



UNIVERSIDADE ESTADUAL DO CEARÁ
FRANCISCO WELLERY NUNES SILVA

ASPECTOS GERAIS DA FÍSICA DOS SEMICONDUCTORES

FORTALEZA – CEARÁ

2010

FRANCISCO WELLERY NUNES SILVA

ASPECTOS GERAIS DA FÍSICA DOS SEMICONDUCTORES

Monografia apresentada ao curso de Física do Centro de Ciências e Tecnologia da Universidade Estadual do Ceará, como requisito parcial para obtenção do grau de licenciado em Física.

Orientador: Prof. Me. Silas Lenz Cesar

Co-orientador: Prof. Pós Dr. Jeanlex
Soares de Sousa

FORTALEZA – CEARÁ

2010

FRANCISCO WELLERY NUNES SILVA

ASPECTOS GERAIS DA FÍSICA DOS SEMICONDUTORES

Monografia apresentada ao Curso de Física do Centro de Ciências e Tecnologia da Universidade Estadual do Ceará, como requisito parcial para obtenção do grau de licenciado em Física.

Orientador: Prof. Ms. Silas Lenz Cesar

Co-orientador: Prof. Pós Dr. Jeanlex Soares de Sousa

Aprovada em: 17/03/2010

BANCA EXAMINADORA

Prof. Ms. Silas Lenz Cesar - UECE

(Orientador)

Prof. Pós Dr. Jeanlex Soares de Sousa - UFC

(Co-orientador)

Prof. Dr. Marcony Silva Cunha – UECE

S581a Silva, Francisco Wellery Nunes
Aspectos Gerais da Física dos Semicondutores / Francisco Wellery
Nunes Silva. – Fortaleza , 2010.
49p. ; il.
Orientador: Prof. Ms. Silas Lenz Cesar
Monografia (Graduação em Física) – Universidade Estadual do
Ceará, Centro de Ciência e Tecnologia.
1.Junção P-N 2.Semicondutores 3.Diodo 4. Física I. Universidade
Estadual do Ceará, Centro de Ciência e Tecnologia.

CDD 530

A todos os que se dedicam a ler este
trabalho.

AGRADECIMENTOS

Em tudo dai graças, porque esta é a vontade de Deus em Cristo Jesus para convosco. I Ts 5;18.

À Mãe e Pai.

Ao professor Silas Lenz Cesar, pela orientação e pela referência que sempre me foi.

Ao professor Jeanlex Soares de Sousa, pelo apoio e incentivo e orientação que me prestou desde o primeiro momento.

À professora Monica Figueiredo Lenz Cesar, pela ajuda no laboratório, e os muitos incentivos.

Ao professor Marcony Silva Cunha, pelo apoio a este trabalho.

Ao meu companheiro Rodrigo Queiros de Almeida, pela imprescindível ajuda com o computador.

Ao meu amigo cascaveliano o casquêta, Paulo Henrique Pereira Silva pelo apoio logístico ao meu trabalho.

A todos os companheiros e professores que me ajudaram ao longo destes oito semestres.

Nem só de pão viverá o homem, mas de toda palavra que sai da boca de Deus. □T 4;4.

RESUMO

Esta monografia analisa as propriedades físicas de materiais semicondutores, com o objetivo de compreender o comportamento destes materiais e de dispositivos fabricados com base nos mesmos. Neste trabalho são abordadas as características de materiais dopados com impurezas tipo p e tipo n, bem como a junção destes dois tipos de materiais, a chamada junção p-n e sua mais imediata aplicação, o diodo retificador, descrevendo-a matematicamente em sua polarização direta e reversa. As características de capacitância versus voltagem e corrente versus voltagem também são descritas de uma forma teórica e demonstradas na prática através da coleta e análise dos dados feitas em laboratório, sendo discutido também alguns efeitos e aplicações observadas nos transistores, um dos dispositivos mais importantes já construídos pela humanidade.

Palavras Chave: Junção P-N, Semicondutores, Diodo, Física.

ABSTRACT

This monography analyzes the physical properties of semiconductor materials, aiming to understand the behaviour of these materials and devices manufactured based on themselves, this study approaches the characteristics of materials doped with n-type and p-type impurities as well as the junction of these two types of materials, the so-called p-n junction and its most immediate application, the diode rectifier, describing it mathematically in its forward and reverse bias, the capacitance verses voltage characteristics and current-voltage lines are also described in a theoretical way and demonstrated in practice through collection and analysis of data made in the laboratory, and also discussed some effects and applications observed in transistors, one of the most important devices ever built by mankind.

KeyWords: P-N Juntion, Semiconductors, Diode, Physics.

CRÉDITO DAS FIGURAS

Figura 01: William 2000

Figura 02: William 2000

Figura 03: Francisco Wellery

Figura 04: Francisco Wellery

Figura 05: <http://byfiles.storage.live.com>

Figura 06: Francisco Wellery

Figura 07: Francisco Wellery

Figura 08: Francisco Wellery

Figura 09: Francisco Wellery

Figura 10: Francisco Wellery

Figura 11: Francisco Wellery

Figura 12: Francisco Wellery

Figura 13: Francisco Wellery

Figura 14: Francisco Wellery

Figura 15: Francisco Wellery

Figura 16: Francisco Wellery

Figura 17: Francisco Wellery

Figura 18: Francisco Wellery

Figura 19: Francisco Wellery

Figura 20: Francisco Wellery

Figura 21: Barros 2005.

Figura 22: Francisco Wellery

Figura 23: Francisco Wellery

Figura 24: Monica Lenz Cesar

SUMÁRIO

1	Um Breve Histórico.....	10
2	Propriedades do Estado Sólido	14
2.1	Tipos de Semicondutores	16
2.2	Bandas de Energia em Semicondutores.....	17
2.3	Semicondutores Extrínsecos e Intrínsecos	20
2.4	Nível de Fermi	24
3	A Junção p-n	24
3.1	A Região de Depleção.....	28
3.2	Característica Corrente - Tensão.....	33
3.3	Polarização Reversa da junção	33
3.4	Capacitância da Junção	34
4	Polarização direta da junção.....	36
5	Análise dos Dados.....	40
	Referências Bibliográficas	46

1 Um Breve Histórico

É fato que este ramo da física, foi um dos principais responsáveis pelo mundo como conhecemos hoje. A evolução dos semicondutores nos permitiu miniaturizar aparelhos, criação de novos, acompanhados de constantes melhoramentos, porém podemos dizer que os primórdios desta teoria remontam aos gregos, desde as primeiras observações das respectivas interações entre o âmbar e pedaços de folhas, dando-se as primeiras observações no ramo da eletricidade.

Quando falamos de semicondutores logo nos vem a memória, a criação dos tão famosos, entre o senso comum, transistores (do inglês TRANSfer reSISTOR) tidos por uns, como a principal invenção do século XX. A criação dos transistores é atribuída a John Bardeen, Walter Houser Brattain e Willian Bradford Shockley, nos laboratórios da Bell Telephone em dezembro de 1947.

Porém como todas as evoluções da física, antes de termos o produto final de um trabalho, ou seja, a teoria propriamente dita. Houve o empenho e esforço de muitos outros cientistas, os quais contribuíram o êxito das pesquisas. Embora, os trabalhos a respeito de semicondutores não demorassem a evoluir a partir do ano de 1900, podemos citar os trabalhos de Michael Faraday em 1833, com a descoberta de que o composto sulfeto de prata tem um coeficiente negativo de resistência com a temperatura, ou seja, a resistência à passagem de corrente elétrica do material diminui quando a temperatura aumenta, assim sendo, a corrente elétrica aumenta com o aumento da temperatura.

A descoberta de Faraday é de tamanha importância, pois estas características descritas por ele são intrínsecas as dos semicondutores. O oposto é verdadeiro para um condutor, pois o mesmo tem um coeficiente positivo de resistência. Outra observação importante foi feita por Alexander Edmond Becquerel em 1839, quando relatou que havia observado certo efeito fotovoltaico em eletrodos de platina, cobertos por cloreto de prata. Vale lembrar também, que este dispositivo foi o primeiro equipamento fotovoltaico relatado. A foto-voltagem foi gerada no contato com o semicondutor cloreto de prata (AgCl) com o condutor Ag (prata).

Com os avanços nas pesquisas desde então novos materiais semicondutores foram descobertos, como o caso do selênio, na década de 1870, sendo apontado como um material com bom comportamento semicondutor, trazendo muitos avanços para a evolução dos dispositivos. O desenvolvimento dos dispositivos eletrônicos iniciou-se em 1874, quando um físico alemão chamado Karl Ferdinand Braun, construiu um retificador com um cristal de sulfeto de chumbo (PbS), solado em fio de cobre .

Braun observou que o fluxo da corrente elétrica total foi alterado, passando a depender da polarização da tensão aplicada, bem como das condições da superfície do material, onde descobriu-se o caráter assimétrico da condução elétrica entre metais e semicondutores. A primeira observação do efeito fotovoltaico em sistemas contínuos foi feita em 1876, e a substância semicondutora era novamente o selênio, quando W.G. Adamns, junto com seu estudante R. E. Day, investigaram as propriedades fotoelétricas em Cambridge, e eles descobriram que se iluminassem uma junção de selênio e platina teriam o efeito fotovoltaico.

