buffer de GaAs BT.

Fig.(3.26) Estrutura de dispositivo a partir de GaAs BT.

Na tabela abaixo apresentamos os resultados de medidas de efeito Hall para a série de amostras GaAs BT, como podemos verificar para os crescimento realizados a temperaturas inferiores a 250 celcios não é possível a medida de efeito Hall. Isto se deve a alta resistividade das amostras.

AMOSTRA	TEMPERATURA (Celcios)	RESISTIVIDADE Ohm/cm
#BT71	100	>20M
#BT72	150	>20M
#BT73	200	>20M
#BT74	250	>10M
#BT75	300	~1M
#BT76	350	~500
#BT77	400	~100
#BT78	450	~80

Fig.(3.27) Efeito Hall para GaAs baixa temperatura.

Estas amostras foram também analisadas através do microscópio eletrônico de varredura. Na sequência de figuras (3.28 [A] [B] [C] [D]),apresentadas a seguir podemos verificar uma mudança na morfologia da superfície desta amostras. A temperaturas inferiores a 150 graus celcios existe a formação de ilhas depois a superfície se torna regular, com o reaparecimento de ilhas em temperaturas mais elevadas.

Fig.(3.28 - A) GaAs BT #72 SEM

Fig.(3.28 - B) GaAs BT #75 SEM
temperatura 77K.

Fig.(3.28 - C) GaAs BT #76 SEM.

Fig.(3.28 - D) GaAs BT #79 SEM.

BIBLIOGRAFIA - III

- [1] - L. V. Van der Pauw; "A method of measuring the resistivity and Hall coefficient of lamellae of arbitrary shape"; Philips technical Review vol. 20 P. 220 (1958).
- [2] - D. A. Anderson and N. Apsley "The Hall effect in III-V semiconductor"; Semicon. Sci. Technol. 1(1986).
- [3] - "Epitaxie par jets moléculaires"; 1^{er} séminaire Porquerolles 8 Juin 1982/ CNRS Laboratoire de Physique du solide et énergie solaire Valbone (1983).
- [4] - P. Blood; "Capacitance voltage profiling and the characterization of III-V semiconductor using electrolyte barriers"; Semicond. Sci. Technol. 1 p.7 (1986).
- [5] - E. F. Schubert and R. F. Kopf; "Delta doping in III-V semiconductor"; materials science forum Vol. 65-66 p.53 (1990).
- [6] - J. E. A. Whiteaway, "Simulation and measurement of C/V doping profiles in multi-layer structures"; Proc. Inst. Electron. Vol. 130, pp. 165 (1983).
- [7] - G. Gregoris; "Magnetotransport sous pression hydrostatique dans des systèmes électroniques bidimensionnels GaInAs/GaAs, GaAlAs"; Thèse du grade de docteur, INSA Toulouse, France (1985).
- [8] - C. Cohen-Tannoudji, D. Diu and F. Laloe; "Quantum Mechanics"; John Wiley Sons Paris (1977).
- [9] - R. Eisberg e R. Resnick; "Física Quântica"; Editora Campus

[10] - L. A. Cury; "Propriétés électroniques de structures semiconductrices III-V à effet tunnel résonnant sous pression hydrostatique et sous fort champ magnétique"; These du grade de Docteur INSA Toulouse, France (1992).

[11] - P. Basmaji; "Centres DX dans l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{x-1}\text{As}$ "; These de docteur en physique, Laboratoire de physique du solide et energie solaire CNRS, Valbone, France (1988).

[12] - P. M. Mooney; "Deep donor levels (DX centers) in III-V semiconductors"; J. Appl. Phys 67(3), 1 Feb. (1990).

[13] - W. Timelthaler, W. Jantsch and G. Welmann; "Persistent 2D photoconductivity and deep levels in AlGaAs/GaAs heterostructures"; Semicond. Sci. Technol. 5, p. 686 (1990).

[14] - D. E. Theodorou and E. A. Anagnostakis; "Persistent photoconductivity and DX centers"; Phys. Rev. B vol.47 no. 7 (1991).

[15] -M. Lanoo;; "Review of DX center models": Physics of DX centers in GaAs Alloys, ed J. C. Bourgoin, Sci. Tech. Pub., p.253, (1990)

[16] - S. M. Sze; "Physics of semiconductor devices"; Jhon Wiley & Sons, New York (1969).

[17] - C. L. Petersen, M. R. Frei and S. A. Lyon; "Electroluminescence of ballistically injected electrons in AlGaAs/GaAs heterodiodes"; Phys. Rev. Lett. vol.63, no. 26, (1989).

[18] - L. V. Andrade Scalvi; "Um estudo sobre centros DX em AlGaAs"; Tese de Doutorado IFQCS-USP São Carlos (1991).

[19] - I. Ohbu, M. Takahama and Y. Imamura; "Diffusion of gallium vacancies from temperature grown GaAs"; Jpn. J. Appl. Phys. vol.31 p.11647 (1992).

[20] - A. A. Bernussi, C. F. Souza, W. Carvalho, D. I. Lubyshev, J. C. Rossi and P. Basmaji; "Optical and structural properties of low temperature GaAs layers grown by molecular beam epitaxy"; 6BSSP São Carlos July (1993).

CAPÍTULO IV

PROCESSAMENTO DOS DISPOSITIVOS.

Chamamos de processamento, todas as etapas que são necessárias para produzir um dispositivo a partir de uma amostra de estrutura eletrônica. Neste capítulo serão descritas estas etapas. No caso de transistores podemos dividir o seu processamento em seis etapas, sendo que as principais são as de fotolitografia, intercaladas por evaporações de ligas ataques químicos, limpezas e recozimentos. São apresentados também resultados de raios X, utilizados para verificação das composições dos contatos formados nos dispositivos.

Apresentamos neste capítulo também teste realizados para litografia de feixe de elétrons. Os teste foram feitos usando um microscópio eletrônico ZEISS. As preparações químicas são discutidas e resultados do processamento apresentados.

4.1) Limpeza orgânica das amostras.

A limpeza orgânica das amostras é destinada a eliminação de eventuais resíduos existentes na superfície das amostras a serem processadas. São usados para esta finalidade as soluções e tempos idênticos aos apresentados no capítulo II.

4.2) Desbaste da superfície (Cap-layer).

Esta etapa do processamento tem por finalidade, produzir uma espessura de camada de topo (cap-layer) adequada as características desejadas para o dispositivo. Em função desta espessura pode ser controlado o modo de trabalho do FET. Como descrito no capítulo I, o transistor pode trabalhar em dois modos ou seja no modo de depleção ou no modo de enchimento.

No modo de depleção a variação da densidade de elétrons é controlada pela aplicação de um potencial negativo ao elemento de gate, através do qual os elétrons confinados no poço de potencial são expulsos do mesmo. Neste modo de trabalho temos corrente máxima entre "Dreno" e "Source" para uma tensão de "Gate" zero, pois o poço potencial esta com sua densidade máxima.

No modo de enchimento potencial formador do poço cruza o nível de Fermi através da aplicação de um potencial positivo no gate , o que também faz com que os elétrons de condução comecem a encher o poço potencial, formando o canal de condução. Nestes dois modos podemos então controlar a corrente entre dreno e através da tensão de gate.

Os transístores implementados funcionam no modo de depleção. Neste caso o processo de fabricação é mais simples devido a espessura do cap-layer ser maior. Para os transístores implementados esta espesura é da ordem de 300 Angstroms, que é uma

espessura bastante crítica para ser controlada durante um processo de ataque químico. Devemos notar que no modo de depleção para uma tensão de gate zero, temos o poço potencial cheio de elétrons.

O desbaste da camada topo se faz necessário pois no crescimento é deixada algumas vezes uma espessura da ordem de 0.1 um. Isto é feito para evitar uma deterioração da estrutura por oxidação. De tal forma que para se chegar a 300 Angstrons deve ser feito um desbaste de 0.07 um. Este desbaste é muito crítico. Para tal finalidade é utilizada uma solução de ataque tamponada a base de bromo ácido acético e água [3].

A solução usada para este ataque é descrita abaixo:

Foram feitos testes com esta solução a temperatura ambiente, em uma amostra de GaAs (100). Verificou-se através de medidas de espessura que o ataque de 2000 Angstrons ocorre no tempo de 10 minutos. Na figura (4.1), é mostrado o resultado obtido da medida da espessura da camada atacada quimicamente. O grafico mostra a profundidade do ataque em função da distância varrida pela ponta de prova do instrumento de medida.

Fig.(4.1)- Medida da espessura da camada atacada.

4.3) Recesso da estrutura eletrônica (Mesa etching).

O recesso da estrutura eletrônica é necessário para se conseguir uma isolação entre os futuros dispositivos eletrônicos que serão formados na superfície da amostra. Para esta finalidade é usado o processo de "Lift-off" [4]. Neste processo, o foto-resist (Shipley AZ-1350J), material fotosensível, é usado para depositar uma camada de lum na superfície da amostra [5].