Podemos dizer que estes foram os principais trabalhos na área dos semicondutores, realizados durante o século XIX, porém com o advento do século XX temos um divisor de águas, pois a partir de 1900 surgem teorias fundamentais para o desenvolvimento dos semicondutores. Com o surgimento da mecânica quântica, feita por Bohr, de Broglie, Heisenberg, Schrödinger e outros, notavelmente durante a década de 20, as possibilidades de compreensão do mundo microscópico da matéria, cresceu de forma espetacular, permitindo assim um maior conhecimento da nano estrutura dos materiais semicondutores.

Avançando alguns anos na história, mais precisamente no ano de 1936, a Bell Labs um braço de pesquisa e de desenvolvimento AT&T (American Telephone and Telegraph Corporation) dos Estados Unidos, decide criar um grupo de pesquisa específico para estudar e desenvolver dispositivos semicondutores, com o objetivo de criar o **Transistor de Efeito de Campo**, FET (**Field Efect Transistor**). Um outro grupo bastante ativo nesta área, que contribuiu significativamente com o trabalho da Bells Labs foi o grupo da universidade de Purdue, Indiana, Estados Unidos.

Em 1940, R. Ohi identifica pela primeira vez, semicondutores de Silício tipo P e tipo N. No mesmo ano, J. Scaff e H. Theuerer mostram que tanto o nível, quanto a condutividade do silício dava-se devido a presença de impurezas, ou seja, dopagem.

Assim sendo, a Bells Labs recria seu grupo de pesquisa em estado sólido em 1946, desta vez com a chefia de William Shockley, concentrando esforços na pesquisa dos semicondutores de germânio e silício, entretanto, estavam também em busca dos transistores de efeito de campo.

Nesta época, um dos pesquisadores do grupo, Bardeen, sugere uma explicação pelo insucesso na obtenção do transistor FET, baseada na alta densidade de estados de superfície dos semicondutores. Persistindo na pesquisa para a invenção do FET, Bardeen e Brattain descobrem, por acaso, o efeito do transistor bipolar, em que no final de 1947 foi demonstrado o efeito do transistor por J. Bardeen, W. Shockley e W. H. Bratain. Este trabalho recebeu o Nobel de física de 1956.

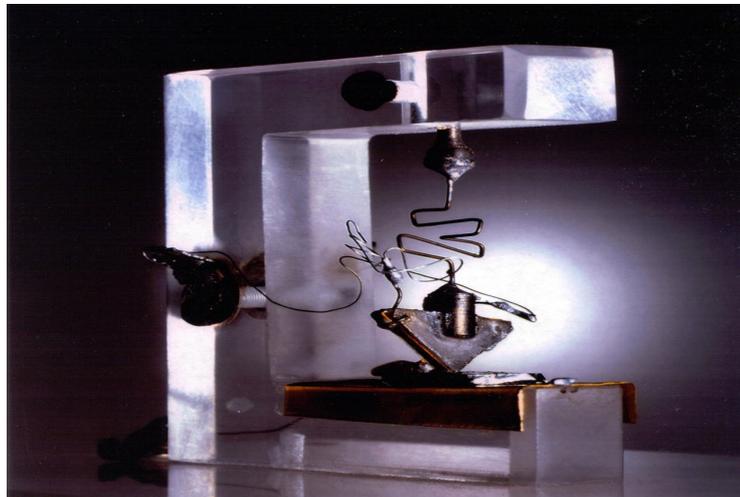


Fig. 1: O primeiro transistor, conhecido como transistor de ponto de contato, criado em dezembro de 1947 na Bells Labs.

Na década de 1950, o efeito de resistência negativa em junções tipo P com tipo N altamente dopadas foi observado por Esaki, levando à descoberta do efeito quântico de tunelamento. A criação do diodo túnel teve uma grande importância no

percurso de desenvolvimento dos dispositivos, garantindo a Leo Esaki o premio Nobel de física de 1973.

Ainda na década de 1950, foi criado o primeiro dispositivo que continha em um único bloco de silício, um transistor, um capacitor e um resistor, interconectados através de fios soldados nos contatos, abrindo caminho, para o desenvolvimento de Circuitos Integrados os CIs.



Fig. 2: Primeiro circuito integrado desenvolvido por, Jack S. Kilby.

A seguir temos uma tabela indicando o desenvolvimento dos principais dispositivos semicondutores.

Principais inovações no campo dos Semicondutores

INOVAÇÃO	LABORATÓRIO	ANO
TRANSISTOR PONTO DE CONTATO	Bell Labs-Western Electric	1947
CULTIVO EM CRISTAL SIMPLES	Western Electric	1950
ZONA REFINADA	Western Electric	1950

TRANSISTOR DE JUNÇÃO CULTIVADA	Western Electric	1951
TRANSISTOR DE SILICIO	Texas Instruments	1954
MASCARA DE ÓXIDO E DIFUSÃO	Western Electric	1955
TRANSISTOR PLANAR	Fairchild	1960
CIRCUITO INTEGRADO	Texas Instruments, Fairchild	1961
DIODO GUNN	IBM	1963

Podemos ter através deste breve histórico, que nos dá a noção de como foi possível a criação, ou mesmo o barateamento de vários dispositivos, que tornam a vida cotidiana bastante simples, e que sem eles, muitas pessoas não conseguiriam desempenhar atividades hoje fundamentais para os seres humanos. Os semicondutores estão presentes em quase todas as áreas humanas, desde a saúde com os aparelhos hospitalares mais modernos, ao entretenimento com os moderníssimos games ou televisores.

Assim sendo não podemos esquecer que, para tudo que hoje existe à nossa volta, houve o esforço e trabalho de muitos, como o trabalho de James Clerk Maxwell, que descobriu uma maneira de emitir ondas eletromagnéticas a partir de semicondutores. Em função disto acabou por inventar o detector eletromagnético por efeito semicondutivo, o diodo.

Isso tudo sem falar dos pesquisadores atuais que trabalham constantemente para o melhoramento de tecnologias já existentes, como também para a criação de novas outras tecnologias.

2 Propriedades do Estado Sólido

Em primeiro momento, precisamos abrir uma discussão a respeito das propriedades físicas mais elementares dos semicondutores, dando ênfase à teoria das ligações entre átomos, e formação das moléculas cristalinas que compõem os semicondutores. Para tanto, necessitamos abordar os aspectos das teorias do átomo de Bohr, Princípio de Pauli e principalmente da teoria quântica.

Portanto nos cabe a pergunta, o que é um semicondutor? Podemos dizer que um semicondutor é freqüentemente definido como um condutor elétrico intermediário, entre um isolante e um metal condutor, assim, precisamos discutir a respeito dos tipos de semicondutor, e quais são suas principais características.

Há variadas classes de semicondutores, tais como os condutores iônicos, as soluções eletrolíticas, materiais orgânicos, etc. Bem como podem ser elementos químicos, como o selênio e o germânio.

Nossa idéia de um sólido é a de um corpo rígido, em que a separação entre os átomos é pequena em relação aos gases, e as posições relativas entre átomos não mudam com o tempo, vide o experimento de Rutherford com as folhas de ouro. Portanto, dizemos que um sólido é cristalino, se o conhecimento das posições de um número determinado de átomos, que constituem o sólido permitem a reconstituição das posições dos demais átomos constituintes.

Assim quando dois átomos se aproximam numa ligação atômica, os níveis de energias dos elétrons exteriores se alteram devido à interação entre os campos dos dois átomos, formando assim a rede cristalina. Em um cristal grande, o número de átomos que interagem faz com que os níveis de energia se transformem num contínuo de níveis de energia muito próximos, as conhecidas **Bandas de Energia Permitidas**. Que serão discutidas mais adiante.

Este comportamento atômico ocorre devido ao fenômeno no qual os átomos tendem a completar os oito elétrons em sua camada de valência, fenômeno este que chamamos "**regra do octeto**". De acordo com esta teoria, os átomos, assim como todos os sistemas na natureza, tendem a adquirir maior estabilidade possível.

Neste processo, a temperatura tem importância fundamental tanto para a formação da rede cristalina quanto para a dita condutividade do material. A principal característica de um semicondutor é que eles possuem um coeficiente de resistência à temperatura negativa, como já citado anteriormente. O coeficiente está extremamente ligado com a excitação eletrônica na rede cristalina, levando-nos assim a parte da compreensão a respeito das bandas de energia.

O comportamento de um semicondutor, segundo as variações de temperatura, difere de um condutor como citado anteriormente por causa da densidade de portadores de carga livres em cada um deles. Enquanto nos condutores a densidade não muda com a temperatura, fato que ocorre inversamente em um semicondutor.

2.1 Tipos de Semicondutores

São vários os tipos de semicondutores, porém podemos dividi-los em três principais grupos: os semicondutores monoatômicos, os semicondutores iônicos, que incluem os sais como o cloreto de sódio, os quais os átomos são presos principalmente pelas forças de origem eletrostática, e os semicondutores de valência, que inclui o carboneto de silício e o antimoneto de índio, em que os átomos se combinam em um grande cristal como se formassem uma molécula gigante.

Segue abaixo uma tabela com as principais classes de semicondutores e seus respectivos representantes:

Monoatômicos.	Cristais Iônicos.	Cristais de Valencia.
Diamante	Iodeto de Potássio	Antimoneto de Índio
Silício	Óxido de Zinco	Arsenato de Gálio
Germânio	Óxido Cuproso	

Estanho		
Selênio		
Telúrio		
Arsênio		
Antimônio		

2.2 Banda de Energia em Semicondutores

São fatores da maior importância para explicação do fenômeno da semicondutância, o comportamento energético dos portadores de cargas e as situações que o levam a interagir energeticamente com as outras partículas do meio.