O espalhamento do filme deve ser uniforme e é feito através de um espalhador (spinner) cuja rotação é fixada em 8.000 RPM (Rotações Por Minuto) durante 20 segundos. Este filme é

secado por 20 minutos em uma estufa. Todo o processo anterior é feito em uma sala limpa sob iluminação artificial amarela, cujo comprimento de onda não impressiona o filme foto sensível.

A amostra então preparada é levada a uma foto-alinhadora, equipamento destinado a impressionar o filme foto sensível com o desenho contido em uma mascara especial. A impressão é feita com luz ultravioleta em um tempo pré fixado de 8.0 segundos.

Uma vez feita a impressão o filme passa pelo processo de lift-off propriamente dito. Neste processo a amostra é colocada em um banho de monoclorobenzeno por 10 minutos. Este banho tem por finalidade mudar a taxa de ataque do revelador (Shipley MF-312), na superfície do filme. Logo em seguida o filme é revelado de tal forma que uma saliência se forma na parte superior da camada de foto-resiste que não foi retirada. Isto ocorre em função da diferença na taxa de ataque do revelador. Esta saliência formada permite retirar o restante do material indesejável após um processo de evaporação, além de melhorar a definição das bordas da região mascarada. O processo de lift-off esta esquematizado na figura (4.2).

Fig.(4.2) - Esquema do processo lift-off.

A sequência usada para definição do transistor através da utilização de mascaras especiais pode ser vista na fig.(4.3).

Fig.(4.3) - Esquematização do processo lift-off.
para definição dos elementos do transistor.

Uma vez recoberta a região desejada da mesa, no restante da amostra é feita uma limpeza por plasma (Glow) para eliminar resíduos ainda persistentes da revelação. Após este

processo a região da amostra agora exposta, é atacada com uma solução de (1%Br+10%CH₃COOH)+100 H₂O), durante 10min.

Este ataque químico provoca um recesso de 2000 ⁰μm, o suficiente para isolar a região ativa, ou seja a região onde existe a estrutura eletrônica crescida. Na fotografia (4.4), podemos observar as ilhas formadas na superfície da amostra. As ilhas se apresentam em duas dimensões sendo a maior de 100X80 μm e a menor de 100X40 μm.

Fig.(4.4)-Formação das mesa na superfície da amostra.

4.4) Deposição de contatos ôhmicos.

A terceira etapa do processo de fabricação do transistor consiste na deposição dos contatos ôhmicos, que servirão como fonte (SOURCE-S) e como dreno (DRENO-D). Novamente nesta etapa uma máscara especial, contendo o desenho dos elementos ôhmicos é usada. Através de uma fotoalinhadora esta máscara é centrada na região onde foi feita a mesa etching no processo anterior.

Com o processo de lift-off são delimitadas as regiões onde serão depositados os contatos ôhmicos. Cabe ressaltar aqui que no caso dos contatos ôhmicos o processo de fotolitografia é inverso do anterior uma vez que desejamos formar uma região delimitada para evaporação.

Na região aberta pelo foto-resiste é feita uma limpeza (Glow) por plasma para eliminar os resíduos da revelação e óxidos formados na superfície. Imediatamente após este processo a amostra é levada a uma evaporadora, convencional (EDWARDS), onde uma liga especial é evaporada. A espessura do filme evaporado é controlada por sistema piezo-elétrico.

Na literatura são descritas várias ligas para formação de contatos ôhmicos em GaAs [6]. Neste trabalho utilizamos a formulação descrita nas tabelas abaixo consistindo de duas sequências de evaporações.

Primeira etapa de evaporação.

Ouro-	80%
Germânio-	12%
Níquel-	8%
Espessura de 500 Angstrons	

Segunda etapa de evaporação.

Ouro-	80%
Níquel-	20%
Espessura de 500 Angstrons	

Na figura (4.5), feita ao microscópio ótico com um aumento de 300 vezes, podemos observar a configuração dos contatos ohmicos formados durante este processo.

Fig.(4.5)-Fotografia dos contatos ohmicos formados.

4.5) Difusão dos contatos ohmicos.

A liga AuGeNi/AuNi, foi usada usada para produzir um contato ohmico, com o gás de elétrons que esta a uma determinada profundidade da superfície. Para atingir uma profundidade de 300 Angstrons da superfície de acordo com a literatura [6] [7] é necessario um recozimento de 450 Celcios durante 3 minutos. Nestas condições conseguiu-se resistências de contato bastante baixas da ordem de 100 ohm cm^2 .

Foram feitas medidas de corrente por tensão ($I \times V$), em amostras com dopagem delta da ordem de $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, a uma profundidade de 300 Angstrons da superfície. Nestes casos

	GRAD	1/GRAD	Xintercept	Yintercept
LINE1	189E-03	5.30E+00	453E-06	-85.6E-06
LINE2				

138

Fig.(4.7)-Resistência do contato ohmico amostra HEMT.

Nos contatos ohmicos depositados para a confecção dos transístores, foi feita uma analise de fluorescência de raios X (EDX) [6], com o intuito de se verificar a os elementos quimicos da liga evaporada após o recozimento. O resultado desta analise é mostrado na figura (4.8), onde pode-se ver os picos dos componentes da liga AuGeNi/AuNi, assim como os elementos contituintes da amostra GaAs. Cabe ressaltar que o pico de silício, que é o dopante da região delta, não aparece pois sua concentração é muito baixa para ser captado pelo equipamento.

Fig.(4.8)-Espectroscopia de raios X do contato ohmico.

A fotografia (4.9), ao microscópio ótico, mostra as regiões dos transistores se seus respectivos contatos ohmicos. Observa-se que o contato ohmico central é comum aos dois transistores. odemos observar tambem que o contato se apresenta com uma aparência aspera, o que se deve à difusão iregular do composto da liga para dentro da amostra.

Fig.(4.9)-Fotografia dos contatos após recozimento.

4.6) Deposição do contato Schottky.

Um contato Schottky deve ser depositado na região entre o dreno e o source. Este elemento permitir que a densidade de elétrons no gás seja modulado e desta forma controlada a corrente nesta região.

A deposição deste contato é muito crítica, pois o elemento de gate determina as principais características de um transistor. O elemento de gate determina a frequência de corte assim como a transcondutância daquele dispositivo [8].

Em um transistor do tipo delta FET, a transcondutância

depende da largura assim como do comprimento do elemento de gate, como já abordado no capítulo I.

Nos transístores aqui apresentado as dimensões de gate, $2.0 \times 40\mu\text{m}$ e $2.0 \times 80\mu\text{m}$, ainda são grandes se desejarmos eficiência destes componentes em frequências acima de 5 Giga-hertz (GHz). Nesta situação devemos trabalhar com dimensões de gate inferiores a $1\mu\text{m}$.

Para deposição do elemento de gate novamente uma mascara especial é utilizada. É feito o alinhamento do elemento de gate entre os dois contatos ôhmicos e a fotogração. O processo de lift-off deve ser muito cuidadoso e após a revelação é feita uma desoxidação. Na região revelada é evaporado 500 Angstroms de alumínio de alta pureza.

Na região do contato de gate foi feita uma análise de EDS. Podemos observar na figura (4.10) os picos do alumínio do contato depositado na amostra.

Fig.(4.10)-Espectro de raios X para o contato de gate.

Na figura (4.11), é apresentada uma fotografia que ilustra o transistor depois de confeccionado. Uma vez testados na propria amostra com sistema de micro manipuladores em um traçador de curvas, alguns transistores foram cortados.

Fig.(4.11)- Fotografia do transistor implementado.

Este são então colados com índio em um encapsulamento comercial, e os terminais soldados com solda a ponto ultrasônica aos contatos ohmico e Schottky.

4.7) Protótipos de transistores HEMT.

Com o auxílio de uma mascara utilizada para confecção de laser, que consiste em linhas de $50\mu\text{m}$, com espaçamento de $100\mu\text{m}$, foram implementados uma série de protótipos de

transistores. O processamento usado para esta finalidade é analogo ao descrito anteriormente. Estes protótipos foram inteiramente implementados em São Carlos, usando o laboratório de estudo de contatos da Universidade Federal de São Carlos.

Para implementação destes protótipos foram usadas amostras que tiveram os melhores valores de mobilidade e concentração determinados ao longo deste trabalho (amostras #155, #190).

Na fig.(4.12), podemos ver uma fotografia obtida ao microscópio ótico, dos contatos ohmicos formados pelo processo de litografia usando a mascara de linhas. Na figura os contatos ja estão difundidos sendo formados pela liga AuGe/AuGeNi. Estes contatos são usados para determinação da resistência total entre dreno e source e testes das estruturas tais como efeito da luz e variação da resistência com a temperatura. Estes resultados são apresentados nos capítulos III e V.

Fig.(4.12) - Gravação dos contatos ohmicos.

Após a preparação dos contatos ôhmicos, segue-se o processo de alinhamento da mesma máscara para delimitação dos contatos Schottky (GATE). Para os contatos de gate é usado alumínio como contato. Na fig.(4.13) podemos ver uma fotografia do protótipo de transistor implementado. Podem ser observados pela diferença de tonalidade os contatos de dreno e source, devido ao processo de recozimento, e os contatos de gate.