A teoria das bandas de energia em sólidos pode ser explicada da forma em que elétrons num átomo só podem ocupar determinados níveis de energia discretos, seguindo os princípios do átomo de Bohr, princípio de Pauli e os princípios da teoria quântica. Simplificadamente podemos dizer que quando dois átomos se aproximam numa ligação química os níveis de energia dos elétrons exteriores se alteram devido a interação entre os campos elétricos de outros átomos.

Para explicarmos estas idéias, faremos uma exposição dos princípios básicos da mecânica quântica, que se propõem a explicar estes fenômenos. É fato que a energia não é infinitamente indivisível, e segundo a teoria quântica, a menor unidade de energia que pode ser transferida em um processo físico é chamado de quantum, ou em outra nomenclatura bem mais comum, é trabalharmos com um quantum de luz, o fóton. Sabemos que da hipótese quântica de Planck e dos postulados de Einstein, que a energia referente a um fóton é dada por:

$$E = h \nu$$

onde h é a chamada constante de Planck e tem o valor de, $h = 6,6 \times 10^{-34} \text{ j/s}$.

Porém, outra relação muito famosa, é a relação de Einstein para uma partícula

$$E = mc^2$$

Podemos igualar as duas expressões e iremos perceber que

$$E = m c^2 = h \nu$$

Ou seja,

$$m c = \frac{h \nu}{c}$$

Entretanto a relação de uma onda se descolando em um determinado espaço com a velocidade da luz nos garante que

$$\frac{1}{c} = \frac{1}{\nu \lambda}$$

Portanto nossa relação torna-se

$$m c = \frac{h}{\lambda}$$

Aqui observamos algo interessante, temos do lado esquerdo da equação, um produto entre a massa e a velocidade que em física conhecemos como momento linear de uma partícula, e do lado direito temos o comprimento de onda, uma característica inerente as perturbações ondulatórias. Portanto, estamos tratando de um ente que possui tanto características de uma partícula, quanto de uma onda. Temos aqui um dos principais fatos da física, a dualidade onda partícula das radiações eletromagnéticas, sendo este o resultado da hipótese de De Broglie.

Este conceito pode ser estendido aos elétrons, o qual pode ser interpretado como sendo uma entidade na qual se associam tanto a massa de

repouso quanto o comprimento de onda, estando estes relacionados pelos mesmos princípios atribuídos aos fótons.

Para compreendermos o comportamento dos elétrons em cristais, necessitamos de uma estrutura que simplifique e ao mesmo tempo nos dê a idéia do que ocorre na interação entre os átomos de um cristal. Consideramos então dois átomos separados por uma distância R , cujos elétrons estão nas órbitas de menor energia possível, como mostra a figura seguinte.

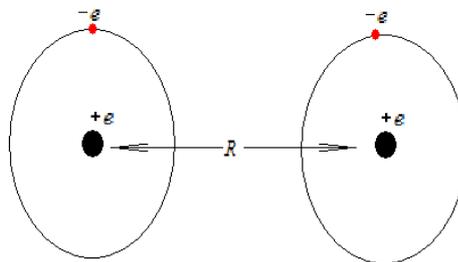


Fig. 3: interação entre dois átomos.

A interação de um grande número de átomos em um cristal faz com que os níveis de energia dos elétrons externos se transformem num contínuo de níveis de energia, muito próximos às chamadas bandas de energia. É a configuração destas bandas de energia que vai determinar as propriedades eletrônicas do material, comportando-se como um isolante, semicondutor ou um condutor. Neste ponto é importante considerar uma propriedade importante dos elétrons presentes em um átomo, o spin, propriedade a qual se verificou que possui apenas duas orientações possíveis, os geralmente tachados como spin “para cima” e o “spin para baixo”.

Com isto a configuração destas bandas de energia é que vai determinar as propriedades eletrônicas do material, ou seja, são elas que determinam se um material é um isolante, semicondutor ou condutor. Para condução de eletricidade os elétrons devem absorver energia do campo elétrico aplicado, e para que isso se torne possível deverão haver níveis de energia livres para onde ele possa ser promovido, pois segundo princípio de exclusão de Pauli, duas

partículas fermiônicas (cujo spin é semi-inteiro) não podem ocupar simultaneamente o mesmo estado quântico.

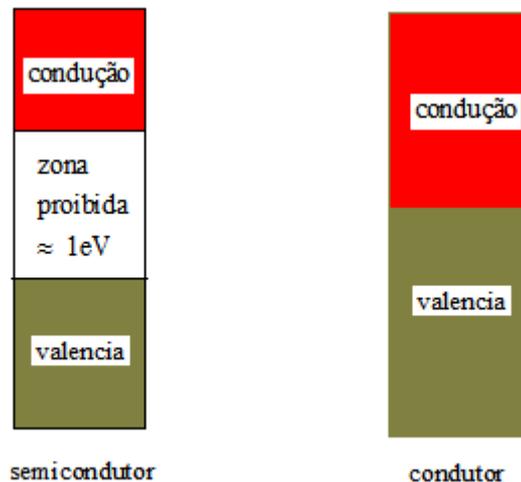


Fig. 4: Representação das bandas de energia.

Em um semicondutor a região proibida é estreita, aproximadamente 1eV, de modo que à temperatura ambiente alguns elétrons são promovidos da banda de valência para a de condução e deixam níveis livres, de modo que, também os elétrons da banda de valência podem ser promovidos. Ao passo que em um condutor as bandas de Valência e condução se superpõem, fazendo com que não haja nenhuma região proibida. Para o caso de um isolante temos uma região proibida muito grande a depender do material em questão.

2.3 Semicondutores Extrínsecos e Intrínsecos

Consideraremos agora alguns materiais e suas respectivas características atômicas, além de suas respectivas características condizentes a condutibilidade. Os principais materiais a serem discutidos aqui a priori são aqueles pertencentes à coluna IV A da tabela periódica, ou seja, o Carbono (C), o silício (Si) o Germânio (Ge) e o Estanho (Sn). Em tais elementos observamos que todos possuem quatro elétrons em suas respectivas camadas de valência e podem formar cristais através de ligações covalentes entre si, partilhando um par de elétrons com cada átomo

vizinho. A exemplo disto temos o carbono unido para formar o diamante, como mostra o esquema a seguir, que representa um átomo ligado a rede cristalina do diamante.

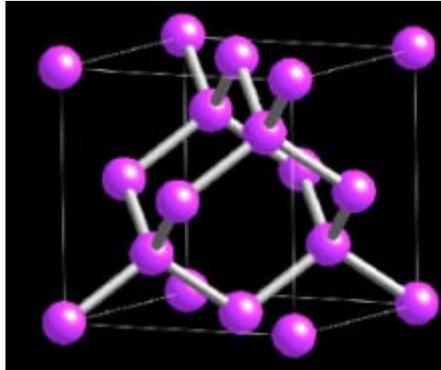


Fig. 5 Átomos de carbono em um diamante.

É fato que tais ligações são extremamente fortes. No caso do diamante, por exemplo, o intervalo da banda de energia proibida é de 5,6 eV, acompanhada de uma resistividade também muito alta, da ordem de $10^{15} \Omega/m$. Fato semelhante ocorre com um cristal formado pelos demais elementos pertencentes a esta coluna, como em cristais de Silício, muito embora a banda de energia caia, como é o caso, sendo de 1,1 eV para o mesmo.

Seguindo os comportamentos descritos anteriormente, seja n a densidade de elétrons livres por unidade de volume e p a densidade de buracos criados por unidade de volume, então $n = p$ é a principal característica em um semiconductor intrínseco.

Para darmos um caráter mais quantitativo a esta discussão iremos definir agora algo que chamaremos de *concentração intrínseca* n_i . Como n é o número de elétrons livres por unidade de volume na banda de condução de um semiconductor perfeitamente puro, n_i também é visto como o número p , que é o número de buracos livres por unidade de volume no semiconductor. Com isto temos a relação, $np = n_i^2$, nos garante que para qualquer semiconductor em equilíbrio, o produto das concentrações de buracos e de elétrons é constante a uma determinada temperatura.

Em contrapartida, se olharmos para a coluna V A da tabela periódica veremos que cada elemento possui cinco elétrons em sua última camada. Como exemplo disto temos o Fósforo (P). Poderíamos imaginar o que aconteceria caso tomássemos um átomo de Fósforo e o introduzíssemos em uma rede cristalina formada por átomos de silício. Como o Silício possui quatro elétrons em sua camada de valência, ao passo que o fósforo cinco, ao obedecer à regra do octeto nossos átomos formariam uma ligação na qual restaria um elétron em um nível de energia mais alto, por tanto possuiríamos um elétron que seria promovido à banda de condução com maior facilidade.

Com isto espera-se que, ao aplicarmos um campo elétrico, o elétron livre absorva a energia contida no campo e inicie o seu movimento, gerando assim uma corrente elétrica. Nestas condições, chamamos este material de semiconductor extrínseco, e as impurezas como no caso do Fósforo chamamos de doadores, como ilustra a figura seguinte.

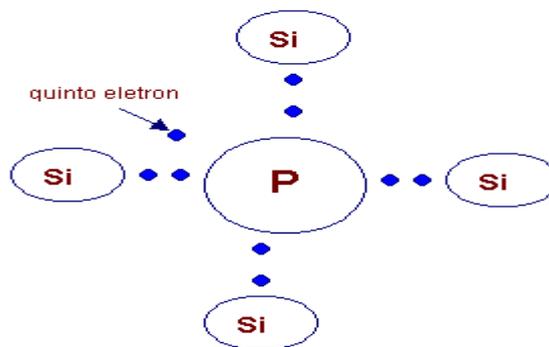


Fig. 6: Elétrons em níveis mais altos de energia.

Porém, sabemos que alguns elétrons livres para a condução resultam de algumas ligações que são quebradas devido a energia térmica de vibração da rede, absorvida pelo elétron à temperatura ambiente, sendo a energia dada por esta interação descrita como $E = kT$. A uma temperatura $T = 300$ K e $k = 8,6 \times 10^{-5}$ eV/K, teremos $E \approx 27$ meV, em média.

Analisando a coluna III A da tabela periódica, observamos que os elementos que a compõem possuem apenas três elétrons em sua última camada. Como

exemplos, podemos citar o Boro o Gálio, Índio, etc; portanto o que observamos quando introduzimos um átomo de boro na nossa rede cristalina composta por átomos de silício é que o boro formará três ligações covalentes, deixando por falta um elétron do silício, como mostra a figura.

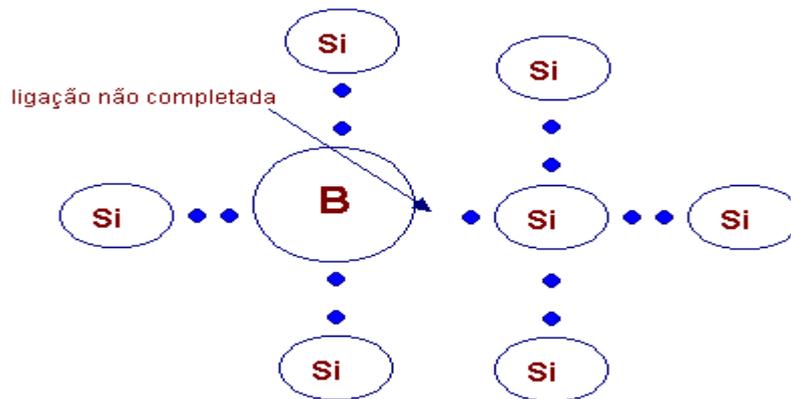


Fig. 7: buraco a ser preenchido por um elétron.

Teríamos, neste caso, um elétron que encontra-se em um nível de energia mais alto, ligado ao núcleo por uma energia de baixo valor em relação aos átomos mais internos. Ficando assim, mais fácil de ser promovido para a banda de condução, o que resultaria em um espaço vazio a ser preenchido por um elétron, temos então um buraco. Portanto, se aplicarmos uma determinada diferença de potencial entre dois pontos do nosso cristal haverá o movimento dos elétrons em direção ao ponto de maior potencial, onde teremos um elétron se deslocando para este “buraco”, em conseqüência liberando outro buraco, em seu espaço anterior, tendo assim uma reação em cadeia, onde haverá um deslocamento de cargas e portanto uma corrente elétrica, sendo assim, o buraco criado pela falta de um elétron age como se fosse um portador de carga positiva, pois este buraco se move na direção do menor potencial.

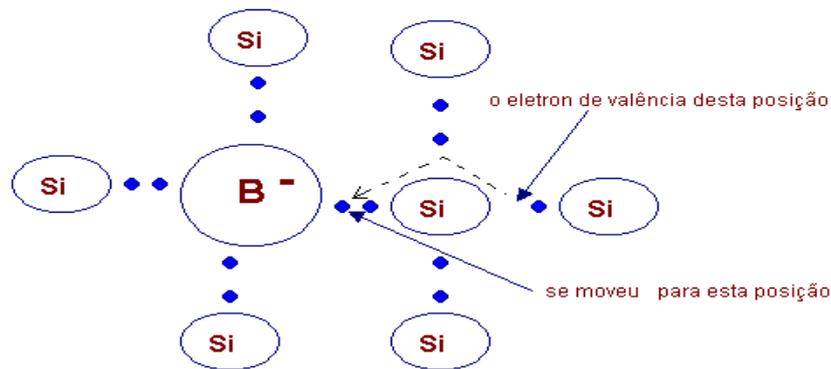


Fig.8: representação do movimento de elétrons.

Portanto o átomo de boro discutido acima é chamado “receptor”, ou “aceitador” em algumas literaturas, pois se ionizam com a carga-e, aceitando os elétrons termicamente excitados da banda de valência. Os semicondutores, nos quais a condução é feita através de elétrons livres como foi discutido anteriormente. São chamados de semicondutores tipo-N, por causa dos portadores negativos, e aqueles cuja condução é feita basicamente através de buracos, recebem o nome de semicondutores tipo-P, por causa dos portadores positivos.

Pode-se controlar o número de elétrons livres (**n**) ou de buracos (**p**) usando a injeção de átomos “dopantes” na rede cristalina. Portanto, ao se fazer a injeção deste material tipo-N, por exemplo, é de se esperar que **n** difira de **n_i**, que seria a concentração correspondente a de um material puro. Pode se esperar também que este desvio possa ser expresso com a probabilidade de Maxwell-Boltzmann, ou de preferência a função que expressa valores exatos de Fermi-Dirac, que nos diz

$$n = n_i e^{(E_F - E_i)/kT}$$

E_F é a energia devido ao nível de Fermi e E_i é o nível intrínseco de energia, que fica no centro da banda de energia proibida. A equação acima nos mostra que quando E_F decai para E_i , **n** reduz-se a **n_i**, que é o esperado. Para os buracos há uma relação correspondente que deve ser:

$$p = n_i e^{(E_i - E_F)/kT}$$

2.4 Nível de Fermi

Uma importante característica dos materiais é seu nível de Fermi, que é a energia do nível mais alto ocupado por um sistema quântico à temperatura zero, ou seja, quando existem dois materiais diferentes em contato, a condição de equilíbrio termodinâmico exige que seus níveis de Fermi sejam iguais. Portanto, é a este fato que se deve o fenômeno da diferença de potencial de contato em uma junção **p-n**.

3 A Junção P-N

Discutiremos agora a respeito da teoria fundamental dos semicondutores, a junção P-N, que consiste basicamente de dois cristais justapostos, sendo um dopado de impurezas tipo-P, e outro tipo-N, formando assim uma região de transição abrupta. Esta junção possui características importantíssimas na construção de dispositivos semicondutores, onde sua aplicação mais imediata é o diodo semiconductor. Antes de discutirmos a respeito do comportamento da junção PN, faz-se necessário discutirmos os diferentes métodos de como ela é feita, já que não podemos simplesmente justapormos dois cristais dopados com materiais tipo p ou tipo n.

O primeiro fato a ser discutido é a descontinuidade na junção entre os dois cristais, que age como uma barreira ao fluxo dos elétrons e buracos.

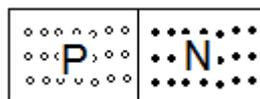


Fig. 9: Esquema de uma junção p-n

Pode-se construir uma junção PN a partir de um bloco tipo-N, no qual se converte parte dele em tipo-P através da formação de uma liga ou “alloying” (que consiste em fundir uma impureza tipo-P em um bloco tipo-N). Outro modo de se construir uma junção p-n é através de uma difusão gasosa, a qual consiste na passagem de um fluxo de gás, como, por exemplo, o tri-cloreto de boro BCl_3 sobre uma placa de

cristal aquecida, onde o gás também em alta temperatura se decompõe e o boro resultante da quebra da molécula gasosa se difunde no cristal, formando uma junção p-n.

Assim sendo, com a nossa junção p-n formada nas imediações da mesma, forma-se uma região de carga espacial, devido à difusão de buracos para o lado N e elétrons para o lado P. Com isto o lado N acumula uma carga líquida positiva ao passo que o lado P acumula carga negativa, o que leva a produção de um campo elétrico através da junção, juntamente com a formação de uma barreira de cargas. A largura desta barreira geralmente é da ordem de 1 μm .

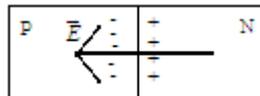


Fig. 10: Barreira de cargas espaciais em uma junção.

Se existe um determinado campo elétrico na região de carga espacial, é fato que também existirá um determinado potencial elétrico, pois a todo campo elétrico está atrelado um potencial, devido a

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}V$$

A este potencial “estático” ou inicial daremos o nome de potencial da barreira ou tensão da barreira V_0 . Este potencial, por si só, equilibrará o efeito de difusão dos portadores de carga, impedindo a passagem de elétrons para a região P e buracos para a região N.

A explicação para este equilíbrio é o fato de que os níveis de Fermi no lado **p** e no lado **n** estão exatamente iguais, fazendo com que não haja fluxo de portadores de carga, formando assim a chamada região de depleção. Assim, temos o esquema a seguir

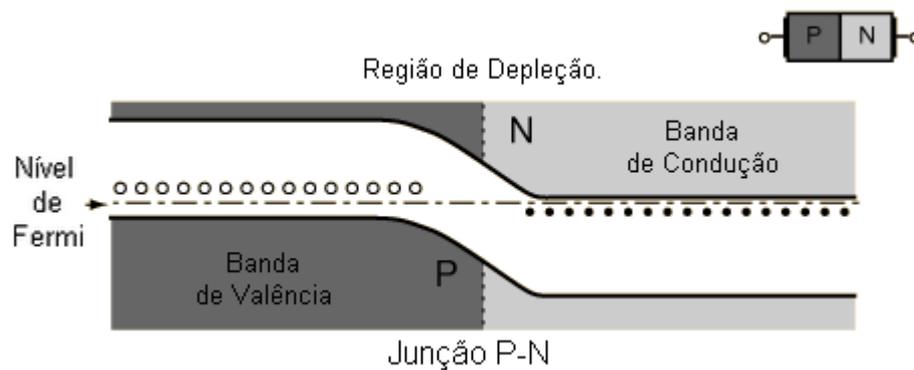


Fig.11: Níveis de energia.