Em uma lâmina temos a formação de uma série de protótipos. Estes transistores podem ser separados pelo corte da lamina em pedaços com diferentes dimensões. Estes protótipos possuem dimensões tais que impossibilitam um estudo do comportamento em corrente alternada. Porém para testes de funcionamento a nível DC, e a verificação da aplicação das amostras crescidas foi suficiente. Em uma etapa posterior uma vez dispondo das possibilidades de litografia com dimensões de micron, é possível implementar protótipos para alta frequência.

Fig.(4.13) - Protótipo de transistor implementado.

Na fig.(4.14) apresentamos uma fotografia de uma máscara típica para produção de transistores para altas frequências. Nesta máscara a dimensão do elemento de gate é de $1\mu\text{m}$. Além das dimensões reduzidas de gate o elemento de dreno tem um desenho especial para minimizar os efeitos de indutâncias e capacitâncias parasitas. Este desenho especial permite ainda a conexão direta do dispositivo a um equipamento de análise de parâmetros, sem a necessidade de se fazer o corte e o encapsulamento do dispositivo.

Fig.(4.14) - Transistor especial para micro onda com dimensão de gate de $1\mu\text{m}$.

4.8) Litografia por feixe de elétrons.

A tecnologia de litografia por feixe de elétrons encontra atualmente uma série de aplicações nas áreas de micro eletrônica [8] e também para a fabricação de estruturas tais como quantun dots para investigações em ciência básica [9].

Na tecnologia de litografia por feixe de elétrons não são usadas mascaras para definição dos padrões desejados. Nesta técnica um feixe de elétrons é usado para gravar os padrões diretamente na amostra. Durante o curso deste trabalho foram realizados alguns testes com litografia de feixe de elétrons. Para estes testes utilizamos um microscópio eletrônico ZEISS, instalado no IFQSC São Carlos. Com este equipamento pudemos gerar

alguns padrões especiais utilizando um programa já incorporado ao microscópio que permite controlar a posição do feixe em coordenadas (x,y) .

Uma vez gerados os padrões que são matrizes de pontos e linhas com distâncias variáveis. Passamos ao estudo dos materiais a serem usados como eletrôn-resiste. De acordo com a literatura [10] um dos materiais mais apropriados para eletrôn-resiste é o PMMA (Poli metil metacrilate), que é um polímero que apresenta alta rigidez mecânica para películas de espessuras reduzidas. Além disto o PMMA é um polímero vulcanizável sob o efeito de um feixe de elétrons. A estrutura molecular deste polímero muda sob efeito do feixe permitindo posteriormente uma revelação das regiões marcadas pelo feixe. Assim os padrões gerados no microscópio são desenhados diretamente na superfície de um filme fino de PMMA depositado por "spinner" sobre um substrato.

O PMMA é um material sólido sendo necessário sua dissolução para formação do eletrôn resiste. Foram feitos vários testes no sentido de se encontrar a melhor concentração PMMA solvente e o tipo de solvente ideal. Estes fatores são importantes pois determinam a espessura do filme a ser obtido sendo idealmente $0.5\mu\text{m}$. Este filme também não pode ter uma taxa de secagem muito rápida pois durante o processo de spinner sua superfície toma o regime cristalização ficando com trincas além de comprometer sua aderência ao substrato. O solvente que produziu os melhores resultados foi o XILENO , que possui uma temperatura de ebulição alta (140°C) se comparada a outros solventes orgânicos, como cloro benzeno ou clorofórmio [11].

Uma solução de 40% de PMMA em Xileno, colocado no SPINER a uma velocidade de 2000 RPM por 20 s produz uma camada bastante uniforme de $\approx 0.5\mu\text{m}$, que pode ser secada em uma estufa a 80°C por 10 Min.

A outra parte do processo que é importante é a taxa de exposição do eletrôn resiste ao feixe de elétrons. Para filmes de $0.5\mu\text{m}$ usamos taxas constantes de 0.01s por posição do feixe, contudo a precisão do ponto gerado depende também da energia do

feixe e de sua focalização. A princípio poderíamos obter pontos de até 500 Angstrons de acordo com a focalização máxima permitida do feixe. Porém existe a impressão do elétron resiste pelos elétrons espalhados pela superfície do substrato, o que produz um alargamento da região exposta, este alargamento depende também da energia usada pelo feixe, assim como do processo de revelação posterior. Verificamos que existem muitos parâmetros a serem controlados sendo necessária a calibração deles para cada tipo de estrutura a ser desenhada. Na Fig.(4.15), podemos ver uma ilustração do processo de litografia por feixe de elétrons.

Fig.(4.15) - Ilustração do processo de litografia por feixe de elétrons

Uma vez o filme exposto a radiação eletrônica, este deve ser revelado. O processo de revelação elimina o elétron resiste vulcanizado pelo feixe deixando exposta a superfície do substrato. Esta revelação é feita através do MIBK/IPA [10] (methyl isobutyl ketone/isopropil alcohol). Encontramos para nossas condições de teste que a melhor proporção entre os dois compostos é 1:8 , nesta concentração um filme de $0.5\mu\text{m}$, exposto por 0.01s em um feixe de 20KeV pode ser totalmente revelado em 30s.

A seguir apresentamos algumas fotografias obtidas ao microscópio ótico e eletrônico das estruturas definidas. Na Fig.(4.16) temos uma matriz de pontos com dimensões de $0.5\mu\text{m}$, gravadas em um substrato de GaAs. Esta superfície foi atacada quimicamente por uma solução a base de ácido sulfúrico. Após este etching o elétron resiste é eliminados com cloroformio a quente.

Podemos observar a formação de buracos na superfície, a fotografia desta amostra ao microscópio eletrônico pode ser vista na fig.(4.17). Observamos que o processo de etching químico não é apropriado para dimensões pequenas pois ocorre um ataque maior do que o desejado, sendo o ideal para este propósito o etching de plasma, que pode produzir melhor definição [12]. Na fig.(18), apresentamos um padrão de linha definidas pelo processo de litografia por feixe de elétrons, na superfície de GaAs, onde a dimensão das linha é de $1.5\mu\text{m}$.

Fig.(4.16) - Matriz de pontos por feixe de elétrons
Diâmetro dos furos $\phi=0.8\mu\text{m}$.

Fig.(4.17) - Superfície de GaAs após ataque químico vista ao SEM.

Fig.(4.18) - Linhas gravadas por feixe de elétrons na superfície do GaAs 1.5μm.

BIBLIOGRAFIA - IV

- [1] - S. Adachi and Kunishige Oe ; "Chemical etching characteristics of (001) GaAs"; J. Electrochem. Soc. Vol. 130, no. 12 (1987).
- [2] - D. W. Shaw; "Localized GaAs etching with acid hydrogen peroxide solutions"; J. Electrochem. Soc. P.870 April. (1984).
- [3] - D. R. Wood and D. V. Morgan; "The characterization of GaAs surfaces"; J. Electrochem. Soc. p. 773 Julho (1963).
- [4] - E. R. Weber; "Defect recognition and image processing in III-V compounds II"; materials science monographs, 44 (1987).
- [5] - M. Hatzakis, B. J. Canavello and J. M. Shaw; "Single step optical lift-off process"; IBM J. Res. Develop. vol. 24 no.4 p.452 July (1980).
- [6] - J. B.B.Oliveira; "Propriedades elétricas do contato ôhmico no GaAs"; Tese de mestrado apresentada na (UFSCar) Universidade Federal de São Carlos, Brasil (1989).
- [7] - A. M. Oyama; "Propriedades elétricas e estruturais contato ôhmico AuZn/GaSb"; Tese de mestrado UFSCar (1991).
- [8] - G. Owen; "Electron lithography for the fabrication of microelectronic devices"; Rep. Prog. Phys. 48 p.795 (1985).
- [9] - H. W. Deckman and J. H. Dunsmuir; "PMMA electron resists with narrow molecular weight distribution"; J. Vac. Sci. Technol. B1(4), p. 1166 Oct. (1983).

[10] - D. F. Kyser; "Spatial resolution limits in electron beam nanolithography"; J. Vac. Sci. B1(4), p.1391 Oct. (1983).

[11] - J. C. Rossi, M. A. Silva, P. Basmaji, M. A. Aegerter, e G. Gussev; "Obtenção de micro gravuras no MEV, utilizando o processo de litografia por feixes de elétrons", II congresso brasileiro de microscopia eletrônica Agosto, (1993).

[12] - J. C. Rossi, M. A. Silva, M A. Aegerter, P. Basmaji, e D. Lubyshev; "Crescimento preferencial de fios cristalinos de GaAs em substratos preparados por litografia de feixe de elétrons", II congresso brasileiro de microscopia eletrônica Agosto, (1993).

CAPÍTULO - V

CARACTERIZAÇÕES DOS DISPOSITIVOS IMPLEMENTADOS

Neste capítulo são apresentados os resultados obtidos da implementação dos transistores. Foram feitas medidas $I \times V$ nos protótipos para a verificação de funcionamento a nível DC na temperatura ambiente e a nitrogênio líquido. Também foram medidas a transcondutância de cada categoria seja delta FET e HEMT.