Portanto, para promovermos um elétron da banda de valência para a banda de condução, é necessária uma certa quantidade de energia. De uma forma análoga, temos a configuração para os portadores de cargas positivas, os buracos.

Com nossa junção P-N construída, poderíamos submetê-la a um determinado potencial externo, em um circuito elétrico. Do princípio fundamental da conservação da energia, temos o potencial V fornecido ao circuito igual à soma dos potenciais em cada dispositivo, segundo o esquema a seguir:

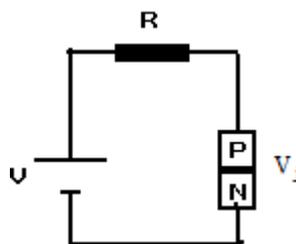


Fig. 12

Neste caso, temos

$$V = RI + V_j$$

V_j é o potencial sobre a junção. Desta equação logo não podemos perceber que a corrente na junção obedece a um comportamento linear, então o que aconteceria se ligássemos um potencial variável nos terminais de nossa junção?

Sendo V_0 o potencial gerado após a difusão dos portadores de carga na junção p-n, então é fato que devemos analisar neste momento, quando um potencial externo equilibrar-se com o potencial da barreira, ou seja, $V=V_0$, onde os elétrons poderão novamente difundir-se para a região P e os buracos para a região N. A medida que o potencial externo excede V_0 obtemos um súbito acréscimo no valor da corrente, ou seja, o fluxo de buracos e elétrons em direções opostas aumenta em um valor significativo, o que está ilustrado no seguinte esquema

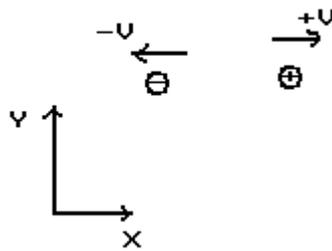


Fig.13 Movimento das cargas em um semiconductor.

Se $\vec{J} = nq\vec{V}$, então $\vec{J}_+ = e\vec{V}$ e $\vec{J}_- = -e(-\vec{V})$, portanto, neste esquema $\vec{J}_{total} = 2e\vec{V}$. Então, é fato que

$$I = \int \vec{J} \cdot d\vec{a}$$

Sendo, portanto, $I=2eVA$, onde A é a área da secção transversal.

Quando temos uma situação deste tipo, dizemos que a junção p-n está em sua polarização direta, que deve ser discutida em maiores detalhes em seções posteriores, situação esta que pode ser representada esquematicamente como mostra a figura seguinte

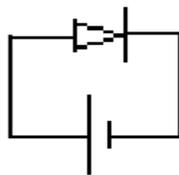


Fig. 14 Esquema de um circuito em polarização direta.

3.1 A Região de Depleção

Em uma situação real, a variação da concentração de impurezas no limite da junção, acontece de forma gradual, porém, podemos simplificar este problema utilizando um modelo simples, no qual admitiremos que a variação das impurezas no limiar de nossa junção é brusca, portanto, as diferenças entre as concentrações, N_a e N_d varia bruscamente de um valor constante e negativo em $x < 0$ (uma região p) para um valor constante e positivo em $x > 0$ (região n).

Como já sabemos, um campo elétrico é criado em uma região que tende a dificultar o fluxo de elétrons pela junção. Com este equilíbrio, percebemos um reflexo no diagrama das bandas de energia, cujo nível de Fermi deve ser constante. E, para que este equilíbrio ocorra, o nível das energias de valência e de condução devem sofrer alterações, ou seja, são curvadas, onde esta curvatura corresponde precisamente a curva do potencial elétrico causado pelo campo elétrico mencionado anteriormente, como representa a figura

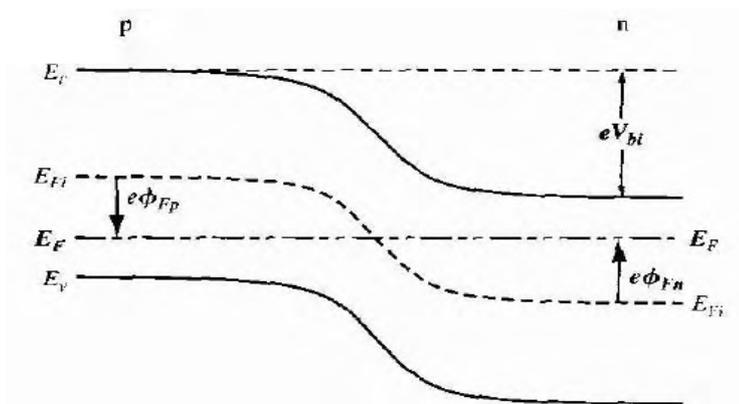


Fig. 15: Diagrama das bandas de energia de uma junção p-n no equilíbrio térmico.

Contudo, para que seja possível o cálculo da concentração de carga, do campo elétrico e do potencial elétrico, novamente necessitamos de outro modelo simplificado, onde assumiremos que em uma determinada área todos os átomos de impurezas são ionizados, ou caso contrário nenhum será ionizado. A esta aproximação damos o nome de Depleção Completa.

O campo elétrico pode ser determinado com a ajuda da equação de Poisson, que para uma aplicação unidimensional é

$$\frac{d^2\phi(x)}{dx^2} = \frac{-\rho(x)}{\epsilon_s} = -\frac{dE(x)}{dx}$$

$\phi(x)$ é o potencial elétrico, $E(x)$ é o campo elétrico, $\rho(x)$ é a densidade de carga. E, por fim, ϵ_s é a permissividade do semiconductor.

Devido a nossa aproximação, a concentração de cargas deve se comportar da maneira como se representa graficamente a seguir:

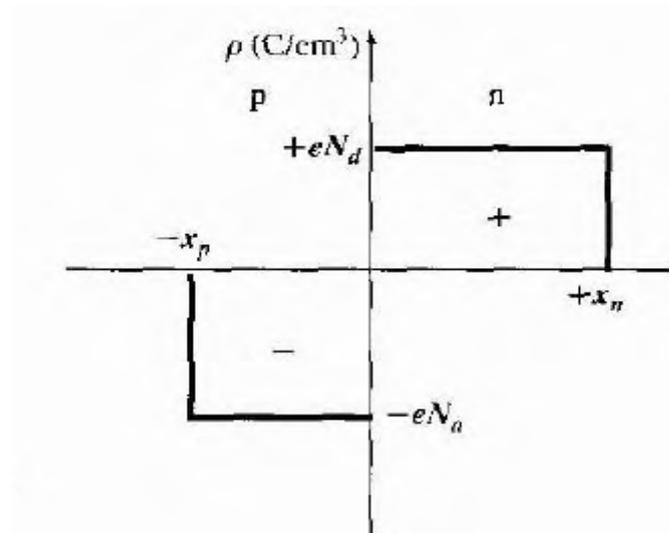


Fig. 16: Densidade de carga espacial uniformemente dopada em uma aproximação abrupta da junção.

Com isto, temos o seguinte comportamento da densidade de carga

$$\begin{aligned} \rho(x) &= -eN_a \quad \text{para } -x_p < x < 0 \\ \rho(x) &= eN_d \quad \text{para } 0 < x < x_n \end{aligned}$$

Sabemos que em nosso sistema, a carga líquida é igual a zero, logo no momento da difusão dos portadores de carga temos

$$Q_p = Q_n$$

Onde $Q_p = \rho_p x_n A$ e $Q_n = -\rho_n x_p A$ onde A , é a área da secção transversal da junção p-n, das equações para as densidades sabemos

$$eN_d x_n A = -(-eN_a) x_p A, \text{ simplificando}$$

$$N_a x_p = N_d x_n$$

Seja a equação

$$dE(x) = \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} dx$$

$$\int_{E(-x_p)}^{E(x)} dE(x) = \int_{-x_p}^x \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} dx$$

Onde sabemos que $E(-x_p)$ é igual a zero por não termos campo elétrico fora da região de depleção assim

$$\begin{aligned} E(x) &= \int_{-x_p}^x \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} dx = - \int_{-x_p}^x \frac{eN_a}{\epsilon_s} dx \\ &= \frac{-eN_a}{\epsilon_s} x + C \end{aligned}$$

onde C é uma constante de integração que pode ser determinada através das condições de contorno, pois o campo elétrico deve ser igual à zero em $x = -x_p$. Assim, temos o campo elétrico final para a região p, que é dado por

$$E(x) = \frac{-eN_a}{\epsilon_s} (x + x_p) \quad -x_p \leq x \leq 0$$

De uma forma análoga podemos calcular o campo elétrico para a região n que é determinado por

$$E(x) = \int_0^x \frac{eN_d}{\epsilon_s} dx = \frac{eN_d}{\epsilon_s} (x + C')$$

onde C' novamente é uma constante de integração podendo ser determinada através das condições de contorno. Aqui novamente o campo elétrico deve ser igual à zero em $x = x_n$, então

$$E(x) = \frac{-eN_d}{\epsilon_s}(x_n - x) \quad 0 \leq x \leq x_n$$

Podemos esboçar o gráfico do campo elétrico com a ajuda das equações anteriores, onde podemos perceber que o mesmo é uma função linear da distância através da junção, obtendo seu máximo valor, em módulo, no ponto $x = 0$.