Nas estruturas do tipo HEMT foram feitas medidas de tunelamento de elétrons entre um contato Schottky e o gás de elétrons. Calculos auto consistentes das estruturas de bandas das amostras HEMT foram realizados, são usados para explicar o efeito de tunelamento observado.

Finalmente apresentamos as perspectivas para continuidade deste trabalho e conclusões, com relação aos dispositivos implementados e estudados.

5.1) Efeito de tunelamento em estruturas tipo HEMT.

Como descrito no capítulo I, nas estruturas do tipo HEMT temos um gás de elétrons confinado na heterojunção formada por GaAs e AlGaAs [1] [2]. Na figura (5.1), podemos ver um diagrama da estrutura de bandas de um HEMT.

Fig. (5.1) Estrutura de bandas de um HEMT.

Neste sistema podemos fazer um estudo da possibilidade de tunelamento de elétrons de um contato Schottky para o gás de elétrons [3] se a barreira formada pela região de "spacer", região de AlGaAs dopada tipo N e a camada de topo, não

forem muito largas. Porém esta largura é da ordem de $1250\text{\AA}$, o que tornaria impossível o tunelamento por esta barreira se utilizarmos a amostra #155, que consiste em um heterojunção AlGaAs/GaAs cujo desenho se apresenta na fig.(5.1).

Nesta amostra foi feito um ataque químico para reduzir a camada de topo (Cap layer) a $100\text{\AA}$. Nesta amostra a região de spacer é de 80 angstroms e a região dopada AlGaAs, de 350 Angstroms. Nesta amostra foi difundido um contato ôhmico de índio (In) até o gás de elétrons, e um contato Schottky de alumínio (Al) [4] foi depositado na camada de topo, como pode ser visto na fig. (5.2).

Fig.(5.2) Preparação dos contatos.

Estes contatos nos permitem fazer medidas de tunelamento entre o contato Schottky e o gás de elétrons, neste último o acesso é feito pelo contato ôhmico de índio.

As medidas elétricas ($I \times V$) nestas amostras foram realizadas a diferentes temperaturas, no escuro e sob efeito da

iluminação com luz branca.

A temperatura ambiente podemos observar o comportamento típico de uma junção Schottky [5] como é mostrado na fig.(5.3), onde não há efeito de tunelamento. Este resultado é esperado pois a distância do contato Schottky ao gás mesmo após o ataque químico ainda é muito grande para se observar o efeito de tunelamento. A região de AlGaAs dopado com silício (n), que não possui elétrons livres para o transporte tem uma espessura de 350Å, além de que o efeito térmico mascara o possível efeito de tunelamento a temperatura ambiente [6].

Fig.(5.3) Curva IxV temperatura ambiente.

A baixa temperatura 77K e no escuro, não foi possível observar nenhuma manifestação de tunelamento. Isto significa que as concentrações de elétrons na região AlGaAs é baixa e ainda a

distância para o tunelamento continua sendo muito grande para observarmos o tunelamento. Podemos observar o resultado desta medida na fig.(5.4), que é uma curva típica de um junção Schottky.

Fig.(5.4) Curva IxV a 77K sem iluminação.

Quando esta amostra é iluminada a baixa temperatura 77K com luz branca um efeito de tunelamento da região de gás bidimensional para o metal foi observado. Este efeito é ilustrado na fig.(5.5). Temos então um efeito de tunelamento observado entre o gás de elétrons e o metal, quando a amostra esta a baixa temperatura e sob efeito de iluminação.

Para melhor entender este efeito fizemos caracterização de magneto transporte para determinar as concentrações de elétrons no poço quântico.

***** GRAPHICS PLOT *****
TUNNEL 77K LUZ 155

Fig.(5.5) Efeito de tunelamento 77K sob iluminação.

As fig. (5.6) e (5.7), mostram respectivamente as oscilações de SdH e a sua transformada de Fourier. Para amostra de AlGaAs/GaAs a concentração e a mobilidade são de $3.1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ e $139.000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ a 4.2K respectivamente. Nota se que na transformada observamos apenas uma sub-banda ocupada [7].

Fig.(5.6) Oscilações de SdH na amostra HEMT.

Fig.(5.7) Tranformação de Fourier da oscilação de SdH para HEMT.

Como apenas uma sub-banda esta ocupada na fig. (5.5), observamos somente um pico de tunelamento quando variada a tensão no contato Schottky. A energia da primeira sub-banda pode ser calculada a partir da concentração e do nível de Fermi [8].

$$E_f = \pi \hbar^2 n_e / m^* = 3.57 \times 10^{-11} n_e (\text{cm}^{-2} \text{meV}) \quad (5.1.1)$$

O nível de energia da sub-banda ocupada E_0 , pode ser calculado de forma auto consistente para a estrutura estudada. Calculos realizados por M. Degani [9] mostram que para os valores de distâncias entre camadas e concentrações usadas somente uma sub banda esta populada para tensão de gate zero a temperatura ambiente.

O tunelamento neste sistema ocorre para tensões em torno de 1.0 V sob condições de iluminação e a baixa temperatura. Para entendermos este comportamento devemos levar em consideração a região de AlGaAs dopada tipo N, que fica entre uma camada de GaAs não dopada de 100Å onde existe o contato Schottky, e o spacer de 80Å de AlGaAs não dopado. Por esta espessura (100+80 Å) é possível termos tunelamento, porem este só ocorrerá se portadores forem gerados na região AlGaAs o que é conseguido sob efeito de iluminação que ioniza doadores que passarão a participar da condução. Na fig.(5.8) apresentamos um diagrama que ilustra o processo de geração de portadores e os caminhos possiveis para os eletróns entre as duas regiões ou seja o gás e a região AlGaAs foto excitada. De acordo com C. L. Petersen et. al. [10] existem três processos de transporte de elétrons entre a região AlGaAs N e o gás. De acordo com a fig.(5.8) temos:

A) Processo termo ionico.

- B) Processo de tunelamento através da barreira.
- C) Elétrons quentes.

No capítulo III, são apresentados resultados de medidas do tempo de geração de portadores em heterojunção. Verificamos nesta secção que existem basicamente dois tempos de vida de portadores que estão associados a geração na região AlGaAs com tempos de ~ 500 ns e 5 ns na região GaAs mais próxima ao gás de elétrons. Estes elétrons foto excitados vão para o gás de elétrons da heterojunção e também populam níveis na região AlGaAs.

Podemos usar um modelo, onde o tunelamento entre o contato Schottky e o gás de elétrons, é assistido por elétrons gerados na região AlGaAs N, por efeito da iluminação. Desta forma a região AlGaAs N apresenta se como uma barreira resistiva. Assim o nível de tensão que deve ser aplicado no gate para que o, tunelamento ocorra, é superior ao nível de energia $e\phi$ (E_0), ou seja o nível de energia da sub-banda populada no gás confinado na heterojunção. Deste modo quando aplicamos uma tensão variavel no gate com relação ao contato ohmico, ocorrerá tunelamento de elétrons do poço quântico para a região foto excitada e daí a condução para o contato Schottky. Quando a polarização e feita de maneira reversa ou seja negativo no contato Schottky, não existe condução sendo que o gás de elétrons é depletado.

Nos transístores HEMT ocorre um efeito chamado de "colapso" [11] , consiste em uma anomalia no transporte de corrente dreno source, a baixa temperatura, sob iluminação constante. Este efeito nos transístores consiste em uma variação da corrente dreno source que se deve tambem à geração de portadores na região AlGaAs e seu tunelamento para o gás de elétrons.

Fig.(5.8) Processo de tunelamento em HEMT.

5.2) Curvas características da resistência de contato.

Existem diversos métodos para medidas de resistências de contato em semicondutores [12] como o método dos quatro terminais. Porém como o transistor implementado possui dois contatos ôhmicos (dreno e source) usamos uma medida direta neste tipo de configuração. Esta configuração é descrita em detalhes no capítulo IV. Ou seja a medida da resistência em contatos planos horizontais [13], sendo neste caso a resistência do contato expressa por;

$$r_c = \frac{1}{Z} (r_s \rho_c)^{1/2} \quad (5.2.1)$$

onde r_s é a resistência específica da camada ativa ($\Omega/\text{quadrado}$), ρ_c é a resistividade de contato ($\Omega \times \text{cm}^2$).

Da equação (5.2.1) obtemos

$$\rho_c = \frac{r_c^2 z^2}{r_s} \quad (5.2.2)$$

onde

$$r_c = \frac{R_2 l_1 - R_1 l_2}{2(l_1 - l_2)} \quad (5.2.3)$$

$$r_s = \frac{z}{l_1 - l_2} (R_1 - R_2) \quad (5.2.4)$$

Neste método mede-se as resistências R_1 e R_2 para resistores de comprimento l_1 e l_2 respectivamente. Os valores de r_c e r_s podem ser extraídos de um gráfico. Na fig.(5.9) podemos ver um gráfico da resistência total em função do comprimento do resistor. Esta curva foi traçada com base em dois pontos medidos para vários

transistores uma vez que temos duas distâncias de dreno source diferentes (Veja capítulo IV).

Fig.(5.9) - Resistência dreno source total.