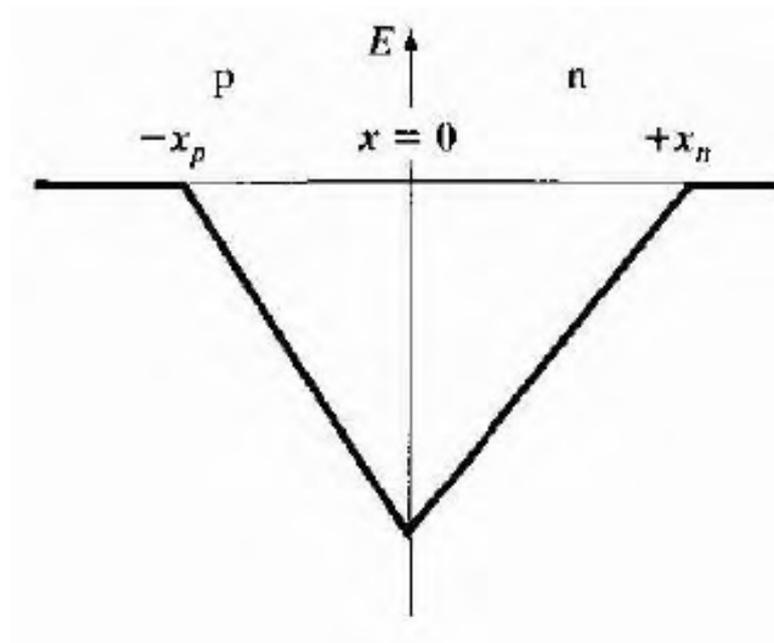


Fig. 17: Campo elétrico na região espacial de carga em uma junção p-n dopada uniformemente.

O potencial elétrico através da junção pode ser encontrado por integração direta do campo elétrico através da equação

$$\phi(x) = - \int E(x) dx$$

Assim, sendo para a região p, o potencial será

$$\phi(x) = \int \frac{eN_a}{\epsilon_s} (x + x_p) dx \Rightarrow$$

$$\phi(x) = \frac{eN_a}{\epsilon_s} \left(\frac{x^2}{2} + x_p \cdot x \right) + D$$

Aqui D é mais uma constante de integração, podendo ser determinada quando considerarmos que o potencial é igual à zero em $x = -x_p$. Sendo assim, a constante D será

$$D = \frac{eN_a}{2\epsilon_s} x_p^2$$

Então, substituindo D na equação do potencial, teremos o mesmo na região p, que será dado por

$$\phi(x) = \frac{eN_a}{2\epsilon_s} (x + x_p)^2 \quad \text{para} \quad -x_p \leq x \leq 0$$

De maneira similar fazemos o cálculo do potencial elétrico na região n, que é também obtido por integração direta sendo, portanto:

$$\phi(x) = \int \frac{eN_d}{\epsilon_s} (x_n - x) dx \Rightarrow$$

$$\phi(x) = \frac{eN_d}{\epsilon_s} \left(x_n \cdot x - \frac{x^2}{2} \right) + D'$$

Aqui D' é novamente uma constante que pode ser determinada, fazendo o potencial da região n coincidir com o valor do potencial da região p em $x = 0$, pois o potencial elétrico é uma função contínua.

Logo, o valor de D' será

$$D' = \frac{eN_a}{2\epsilon_s} x_p^2$$

Substituindo este valor na equação do potencial, o mesmo será dado por

$$\phi(x) = \frac{eN_d}{\epsilon_s} \left(x_n \cdot x - \frac{x^2}{2} \right) + \frac{eN_a}{2\epsilon_s} x_p^2 \text{ para } 0 \leq x \leq x_n$$

Podemos então esboçar, com a ajuda das duas equações obtidas, o gráfico do potencial na junção em função da distância, e observamos a dependência quadrática da mesma.

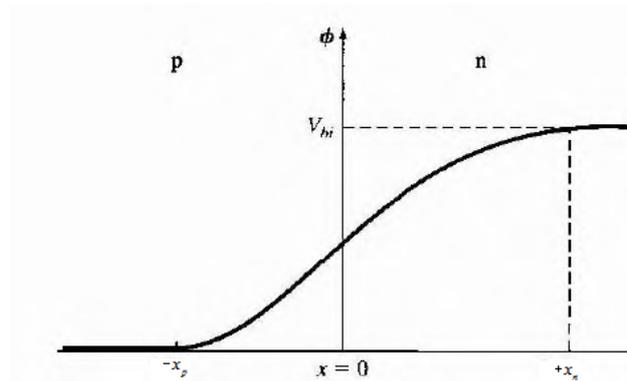


Fig. 18: Potencial elétrico através da região espacial da carga de uma junção p-n uniformemente dopada.

Substituindo o valor de x_n na equação anterior, podemos encontrar a expressão para o valor do potencial V_0 , que é o potencial da barreira, logo

$$V_0 = \phi(x = x_n) = \frac{eN_d x_n^2}{2\epsilon_s} + \frac{eN_d x_p^2}{2\epsilon_s} \text{ sabemos que, } N_d x_n = N_a x_p$$

$$= \frac{eN_a x_p x_n}{2\epsilon_s} + \frac{eN_a x_p^2}{2\epsilon_s} = \left(\frac{eN_a}{2\epsilon_s} \right) x_p (x_n + x_p)$$

3.2 Característica Corrente – Tensão

O comportamento de uma junção p-n no momento em que se aplica uma tensão externa em seus terminais é, sem dúvida, a principal característica, e o que a torna útil nas suas mais diversas aplicações. Portanto, dedicaremos esta seção para discutir e analisar o efeito e os principais valores de uma tensão externa possíveis de serem aplicados à junção p-n.

Conhecemos o que chamamos de polarização reversa da junção e polarização direta da junção, como sendo as principais características de uma junção p-n, quando um potencial externo é aplicado. Na polarização direta da junção temos um fluxo direto dos portadores de carga, fazendo com que a junção comporte-se semelhantemente a um condutor, ao passo que quando a junção p-n encontra-se sob uma polarização reversa, a região de carga espacial é alargada, fazendo com que o fluxo de portadores de carga seja praticamente nulo, ocorrendo somente devido a fenômenos quânticos, assim sendo, a junção passa a se comportar semelhantemente a um isolante.

3.3 Polarização Reversa da Junção

Quando aplicamos um potencial negativo em relação ao lado p da junção, temos o que conhecemos por polarização reversa da junção, onde promovemos um desequilíbrio nos níveis de energia que se encontravam em equilíbrio no momento imediatamente anterior ao ligarmos a bateria. O nível de Fermi que antes estava igual nos dois lados da junção agora sofrerá um desequilíbrio, como mostra o esquema a seguir

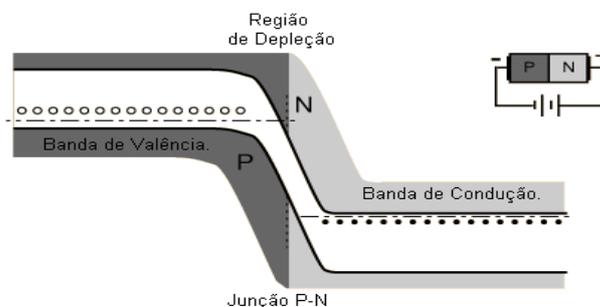


Fig. 19 Bandas de energia em uma polarização reversa.

Este desequilíbrio na energia de Fermi faz com que as cargas positivas do lado p desloquem-se em direção ao pólo negativo da bateria, ao mesmo tempo em que as cargas negativas do lado n deslocam-se na direção do pólo positivo, provocando assim um alargamento na região de carga espacial, conseqüentemente na largura do potencial de barreira.

Nessas condições, o nível de Fermi do lado n ficará abaixo do nível de Fermi do lado p, sendo este o motivo deste deslocamento dos portadores de carga. A diferença entre os níveis de Fermi do lado p (E_{fp}), e do lado n (E_{fn}) é igual ao valor da voltagem reversa aplicada em unidades de energia, ou seja:

$$V_r = E_{fp} - E_{fn}.$$

Portanto, o potencial elétrico total sobre a junção nestas condições é dado pela soma do potencial da barreira V_0 e o potencial externo V_r , sendo então:

$$V_{total} = V_0 + V_r$$

Como citado anteriormente, existirá um aumento na largura da barreira de potencial, que pode ser dada matematicamente segundo IOFFE (1960) pela seguinte expressão:

$$W = \left\{ \frac{2 \epsilon_s (V_0 + V_r)}{e} \left[\frac{N_a + N_d}{N_a N_d} \right] \right\}^{\frac{1}{2}}$$

3.4 Capacitância da Junção

Em uma junção p-n, um dos efeitos indesejáveis é o surgimento de uma pequena capacitância, desde que tenhamos uma separação de cargas positivas e negativas na região de depleção, como nos mostra a figura a seguir. As densidades de cargas na região de depleção quando uma polarização reversa é aplicada são representadas adiante.