Os valores obtidos nesta curva apresentam boa concordância com a literatura [14] para sistema delta. Devemos notar contudo como já exposto no capítulo III, que esta resistência pode mudar de acordo com a temperatura e também com a iluminação. Neste último caso a mudança se deve ao efeito de foto geração dependendo da temperatura os elétrons podem ser capturados mudando a densidade eletrônica do gás. Esta medida foi feita somente para os transistores delta FET pois a sua configuração permitiu esta medida. Para amostra delta com concentração $5 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2}$ obtemos $r_c = 1.25 \text{ ohm}$, e $r_s = 7.5 \text{ ohm}$, para tensão de gate $V_g = 0 \text{ V}$.

5.3) Parâmetros importantes em transístores.

5.3.1) Resistência de contato para amostras com dopagem Delta.

A seguir apresentamos curvas obtidas através de traçador IxV HP 4145, dos contatos dreno e source formados para transístores delta antes da colocação do elemento de source. Podemos observar nestas curvas que o valor da resistência total, ou seja resistência de dreno R_d , R_s e resistência do gás possuem um valor bastante baixo. Na fig.(5.10) podemos ver uma curva IxV dos contatos ohmicos.

Fig.(5.10)-Resistência de contato em delta.

5.3.2) Resistência de contato em sistema HEMT.

As medidas das resistências das estruturas HEMT foram feitas de acordo com o procedimento descrito na seção anterior tais como usado para delta.

Nas estruturas do tipo HEMT pode ser observada uma grande sensibilidade à luz destas amostras. Este fato como já discutido no capítulo III, se deve a presença de níveis profundos nestas amostras na região AlGaAs. Estes níveis profundos em baixas temperaturas produzem o efeito chamado de foto condutividade persistente PPC, relacionado a captura de elétrons. Nas fig. (5.11) e fig.(5.12), podemos observar a curva característica de contato ohmico nas amostras HEMT (#155), no escuro e sob efeito de luz branca a 300K. Observamos que a amostra se torna menos resistiva sob o efeito de iluminação pois os elétrons foto ionizados vão para o gás bidimensional da heterojunção aumentando a condutividade.

Fig.(5.11)-Resistência em HEMT no escuro.

Fig.(5.12)-Resistência em HEMT sob iluminação.

5.4) Curvas características de transístores.

Foram testados os transístores implementados com relação ao seu comportamento I_xV . A seguir apresentamos os resultados obtidos do comportamento da corrente dreno source com relação à tensão de gate. As medidas da transcondutância também são apresentadas, para as duas categorias de transístores.

5.4.1) Características de transístores delta FET.

Na fig.(5.13), podemos ver a curva característica de um transístor delta implementado. Neste componente a corrente máxima obtida em nosso protótipo foi de 4.63 mA para uma tensão de gate zero. Este transístor como descrito no processamento (capítulo IV), trabalha no modo de depleção onde para uma tensão de gate zero temos a maior corrente pois o gás de elétrons não está depletado.

Com a máscara utilizada, são implementados dois transístores simultaneamente sendo que um possui dimensões de gate de $80 \times 2 \mu\text{m}$, cuja curva característica é mostrada na fig.(5.13), e outro transístor de $40 \times 2 \mu\text{m}$, cuja curva característica pode ser vista na fig.(5.14). Podemos observar que existe uma diferença no valor de corrente máxima obtido para os dois transístores, o que se deve a largura do canal ser diferente para os dois.

O transístor de maior corrente foi testado na temperatura ambiente e na temperatura de nitrogênio líquido Fig.(5.15) (5.16) respectivamente. Verificamos que o valor máximo da corrente aumenta de 4.63 mA, para 20mA. Este efeito se deve ao aumento da densidade eletrônica no gás bidimensional, e ainda a redução dos efeitos de espalhamento devido a excitação térmica, que ocorre na temperatura ambiente.

Para o transístor onde obtivemos o maior valor de corrente dreno source, a transcondutância para $V_g = -0.8\text{V}$, foi calculada fornecendo $g_m = 69\text{ms}$. Em comparação com os valores da literatura [15] Schubert et al, temos uma transcondutância $g_m = 130\text{ms}$, para $V_g = -1\text{V}$. Porém os resultados de transístores da literatura com concentração de portadores de $n_s = 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, possuem dimensões de gate reduzidas em comparação com o apresentado neste trabalho, sendo $L_g = 0.5 \mu\text{m}$ e $W = 300 \mu\text{m}$. Esta diferença de valores mostra a influência das dimensões nas características dos transístores.

Fig.(5.11)- Curva IxV em delta 80x2 μ m gate.

Fig.(5.12)- Curva IxV em delta 40x2 μ m gate.

$I_{ds} = 1\text{mA}/D$
 $V_{ds} = 0.2\text{V}/D$
 $V_g = 0-1.5\text{V}$
 $D = \text{Divisão}$

Fig.(5.15) - I_xV delta 300K 80x2 μm gate.

$I_{ds} = 2.5\text{mA}/D$
 $V_{ds} = 0.2\text{V}/D$
 $V_g = 0-1.5\text{V}$
 $D = \text{Divisão}$

Fig.(5.16) - I_xV delta 77k 80x2 μm gate.

Os transístores foram caracterizados inicialmente em medidas DC, utilizando o analisador HP 4145-B. Medidas da corrente I_{ds} em função de V_{ds} e V_{gs} forneceram uma corrente máxima de 20 mA a 77K.

5.4.2) Características de transístores HEMT.

Nesta secção apresentamos os resultados obtidos na implementação dos transístores em heterojunções. Os protótipos de transístores HEMT foram testado sob o ponto de vista DC, a temperatura ambiente.

Estes transístores são destinados especialmente a operação em frequências elevadas. Com os dados de concentração e mobilidade medidos (capítulo III), nas amostras usadas para a implementação destes transístores são esperadas frequências de operação em torno de 12GHz, para as dimensões de gate da ordem de ($1\mu\text{m}$) [15].

Testes em alta frequência de dispositivos de alta frequência, exigem cuidados especiais do ponto de vista de engenharia, para evitar indutâncias e capacitâncias parasitas, que agora se tornam mais importantes do que no caso de delta FET cuja frequência de operação é menor. Desta forma para teste de comportamento com a frequência destes transístores é necessária a produção de um protótipo especial com dimensões reduzidas de gate.

Como não foi possível dispor de infra estrutura para a produção de protótipos especiais, foram realizados somente testes de comportamento a nível DC. Nas fig.(5.17) e (5.18), são apresentadas as curvas características obtidas para os protótipos

implementados, testados a temperatura ambiente, no escuro e sob iluminação respectivamente. Pode-se observar o aumento do valor da corrente dreno source devido ao efeito de foto excitação, que aumenta a densidade eletrônica do gás bidimensional, quando o transistor é iluminado com luz branca.

Para os protótipos de HEMT implementados foi obtido um valor de transcondutância de $g_m=20\text{ms}$ para $V_g=-0.5\text{V}$. Transistores HEMT reportados pela literatura [16] Drummond et al, com dimensões de gate de $0.4\mu\text{m} \times 300\mu\text{m}$, fornecem uma transcondutância $g_m=180\text{ms}$. Verificamos aqui mais uma vez a importância das dimensões do elemento de gate nas características de transistores.

Fig.(5.17) - I_{ds} vs V_{ds} transistor HEMT a 300K. no escuro.

$I_{ds}=1\text{mA/div.}$
 $V_{ds}=1\text{V/div.}$
 $V_g=0.5\text{V STEP.}$

Fig.(5.18) - I_{ds} vs V_{ds} de transistor HEMT a 300K
sob efeito de iluminação.

CONCLUSÃO

Como objetivo inicial deste trabalho tínhamos a implementação de um protótipo de transistor de efeito de campo elétrico baseado em estruturas eletrônicas com gás de elétrons. Este trabalho nos mostrou em uma primeira análise a possibilidade de implementação destes dispositivos com amostras crescidas por MBE no grupo de semicondutores em São Carlos.

Para alcançar o objetivo passamos pelas etapas consideradas por nós de maior importância que esta no domínio da técnica de epitaxia por feixe molecular. Esta técnica que poderá ser usada não só para produção de amostras para fabricação de transistores, assim, como foi demonstrado neste trabalho, para o estudo de novas estruturas como ciência básica.

Apresentamos neste trabalho como novas estruturas os crescimentos de GaAs a baixa temperatura que no caso de transistores por exemplo permite uma diminuição significativa da resistividade entre a estrutura eletrônica que forma o gás bidimensional propriamente dita e o substrato. A minimização desta resistência implica em uma redução das resistências de fuga pelo substrato, fator que é de grande importância para o desenvolvimento de componentes de micro-ondas.

Associados ainda ao processo de fabricação de dispositivos, iniciamos a tecnologia de litografia de feixe de elétrons em São Carlos. Foi usado um microscópio eletrônico de varredura para a geração de ilhas ou linhas diretamente sobre a superfície da amostra. Com desenvolvimento da técnica de litografia por feixe de elétrons, abre-se a possibilidade de

implementação de pontos quânticos (quantum dots) e outras estruturas de interesse na região de submicron.

Foi desenvolvido o protótipo do transistor com dopagem planar, δ -FET. Este tipo dispositivo se apresenta promissor para aplicações que necessitem de baixo ruído e potência em frequências superiores aos FETs convencionais.

Além dos transistores delta implementados foram também estudadas as estruturas para a produção de HEMT. Foram conseguidas estruturas com mobilidades de 139.000 cm/Vs a temperatura de 4.2K. Estas estruturas de alta mobilidade não são de interesse somente para a tecnologia dos transistores mas também para o estudo de física básica na implementação de "quantum dot", que serão realizadas na sequência deste trabalho.

O estudo do crescimento de GaAs a baixa temperatura nos abre uma oportunidade de estudo de fenômenos de transporte, em um material que apresente desordem no crescimento. Neste material como pudemos constatar [17], os efeitos de alta resistividade maior do que do próprio substrato SI, estão associados também a efeitos de sensibilidade a luz.

Na sequência deste trabalho o primeiro passo na direção da engenharia de produção de transistores esta o desenvolvimento de um programa auto consistente baseado no modelo aqui apresentado para simulação numérica dos parâmetros dos transistores a serem fabricados.

O estudo de tunelamento em estruturas HEMT, apresentaram resultados que possibilitam o estudo de outras estruturas eletrônicas de tunelamento assistido por luz. Neste caso poderíamos implementar um tipo especial de fotodetector onde a variação da corrente se dá no ponto prefixado de tunelamento porém assistido pela excitação luminosa.

BIBLIOGRAFIA - V

- [1] - S. K. Noh, J. L. I. Lee, J. S. Hwang, G. Ihm and K. H. Yoo; "Effects of spacer layer in modulation-doped GaAs/AlGaAs heterostructures on a localization in quantized hall resistance"; J. Appl. Phys. 71(12), 15 june (1992).
- [2] - M. B. Patil and U. Ravaioli; "Calculation of electron density in planar-doped high electron mobility transistor"; Solid. state electronics vol. 33, no.7, p.953 (1990).
- [3] - M. Zachau, F. Koch and K. Ploog; "Schottky-barrier tunneling spectroscopy for the electronic subbands of a delta doping"; Solid state communications vol. 59, no. 8 p.591, (1986).
- [4] - B. Vinter; "Subbands and charge control in two-dimensional electron gas field effect transistor"; Appl. Phys. Lett. vol. 44, p. 307, (1984).
- [5] - M. P. Houn, Y. H. Wang, H. H. Chen and C. C. Pan; "The negative differential resistance behavior of GaAs delta-doped structures"; Solid-state electronics vol. 35, no. 1, p. 67, (1992).
- [6] - P. Basmaji, M. Guittard, A. Rudra, J. F. Carlin and P. Gibart; "GaAs tunnel junction grown by metalorganic vapor-phase epitaxy for multigap cascade solar cells"; J. Appl. Phys. 62(5), 1 sep. (1987).
- [7] - F. Stern; "Doping considerations for heterojunctions"; Appl. Phys. Lett. 43 (10), 15 nov. p.974, (1983).
- [8] - F. Stern and S. Sarma; "Electron energy well in GaAs/AlGaAs

heterojunctions"; Phys. Rev. Lett, vol. 30, p.840, 1984

[9] - M. Degani; "Stark ladders in strongly coupled GaAs/AlAs superlattices"; Appl. Phys. Lett. 59(1), 1 July (1991).

[10] - C. L. Petersen, M. R. Frei and S. A. Lyon; "Electroluminescence of ballistically injected electrons in AlGaAs/GaAs heterodiodes"; Phys. Rev. Letters vol. 63 no. 26, p. 2849 (1989).

[11] - R. Fischer, T. J. Drummond, J. Klem, T. Henderson and H. Morkoç; "On the collapse of drain IxV characteristics of modulation doped FETs at cryogenic temperatures"; IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED.31, p. 1028, (1984).

[12] - H. H. Berger; "Models for contacts to planar devices"; Solid state electronics, 15, p. 145, (1972).

[13] - S. J. Hawsworth, J. M. Chamberlain, T. S. Cheng, M. Hen/ini, M. Heath, M. Davies and J. Paje; "Contact resistance to high-mobility AlGaAs/GaAs heterostructures"; Semicond. Sci. Technol. 7, p. 1085 (1992).

[14] - E. F. Schubert, J. E. Cunningham, W. T. Tsang and T. H. Chiu; "Delta-doped ohmic contacts to n-GaAs"; Appl. Phys. Lett. 49(5), 4 August (1986).

[15] - E. F. Schubert and K. Ploog; "The delta doping field effect transistor"; IEEE Trans. Electron Dev. Vol. ED-33 no.5, p.625 (1986).

[16] - J. Timothy, W. T. Masselink and Morkoc; "Modulation doped GaAs/AlGaAs heterojunctions field effect transistor MODFET" ; Proc. IEEE Vol. 74 no 6, p.773 (1986).

[17] - A. A. Bernussi, J. C. Rossi, P. Basmaji, D. I. Lubyshev, C. C. F. Souza and W. Carvalho; "Optical and structural properties of low temperature GaAs layers grown by molecular beam epitaxy"; VI Brazilian international school of semiconductors, São Carlos Jul. (1993).

Nano-scale wires of GaAs on porous Si grown by molecular beam epitaxy

D.I. Lubyshev¹, J.C. Rossi, G.M. Gusev^a and P. Basmaji

Instituto de Física e Química de São Carlos, Universidade de São Paulo, 13560 São Carlos, SP, Brazil

Received 28 November 1992; manuscript received in final form 23 May 1993

Epitaxial layers of GaAs on porous Si have been grown at different substrate temperatures $T_s = 200, 300, 400$ and 500°C by molecular beam epitaxy (MBE). The dependence of the surface morphology on the growth conditions has been investigated. The possibility to grow GaAs nano-scale wire crystals with lengths of $5\ \mu\text{m}$ and diameter between 75 and 100 nm has been demonstrated. The optimum temperature for wire growth was found to be 400°C . We propose two possible mechanisms of growth. The first mechanism we suggest is the anomalous long diffusion length of Ga adatoms on the lateral surface of the growing crystals. For the second mechanism, we suppose the existence of associates and microclusters of Ga and As atoms on the surface semiadsorbtional layer. In this case the crystal growth process can be followed by the vapor–semiadsorbtional layer–solid scheme.

1. Introduction

Recently, the significant progress of technology gave rise to intensive investigations of the optical and transport properties of one and zero-dimensional systems [1–3]. Two basic methods have been developed for the fabrication of such systems: (i) epitaxial growth of two-dimensional structure and treatment of microclusters by recrystallization or selective etching [4]; (ii) fabrication of quantum dots and wires by combination of molecular beam epitaxy (MBE), plasma etching and electron lithography [5,6] or by growth on the semiconductor's lateral and faceting surfaces [7,8] when the low-dimensional structure was produced by monolayer overgrowth.

In this work, the mechanism of GaAs growth on porous Si has been investigated using scanning electron microscopy (SEM).

2. Experiment

The substrates used were $\langle 111 \rangle$ oriented, $10\ \Omega\ \text{cm}$ resistivity, boron-doped, p-type silicon. The anodization was carried out using 25% HF solution in H_2O , at a current density of $30\ \text{mA}/\text{cm}^2$ for 5 min. After etching, the wafers were rinsed in ethanol and dried in ambient air. All samples exhibited visible photoluminescence at 300 K.

After electrochemical preparation, the porous silicon was bonded by In on a molybdenum block and loaded in the lock-in lock system of a MECA 2000 MBE installation. The interval between the end of the chemical preparation and the substrate transfer to ultra-high vacuum was 30–40 min for the minimization of porous Si oxidation. The epitaxial layers were prepared in two steps. These start by heating the porous silicon (PS) under Ga flux for 2 min at 750°C in order to desorb the native oxide. Afterwards the Ga shutter was closed, and the heating process continued for 20 min to evaporate the Ga metal. The substrate temperature T_s was then lowered and the first step was initiated by depositing a $0.2\ \mu\text{m}$ buffer layer of GaAs at 200°C with growth rate

¹ Permanent address: Institute of Semiconductor Physics, Russian Academy of Sciences, Siberian Branch, 630090 Novosibirsk, Russian Federation.

phys. stat. sol. (a) **139**, K21 (1993)

Subject classification: 68.55; S7.12

Instituto de Física e Química de São Carlos, Universidade de São Paulo¹⁾

InAs Wire Crystals Grown by Molecular Beam Epitaxy on Porous Si

By

P. BASMAJI, D. I. LUBYSHEV²⁾, and J. C. ROSSI

Molecular beam epitaxy (MBE) enabled the realization of two-dimensional structures for achieving high performance in optoelectronic devices [1 to 3]. Lithographic and plasma etching techniques [4 to 6], growth on the semiconductor lateral and faceting surfaces [7, 8] have now made fabrication of quantum wires and dots possible. In this work, the mechanism of InAs growth on porous Si has been investigated using the scanning electron microscope (SEM).