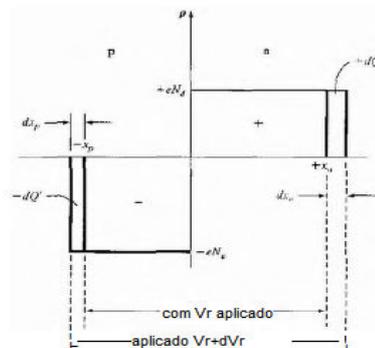


Fig.20

Com isto, a junção passa a se comporta semelhantemente a um capacitor de placas paralelas, que da definição de capacitância, sabemos:

$$C = \frac{dq}{dV}$$

Portanto, a expressão para a capacitância em uma junção p-n segundo CROWFORD (1957) é:

$$C = \left\{ \frac{e\epsilon_s N_a N_d}{2(V_0 + V_r)(N_a + N_d)} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

O esboço do gráfico fornecido pela equação anterior é representado pela figura a seguir:

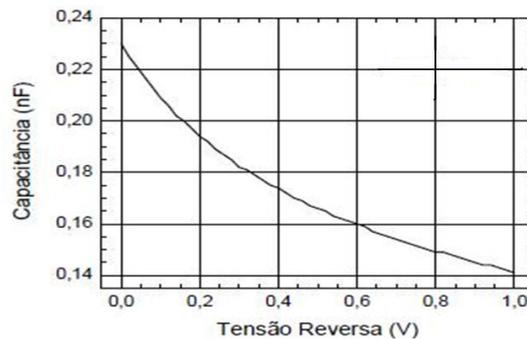


Fig. 21

4 Polarização Direta da Junção

Foi discutido nas seções anteriores o comportamento da junção p-n quando a mesma encontrava-se em equilíbrio e quando era submetida a um potencial negativo, ou seja, quando a junção estava polarizada reversamente e observamos o aumento da largura da barreira de potencial, bem como foi discutido também, a capacitância surgida desta situação, vamos nos ater agora em maiores detalhes, ao comportamento da junção quando ela é submetida a uma polarização direta.

Quando a função é polarizada diretamente, foi visto brevemente que há o surgimento do fluxo de portadores de carga através da região de carga espacial.

Podemos explicar este fenômeno de uma forma qualitativa ao observarmos o diagrama de bandas de energia.

A partir de uma situação de equilíbrio onde as energias de Fermi do lado p e do lado n eram iguais, agora observamos a diminuição da largura da barreira de potencial e o nível de Fermi do lado p é agora menor que o nível de Fermi do lado n, como se pode observar na figura.

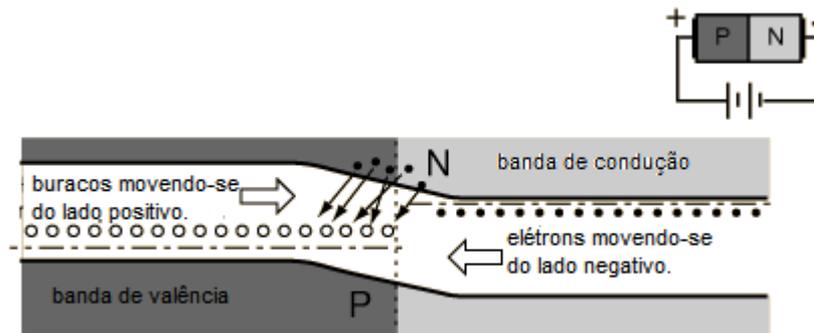


Fig. 22: Níveis de Fermi sendo representados pelas linhas tracejadas.

Com esta situação, haverá então a difusão de elétrons do lado n para o lado p e de buracos do lado p para o n. O fluxo destes portadores de carga irá gerar então uma corrente elétrica através da junção p-n. A injeção de buracos na região n significa que estes buracos serão portadores minoritários de carga nesta região, assim como a injeção de elétrons no lado p nos diz o mesmo, sendo este comportamento descrito pela equação do transporte ambipolar, segundo NEAMEN (2003).

$$D' \frac{\partial^2 (\delta_n)}{\partial x^2} + \mu' E \frac{\partial (\delta_n)}{\partial x} + g - R = \frac{\partial (\delta_n)}{\partial t}$$

onde,

$$D' = \frac{\mu_n n D_p + \mu_p p D_n}{\mu_n n + \mu_p p}$$

e

$$\mu' = \frac{\mu_n \mu_p (p - n)}{\mu_n n + \mu_p p}$$

Onde (δ_n) é o termo para a concentração de portadores de carga negativos, (g) é o termo para geração e (R) refere-se a taxa de recombinação dos portadores.

Assim sendo, a concentração de portadores minoritários no lado p é dada matematicamente pela expressão:

$$n_p = N_d e^{\left(\frac{EV_0}{KT}\right)} e^{\left(\frac{eV_a}{KT}\right)}$$

ou seja,

$$n_p = N_d e^{\left(\frac{eV_a - EV_0}{KT}\right)}$$

Exatamente o mesmo fenômeno ocorre com os buracos da região p que são injetados na região n através da região de carga espacial, sendo a concentração de portadores minoritários de carga no lado n dada matematicamente por:

$$p_n = N_a e^{\left(\frac{eV_a - EV_0}{KT}\right)}$$

Portanto, sendo a aproximação assumida anteriormente de uma corrente total através da junção p-n dada pela soma das correntes provocadas pelo fluxo de buracos e pelo fluxo de elétrons, que assumimos serem constantes ao longo da junção, pode-se calcular a densidade da corrente de difusão dos portadores positivos como sendo:

$$J_p(x_n) = -eD_p \left. \frac{dp_n(x)}{dx} \right|_{x=x_n}$$

Como assumido uma dopagem uniforme nas regiões durante o equilíbrio térmico pode-se reescrever a equação anterior como sendo

$$J_p(x_n) = -eD_p \left. \frac{d\delta p_n(x)}{dx} \right|_{x=x_n}$$

$$J_p(x_n) = \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} \left[e^{\left(\frac{eV_a}{KT}\right)} - 1 \right]$$

Esta é a expressão para a densidade da corrente de buracos quando a junção é submetida à polarização direta.

Analogamente a este caso, podemos calcular a densidade da corrente de difusão para os elétrons em $x = -x_p$, o que pode ser escrito como:

$$J_n(-x_p) = eD_n \left. \frac{d\delta n_p(x)}{dx} \right|_{x=-x_p}$$

onde,

$$\delta n_p(x) = N_{p0} \left[e^{\left(\frac{eV_a}{KT}\right)} - 1 \right] e^{-\frac{x_p+x}{L_n}}$$

Derivando $\delta n_p(x)$ em relação à x , teremos então

$$J_n(-x_p) = \frac{eD_n N_{p0}}{L_n} \left[e^{\left(\frac{eV_a}{KT}\right)} - 1 \right]$$

Como considerado no início, que o fluxo de buracos e elétrons através da região de carga espacial seriam funções contínuas, a densidade de corrente total através da junção será a soma das duas densidades, ou seja:

$$J = J_p(x_n) + J_n(-x_p)$$

Portanto, teremos:

$$J = \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} \left[e^{\left(\frac{eV_a}{KT}\right)} - 1 \right] + \frac{eD_n N_{p0}}{L_n} \left[e^{\left(\frac{eV_a}{KT}\right)} - 1 \right]$$

Então:

$$J = \left[\frac{eD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{eD_n N_{p0}}{L_n} \right] \left[e^{\left(\frac{eV_a}{KT} \right)} - 1 \right]$$

Fazendo a seguinte definição, teremos:

$$J_s = \left[\frac{eD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{eD_n N_{p0}}{L_n} \right]$$

onde J_s é a densidade de corrente de saturação. Desta forma, a equação anterior pode ser escrita:

$$J = J_s \left[e^{\left(\frac{eV_a}{KT} \right)} - 1 \right]$$

Esta é a chamada equação do diodo ideal, uma boa aproximação para o caso real, podendo ser usada para descrever também uma situação em que a polarização negativa seja aplicada. Podemos gerar o gráfico desta função, como é representado pela figura a seguir

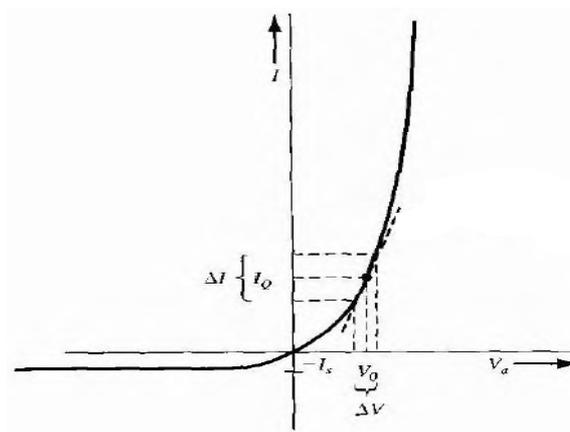


Fig. 23: Gráfico de $I \times V$.

Com isto temos descritas as principais características dos materiais semicondutores e de sua aplicação mais elementar, a junção p-n que é a base para muitos dispositivos semicondutores. Podemos então dar início a uma análise prática destas características, usando um diodo retificador para medir e analisar os dados coletados nas diferentes situações possíveis de serem aplicadas e comparar com os dados teóricos.