The substrates used were (111) oriented, 10 Ω cm resistivity, boron-doped, p-type silicon. The anodization was carried out using 25% HF solution in H₂O, at current density of 30 mA/cm² for 5 min. After etching, wafers were rinsed in ethanol and dried in ambient air. All samples exhibited visible photoluminescence at 300 K.

After electrochemical preparation the porous silicon was bonded by In on a molybdenum block and loaded in the lock-in lock system of the MECA 2000 MBE installation. The interval between the end of chemical preparation and transfer of substrates into ultra high vacuum was 30 to 40 min for the minimization of porous Si oxidation. The epitaxial layers were prepared in two steps. This starts by heating the porous silicon (PS) under In flux for 2 min at 750 °C in order to desorb the native oxide. Afterwards the In shutter was closed, and the heating process continued for 20 min to evaporate the In metal. The substrate temperature T_s is then lowered and the first step was initiated by depositing a 0.2 μ m buffer layer of InAs at 200 °C with growth rate 0.1 μ m/h, followed by a 5 min annealing at 450 °C under As flux. Afterwards the deposition procedure was executed under As-stabilized conditions at a growth rate of 1 μ m/h during 1/2 h.

The surface structure of the epitaxial layers at low magnification in the scanning electron microscope is shown in Fig. 1. The epitaxial layers have island structures with sizes between 10 and 20 μ m. It has been reported that the high temperature surface cleaning technique [9] is quite undesirable since it can result in the collapse of the porous structure. In our case, we suggest that the cracking effect of the initially pseudomorphic layers during growth of InAs should be connected with the plastic deformation in the porous Si-InAs system after the critical thickness of the layer is reached and also with the heating process at high temperature of 750 °C resulting in deterioration of the surface morphology [10].

Surface morphology for different substrate temperatures below 400 °C shows a similar friable amorphous structure. At 400 °C the growth mechanism qualitatively changes and we can see in Fig. 2 growth of single crystal wires of InAs on the border of the island with length between 6 and 10 μ m.

¹⁾ São Paulo, SP, Brasil.

²⁾ Permanent address: Institute of Semiconductor Physics, Russian Academy of Sciences, Siberian Branch, 630090 Novosibirsk, Russia.

RAPID PHOTOLUMINESCENCE INTENSITY DEGRADATION IN POROUS SILICON

P. BASMAJI*, A.A. BERNUSSI**, J.C. ROSSI* and B. MALTUVIENKO*

* IFQSC - USP - 13560 - São Carlos - SP - Brazil

** CPqD - Telebras - 13085 - Campinas - SP - Brazil

ABSTRACT

Rapid photoluminescence intensity degradation are observed in porous silicon layers formed at different preparation conditions. The decay rate, ranging from 0.5 to tens of seconds, is found to be a function of illumination intensity, sample temperature and emission wavelength. We attributed the degradation effect to photochemical reactions on the surface.

INTRODUCTION

Visible luminescence at room temperature from anodized porous silicon (PS) has been a subject of great interest due to the possibility of fabricating light-emitting devices for optoelectronic applications [1-4]. The origin of this luminescence is not clear at the present. Quantum confinement effects and SiH_x complex formation have been suggested as possible explanations for visible luminescence in porous silicon [5,6]. In spite of the efficient light emission achieved in these materials, luminescence intensity degradation has also been observed [7,8]. An understanding of the degradation mechanisms is important for further device development from these materials.

In this work we present results of photoluminescence (PL) properties of porous silicon layers obtained under different measurement conditions and different sample preparations. We observed that the PL intensity decreases with time. The time decay rate is a function of the illumination intensity, the temperature of the sample and the emission wavelength. We tentatively associate the decrease in luminescence efficiency after a long illumination time to photochemical reactions on the surface during the PL measurements.

6th Brazilian School of Semiconductor Physics

MAGNETOTRANSPORT IN MULTIQUANTUM WELL SYSTEM

G.M.Gusev¹, J.C.Rossi¹, D.I.Lubyshev¹, J.B.B.Oliveira²,

P.Pinkse³, J.C.Portal³ and P.Basmaji¹

¹ Instituto de Física e Química de São Carlos,
Universidade de São Paulo, SP, Brasil

² Universidade Estadual de Campinas,

Instituto de Física, Campinas, SP, Brasil

³ Service National des Champs Intenses, Centre National de
Recherche Scientifique, F-38042, Grenoble, France

Recently the magnetotransport in the systems with 2-3 quantum wells with two-dimensional electron gas separated by tunnel barriers have been studied [1,2]. Fractional quantum Hall effect with even denominator [1], electron-electron drag [3] have been observed in double layer system. In this case the growth and investigation of system with more than two quantum wells has attracted much interest because of the possibility to increase the electron-electron interaction or observe a superlattice effect.

In present work we report the magnetotransport study of the samples with $N=2,3,4,5,6$ GaAs quantum wells with two-dimensional (2D) electron gas separated by thin AlGaAs barriers. The samples were grown by Molecular Beam epitaxy. The width of the each quantum well was 100 Å, the thickness of the barrier AlGaAs - 50 Å. We measured magnetoresistance in Van der Pauw geometry in magnetic fields up to 17 T at temperatures between 1.7 and 4.2 K.

The total Hall concentration at high magnetic field was found to be lower than the electron density extracted from Shubnikov oscillations multiplying by a number of quantum well $n_H^{total} < N * n_s^{sdh}$. Slight decrease of n_s^{sdh} with increase of N has been found when n_H^{total} kept be constant. We suggested, that n_s^{sdh} is electron density in 1-2 central wells, and other wells have a lower concentration. The features in Shubnikov oscillations because of the contribution to the magnetoconductivity of these wells have been found.

1. J.P.Eisenstein et al, Phys.Rev.Lett., **68**, 1383 (1992).
2. J.Jo et al, Phys.Rev.B, **69**, 9776 (1992).
3. T.J.Gramila et al, Surf.Sci., **263**, 446 (1992).

6th Brazilian School of Semiconductor Physics

Raman Scattering Study of GaAs grown on Porous Si by Molecular Beam Epitaxy

J. C. Galzerani, P. S. Pizani, J. C. Rossi and S. W. da Silva
Depto. de Física, Universidade Federal de São Carlos
C. P. 676, 13565-905, São Carlos, SP, Brasil

D. I. Lubyshev and P. Basmaji
Inst. Física e Química de São Carlos, Universidade de São Paulo
C.P. 369, 13560, São Carlos, SP, Brasil

Abstract

GaAs was grown on Porous Silicon (PS) by Molecular Beam Epitaxy. Scanning Electron Microscopy (SEM) revealed GaAs wire formation on PS with averaged lengths of 5 μm and diameters of 80 nm. Raman Spectroscopy of these GaAs films showed the presence of two additional modes, located between the LO and TO modes. These modes are interpreted as GaAs surface phonons.

6th Brazilian School of Semiconductor Physics

OPTICAL AND STRUCTURAL PROPERTIES OF LOW TEMPERATURE GaAs LAYERS GROWN BY MOLECULAR BEAM EPITAXY

A.A. Bernussi, C.F. Souza, W. Carvalho

CPqD - Telebrás - 13088-061 - Campinas - SP - Brasil

D.I. Lubyshev, J.C. Rossi and P. Basmaji

IFQSC - USP - 13560-970 - São Carlos - SP - Brasil

ABSTRACT

A detailed photoluminescence, photoreflectance and X-ray study has been performed on a series of undoped and n -type low-temperature GaAs layers grown by molecular beam epitaxy at different substrate temperatures. Intense deep level emission bands were observed in the photoluminescence spectra of samples grown below 450°C. These emissions were related with an excess concentration of arsenic antisite and/or interstitial defects and with complexes involving gallium vacancies. At very low substrate temperatures the excess of arsenic causes a lattice expansion of the epilayer of about 0.16%. Several features were observed in the photoreflectance spectra below, close to and above the fundamental GaAs band gap. They were attributed to impurity related, optical etalon effects, exciton transition and Franz-Keldysh oscillations. From the lineshape changes observed in the modulated reflectance experiments we identified a transition substrate temperature at 350°C, below which the insulating character of the epilayers is strongly enhanced due to a higher incorporation of defects. We also performed photoreflectance experiments at E_1 and E_1+A_1 spectral region for these samples. The observed results indicate that the electric field modulation has contributions not only from the sample surface but also from the epilayer/substrate interface.

**XIII COLÓQUIO DA
SOCIEDADE BRASILEIRA DE
MICROSCOPIA ELETRÔNICA VOL.III**

**OBTENÇÃO DE MICROGRAVURAS NO MEV
UTILIZANDO O PROCESSO DE LITOGRAFIA POR
FEIXE DE ELÉTRONS**

MARCELO DE A. P. DA SILVA, J. C. ROSSI, P. BASMAJI,
MICHEL A. AEGERTER, G. GUSEV

DFCM/IFQSC/USP C. P. 369 - 13569-970 - São Carlos- SP

A tecnologia de litografia por feixe de elétrons encontra atualmente uma série de aplicações nas áreas de micro eletrônica e também para a fabricação de novas estruturas, tais como "quantum dots" para investigações em ciência básica.

A litografia por feixe de elétrons não usa máscaras para definição dos padrões desejados. Estes podem ser gravados diretamente sobre a amostra pelo feixe de elétrons de um microscópio eletrônico. Alguns padrões especiais foram realizados usando um equipamento Zeiss 960 acoplado a um microanalisador de EDX que permite controlar a posição (x, y) do feixe.

Como "elétron-resiste" usamos o polímero PMMA (Polimetilmetacrilato) depositado por centrifugação (spin coating) sobre um substrato. O material apresenta alta rigidez mecânica para películas de dimensões reduzidas e vulcaniza-se sob o efeito de irradiação eletrônica permitindo a revelação das regiões marcadas pelo feixe.

A taxa de irradiação eletrônica sobre o PMMA, assim como o processo de revelação posterior são importantes, pois os elétrons espalhados na camada superficial é maior que a região exposta. Vários parâmetros devem ser controlados, sendo necessária a calibração deles para cada tipo de estrutura a ser desenhada.

Após expor o filme à radiação eletrônica, este é revelado para eliminar as regiões do polímero vulcanizadas pelo feixe deixando exposta a superfície do substrato. Esta revelação é feita por imersão em metilisobutil cetona/álcool isopropílico. As figuras 1 e 2 mostram uma matriz de pontos com diâmetro de 2.5 μm gravada em um substrato de vidro. Após o ataque químico do substrato isobutilmetilcetona o "elettron-resiste" é removido com clorofórmio a quente e pode-se observar a formação de buracos na superfície do substrato.

Agradecimento: FAPESP, CNPq, FINEP, CAPES.

6th Brazilian School of Semiconductor Physics

WIRES CRYSTALS GaAs and InAs GROWN BY MOLECULAR BEAM EPITAXY ON POROUS SILICON

D.L.Lubyshev, J.C.Rossi, G. Gusev and P. Basmaji.

Instituto de Física e Química de São Carlos,

Universidade de São Paulo, SP, Brasil

Undoped and Si doped GaAs and InAs films on porous Si were grown by molecular beam epitaxy at different substrate temperatures $T_s = 200, 300, 400$ and 500°C . The dependence of the surface morphology on the growth conditions has been investigated. The possibility to grow GaAs wire crystals with lengths of $120\text{ }\mu\text{m}$ and diameter between 75 and 100 nm has been demonstrated. We propose two possible mechanisms of growth. The first mechanism we suggest is the anomalous long diffusion length of Ga atoms on the lateral surface of the growing crystals. Second mechanism, we suppose the existence of associates and microclusters of Ga and As atoms on the surface semiadsorbent layer. In this case the crystal growth process can be followed by the vapor semiadsorbent layer-solid scheme. The heterojunction diodes of Si doped GaAs on porous Si were produced and I-V characteristics at 77K are shown.

INTRODUCTION

Recently the significant progress of technology gave rise to the intensive investigations of optical and transport properties of one and zero dimensional systems [1-3]. Two basic methods have been developed for fabrication of such systems: i) epitaxial growth of two dimensional structure and treatment of microclusters by recrystallization or selective etching [1], ii) fabrication of quantum dots and wires by combination of MBE, plasma etching and electron lithography [5-6] or by growth on the semiconductor's lateral and faceting surfaces [7-8], when the low-dimensional structure was produced by monolayer overgrowth.

In this work, the mechanism of GaAs growth on porous Si has been investigated using the scanning electron microscope (SEM), and electrical properties of Si-doped GaAs on porous silicon.

XIII COLÓQUIO DA
SOCIEDADE BRASILEIRA DE
MICROSCOPIA ELETRÔNICA VOL.III

**CARACTERIZAÇÃO DE COMPOSIÇÃO QUÍMICA DE
CONTATOS OHMICOS E CONTATOS SCHOTTKY EM
TRANSISTORES DE ALTA MOBILIDADE PELA
TÉCNICA DE EDS**

J.C.ROSSI, MARCELO DE A.P.DA SILVA, P.BASMAJI,
M.A.AEGERTER
DFCM/IFQSC/USP C. P. 369 - 13560-970 - São Carlos - SP

Uma heterojunção do tipo $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$, dá origem a um gás de elétrons bidimensional de alta mobilidade eletrônica. Esta heterojunção pode ser usada para fabricação de transistores que operam em frequências superiores a 100 GHz. Estes transistores são chamados HEMT (High Electron Mobility Transistor) figura (1).

Foram crescidas heterojunções do tipo HEMT, pela técnica de MBE (Molecular Beam Epitaxy) e transistores foram processados. O processo de foto litografia é usado para definir contatos Ohmicos (Dreno-Source) e contatos Schottky (Gate) na superfície da amostra (figura (2)).

Os contatos são formados por ligas metálicas especiais, tais como Au Ge Ni para contatos Ohmicos e Al para o contato Schottky. A técnica de EDS (Energy Dispersive Spectrometry) é usada para análise dos contatos.

Na figura (3) é apresentado um espectro do contato Ohmico onde pode ser visto os elementos constituintes da liga AuGeNi. Na figura (4) temos o espectro de EDS obtido para o contato Schottky onde podem ser visto o elemento Al e os constituintes da estrutura eletrônica.

- T. J. Drummond et. al.; Proc. IEEE vol. 74, no. 6 June 1986.

Agradecimento: FAPESP, CNPq, FINEP, CAPES.

SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO - IFQSC FÍSICA
--

**XIII COLÓQUIO DA
SOCIEDADE BRASILEIRA DE
MICROSCÓPIA ELETRÔNICA VOL.III**

**CRESCIMENTO PREFERENCIAL DE FIOS
CRISTALINOS DE GaAs EM SUBSTRATOS
PREPARADOS POR LITOGRAFIA DE FEIXE DE
ELÉTRONS**

J.C. ROSSI, MARCELO DE A.P. DA SILVA,
M.A. AEGERTER, P. BASMAJI, DMITRII LUBYSHEV
DFCM/IFQSC/USP C. P. 369 - 13560-970 - São Carlos - SP

Através do processo de litografia por feixe de elétrons é possível gravar uma figura desejada na superfície de um substrato de GaAs semi isolante. Foi feito um ataque químico com uma solução de H_3PO_4 em H_2O H_2O_2 o que produz um círculo na superfície de $0,5 \mu\text{m}$ durante 3 min de ataque.

Na figura 1 podemos ver uma fotografia do SEM da superfície gravada pelo feixe de elétron após o processo de ataque químico.

Este substrato é então introduzido na máquina de MBE (Molecular Beam Epitaxy) onde foi crescido um filme de GaAs.

A morfologia da amostra crescida apresenta fios de GaAs na região atacada como pode ser observado nas figuras 2 e 3 obtida através do SEM.

Atribuímos este tipo de crescimento à formação de uma grade na superfície atacada (buraco de $0,5 \mu\text{m}$ na superfície do GaAs).

Agradecimento: FAPESP, CNPq, CAPES, FINEP.

XIII COLÓQUIO DA
SOCIEDADE BRASILEIRA DE
MICROSCOPIA ELETRÔNICA VOL.III

**OBTENÇÃO DE MICROGRAVURAS NO MEV
UTILIZANDO O PROCESSO DE LITOGRAFIA POR
FEIXE DE ELÉTRONS**

MARCELO DE A. P. DA SILVA, J. C. ROSSI, P. BASMAJI,
MICHEL A. AEGERTER, G. GUSEV

DFCM/IFQSC/USP C. P. 369 - 13569-970 - São Carlos- SP

A tecnologia de litografia por feixe de elétrons encontra atualmente uma série de aplicações nas áreas de micro eletrônica e também para a fabricação de novas estruturas, tais como "quantum dots" para investigações em ciência básica.

A litografia por feixe de elétrons não usa máscaras para definição dos padrões desejados. Estes podem ser gravados diretamente sobre a amostra pelo feixe de elétrons de um microscópio eletrônico. Alguns padrões especiais foram realizados usando um equipamento Zeiss 960 acoplado a um microanalisador de EDX que permite controlar a posição (x, y) do feixe.

Como "elétron-resiste" usamos o polímero PMMA (Polimetilmetacrilato) depositado por centrifugação (spin coating) sobre um substrato. O material apresenta alta rigidez mecânica para películas de dimensões reduzidas e vulcaniza-se sob o efeito de irradiação eletrônica permitindo a revelação das regiões marcadas pelo feixe.

A taxa de irradiação eletrônica sobre o PMMA, assim como o processo de revelação posterior são importantes, pois os elétrons espalhados na camada superficial é maior que a região exposta. Vários parâmetros devem ser controlados, sendo necessária a calibração deles para cada tipo de estrutura a ser desenhada.

Após expor o filme à radiação eletrônica, este é revelado para eliminar as regiões do polímero vulcanizadas pelo feixe deixando exposta a superfície do substrato. Esta revelação é feita por imersão em metilisobutil cetona/álcool isopropílico. As figuras 1 e 2 mostram uma matriz de pontos com diâmetro de 2.5 μm gravada em um substrato de vidro. Após o ataque químico do substrato isobutilmetilcetona o "eletron-resiste" é removido com clorofórmio a quente e pode-se observar a formação de buracos na superfície do substrato.

Agradecimento: FAPESP, CNPq, FINEP, CAPES.