5 Análise dos Dados

Com o embasamento teórico discutido nas seções anteriores, estamos aptos agora a verificar experimentalmente o comportamento da junção p-n quando submetida a certa tensão. Para tanto utilizamos um diodo retificador 1N4007 cujos dados mecânicos são:

Característica	4007	Unidade.
Máx. pico tens reversa	1000	V
Máxima tensão RMS	700	V
Máx. DC tensão bloqueio	1000	V
Max. Corrente retif. 9,5mm com T=75º C	1,0	A
Pico avanço corrente de surto 9,3 ms meia onda.	30	A
Max. Instanteflash, tensão avanço a 1A	1,0	V
Max. DC corrente reversa em T=25ºC	5,0	mA
A razão DC tensão bloqueio t=100 ºC	50	µA

Max tempo de recuperação reverso	4,0	ns
Capacitância típica de junção	15	pF
Resistência típica térmica	50	C/W

Propriedades físicas do diodo 1N4007

Assim sendo, foi montado um circuito contendo o diodo 1N4007, um resistor cuja resistência medida era aproximadamente 0,978 k Ω , e cuja potência máxima dissipada era de 0,25 W. Como ilustra a figura a seguir:

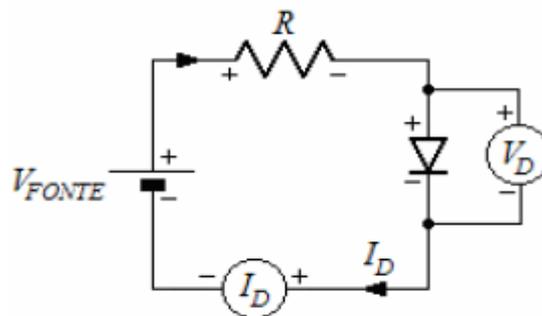


Fig. 24: Circuito para limitar a corrente num diodo em polarização direta.

Para estas medidas foram usados:

- Três multímetros digitais
- Uma fonte corrente contínua 0-14 V
- Uma protoboard

Em polarização direta, a corrente que passa pelo diodo I_D é dada por:

$$I_D = I_S \left[e^{\left(\frac{V_D}{\eta V_T}\right)} - 1 \right]$$

Podemos reescrever a equação da seguinte maneira:

$$I_D + I_S = I_S e^{\left(\frac{V_D}{\eta V_T}\right)}$$

I_S é a corrente de saturação, η é a constante característica de cada diodo, e são constantes a serem determinadas através da análise computacional. V_T é dado por:

$$V_T = \frac{k_B T}{e} = \frac{1,381 \times 10^{-23} \times (273 + 25)}{1,602 \times 10^{-19}} V \cong 26 mV \text{ (considerando } t = 25^\circ C \text{)}.$$

- $k_B = 1,381 \times 10^{-23} \frac{J}{K}$, é a constante de Boltzmann.
- T é a temperatura ambiente medida em Kelvin.
- $e = 1,602 \times 10^{-19} C$, é a carga do elétron.

Portanto, como o valor de V_T é conhecido como sendo $V_T = 26 mV$, podemos produzir a seguinte tabela com as medidas observadas:

V_D (V)	I_D (mA)	V_D/V_T
0,411	0,02	15,80769
0,43	0,04	16,53846
0,45	0,07	17,30769
0,47	0,12	18,07692
0,49	0,2	18,84615
0,51	0,31	19,61538

0,53	0,48	20,38462
0,55	0,73	21,15385
0,57	1,11	21,92308
0,59	1,72	22,69231
0,61	2,63	23,46154
0,63	4,64	24,23077
0,65	6,17	25
0,67	9,52	25,76923
0,688	14,47	26,46154

Lembrando que para uma situação em que $I_D \gg I_s$, a equação para a corrente no diodo pode ser simplificada para a forma:

$$I_D \cong I_s e^{\left(\frac{V_D}{\eta V_T}\right)}$$

Desta forma, pôde-se gerar um gráfico (I_D) X (V_D/V_T) com ajuda o *software ORIGIN*, através do *fitting* exponencial, que fornece o seguinte gráfico e os seguintes resultados:

NL Fit (Exponential) (6/1/2010 16:50:05)

Notes

Description	NL Fit
User Name	Administrador
Operation Time	6/1/2010 16:50:05
Model	Exponential
Equation	$y = y_0 + A \cdot \exp(R_0 \cdot x)$
Report Status	New Analysis Report

Input Data

Dep/Indep	Data	Range	Weight Type
x Indep	[Book1]Sheet1!Vd / Vt	[1*:15*]	
y Dep	[Book1]Sheet1!Id	[1*:15*]	No Weighting

Parameters

	Value	Standard Error
y0	0	0
Id A	5,78958E-6	1,52535E-6
R0	0,55638	0,01017

Iterations Performed = 35
 Total Iterations in Session = 35
 Fit converged - tolerance criterion satisfied.
 Some parameter values were fixed.

Statistics

	Id
Number of Points	15
Degrees of Freedom	13
Reduced Chi-Sqr	0,02801
Residual Sum of Squares	0,36407
Adj. R-Square	0,99845
Fit Status	Succeeded(100)

Fit Status Code :
100 : Fit converged

Summary

	y0		A		R0		Statistics	
	Value	Error	Value	Error	Value	Error	Reduced Chi-Sqr	Adj. R-Square
Id	0	0	5,78958E-6	1,52535E-6	0,55638	0,01017	0,02801	0,99845

ANOVA

		DF	Sum of Squares	Mean Square	F Value	Prob>F
Id	Regression	2	371,27383	185,63692	6628,7025	0
	Residual	13	0,36407	0,02801		
	Uncorrected Total	15	371,6379			
	Corrected Total	14	252,74637			

	A	B	C	D
1	Equation	$y = y_0 + A \cdot \exp(R_0 \cdot x)$		
2	Adj. R-Square	0,99845		
3		Value	Standard Error	
4	Id	y0	0	0
5	Id	A	5,78958E-6	1,52535E-6
6	Id	R0	0,55638	0,01017

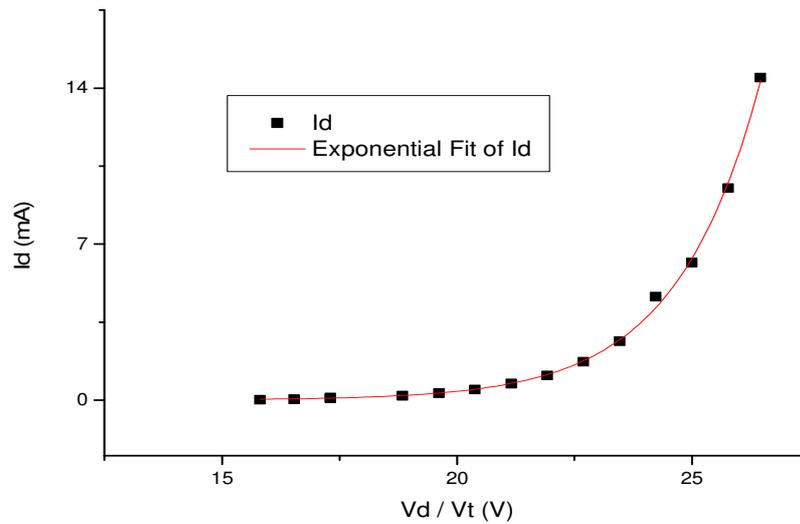


Fig. 25: Gráfico gerado para a característica corrente X tensão.

Como podemos observar, este gráfico confeccionado com os dados colhidos de um diodo assemelha-se bastante com a curva teórica exponencial, mostrando que o modelo exponencial fornece uma boa aproximação da realidade.

Segundo a análise do *software ORIGIN*, os valores para I_s e η são respectivamente $(5.8 \pm 1.5) \times 10^{-6}$ A e 1.798 ± 0.010 , como esperado, pois o valor de η é compreendido entre um e dois.

Referências Bibliográficas

1. ALBERTIN, K. F. Estudo de camadas dielétricas para aplicação em capacitores mos, Tese de doutorado, Escola Politécnica, USP 2007.
2. BARROS, A. S. Caracterização Elétrica de Junções p-n phte Para Aplicações em Detectores de Infravermelho, INPE, 2005.
3. COLINGE J.P, COLINGE C. A. Physics of Semiconductor Devices, Kluwer Academic Publishers 2002.
4. CRAWFORD D. an Introduction to Semiconductors, John Wiley & Sons, 1957.
5. EISEBERG R, RESNICK R. Física Quântica, Átomos, Moléculas, Sólidos, Núcleos e Partículas, Quarta Edição, Editora Campus LTDA, 1988.
6. GRIFFITHS, D. J. Introduction to Electrodynamics, Terceira Edição, Prentice Hall, 1999.
7. GRIFFITHS, D. J. Introduction to Quantum Mechanics, Primeira Edição, Prentice Hall, 1995.
8. GROVE A. S. Physics and Technology of Semiconductors Devices, Wiley & Sons, 1967.
9. IOFFE A. F. Physics of Semiconductors, Infosearch LTD, 1960.
10. NUSSBAUM A. Comportamento Eletrônico Magnético dos Materiais, Edgard Blücher LTDS, 1971.
11. RICHARD S. M, THEODORE I. K. Device Electronics for Integrated Circuits, Addison-Wesley, 1993.
12. SERGIO M. R. A Física de Materiais e Dispositivos Semicondutores, Editora da Universidade Federal de Pernambuco, 1996.
13. Sze S.M. Physics of Semiconductor Devices, segunda edição, John Wiley & Sons, 1981.
14. YACOBI, B. G. Semiconductor Materials an Introduction to Basic Principles, Kluwer Academic Publishers 2004.
15. YUAN, J. S, LIOU J.J. Semiconductor device physics and simulation, Plenum Press, 1998.