

Este exemplar corresponde a redação final da
tese defendida pela aluna Márcia Tereza Portella
e aprovada pela Comissão julgadora.

27/09/84

MAP

"CHAVES ELÉTRICAS A SEMICONDUTOR CONTROLADAS
POR PULSOS LASER DE PICOSEGUNDOS"

Márcia Tereza Portella

Orientador: Prof. Marco Antônio Fiori Scarparo

Coorientador: Prof. Carlos Henrique de Brito Cruz

Trabalho apresentado no Instituto de
Física "Gleb Wataghin" da UNICAMP como
parte dos pré-requisitos à obtenção
do Título de Mestre em Ciências

T M

Setembro 1984

RESUMO

Este trabalho teve como objetivo a construção e estudo de chaves elétricas ultra rápidas. Tais dispositivos construídos a partir de semicondutores de alta resistividade, realizam uma transformação direta da energia do pulso de luz ultra curto em sinais elétricos. Estes sinais têm tempos de subida e duração de picosegundos. Os parâmetros relevantes à construção como: geometria da linha de transmissão, contatos entre metal e semicondutor, cabos coaxiais, conexões entre cabos e linhas foram estudados. Grande atenção foi dispensada aos efeitos da potência média do laser incidente e de campos elétricos aplicados. Os materiais utilizados foram arsenieto de gálio e fosfeto de índio com diferentes distâncias entre os eletrodos. Pulsos elétricos com amplitude de 2,8 V e tempo de subida ≈ 50 ps foram obtidos com chaves de InP. a uma repartição^e 150 MHz.

ABSTRACT

In this work we have studied the construction of ultra-fast electrical switches activated by ultrashort laser pulses. Such devices, built based on high-resistivity semiconductors, transform the energy of ultra short light pulses in electrical signals. These signals have rise time and pulse width of the order of pico-seconds. Parameters concerning the construction as: transmission lines, metal - semiconductor contacts, coaxial cables, cables and line connections have been studied. Effects of mean power of the incident laser beam and

applied electrical fields have also been considered. The materials used were gallium-arsenide and indium phosphide with different distance between the electrodes. Electrical pulses with amplitudes of 2,8 V and rise times \approx 50ps were obtained with switches of InP at a repetition rate of 150 MHz.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Marco A. F. Scarparo pela sua orientação e dedicação.

Aos técnicos João Mendes, Celso e Zê por toda ajuda no laboratório.

A Ana e Lorí pelo trabalho de datilografia.

Ao Antonio Carlos pelos trabalhos no computador.

Gostaria de mencionar também o Grupo de Física Aplicada (UNICAMP), principalmente aos professores Navin B. Patel e Francisco C. Prince e aos técnicos Paulinho e Fábio, pelo fornecimento e preparação dos semicondutores.

E, finalmente ao Prof. Carlos H. de Brito Cruz por tantas horas de auxílio no laboratório, por importantes sugestões, discussões e orientação.

E ainda a todos que, de uma forma ou outra, contribuíram neste trabalho.

Este trabalho foi realizado sob o financiamento da CAPES, FAPESP e TELEBRÁS S/A.

INDICE

	pag.
CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO II - PROPRIEDADES ÓPTICAS EM SEMICONDUTORES	4
II.1 - Semicondutor	4
II.2 - Absorção da Luz	10
II.2.1 - Absorção Intrínseca	12
II.2.1a - Transições Diretas	12
II.2-1b - Transições Indiretas	12
II.2.2 - Absorção Excitônica da Luz	15
II.2.3 - Absorção da Luz por Porta <u>dores</u> de Cargas Livres	16
II.2.4 - Absorção Extrínseca	16
II.2.5 - Absorção da Luz pela Rede	18
II.3 - Geração e Recombinação de Portadores de Carga em Desequilíbrio	19
II.3.1a - Geração Luminosa Bipolar	19
II.3.1b - Geração Luminosa Monopolar	23
II.3.2 - Tipos de Recombinação	24
II.3.2a - Recombinação entre as Bandas	24
II.3.2b - Recombinação por Centros Lo- calizados	26
II.3.2c - Recombinação Superficial	26
II.4 - Fenômenos Fotoelétricos em Semicondu <u>tores</u>	29
II.4.1 - Efeitos Fotoelétricos In- ternos	29

II.4.2 - Fotocondutividade	31
II.4.2a - Relaxação da Fotocondutividade	35
II.4.2b - Fotocondutividade com Existência de Recombinação Superficial	42
II.4.2c - Fotocondutividade Extrinsicca	44
REFERÊNCIAS	46
CAPÍTULO III - EFEITOS DE UM CAMPO ELÉTRICO EXTERNO	49
III.1 - Movimentos dos Elétrons no Cristal pela Ação de um Campo Elétrico Externo	49
III.2 - Efeito Tunelamento	51
III.3 - Efeito de Ionização	54
III.4 - Absorção de Exciton na Presença de um Campo Elétrico	55
III.5 - Influência do Campo Elétrico sobre a Condutividade	56
III.6 - Efeito Gunn	63
REFERÊNCIAS	65
CAPÍTULO IV - LINHA DE TRANSMISSÃO E CONTATO	67
IV. 1 - Linha de Transmissão	67
IV.1.1 - Linha Infinita	69
IV.1.2 - Linha Finita terminada em sua Impedância Característica	70
IV.1.3 - Linha Finita terminada em $R = R_0$	70
IV.1.4 - Reflexões Múltiplas	74

IV.1.5 - Descarga de uma Linha Carregada	74
IV.1.6 - Reflexões de Terminações Reativas	77
IV.2 - Contato Metal-Semicondutor	79
REFERÊNCIAS	82
CAPÍTULO V - FOTOCONDUTIVIDADE DE PICOSEGUNDOS	83
V.1 - Fotocorrente	87
V.2 - Chaves Elétricas a Semicondutor	90
REFERÊNCIAS	99
CAPÍTULO VI - DESCRIÇÃO DO EXPERIMENTO	100
VI.1 - Propriedades dos Semicondutores Usados para Fabricação do Dispositivo	100
VI.1.1 - Arsenieto de Gálio	100
VI.1.2 - Fosfeto de Índio	101
VI.2 - Laser Utilizado para Obtenção do Chaveamento Elétrico	103
VI.3 - Construção da Cheve Elétrica	106
VI.3.1 - Preparação dos Semicondutores	107
VI.3.2 - Casamento de Impedância e Montagem	110
VI.4 - Esquema Geral do Experimento	120
REFERÊNCIAS	122
CAPÍTULO VII - RESULTADOS	124
VII.1 - Limitações	124
VII.1.1 - Cabos Coaxiais	124
VII.1.2 - Reflexões no Descasamento de Impedância	127

VII.1.2a - Reflctxões Causadas entre a linha de T̄ransmissão e o Semicondutor	129
VII.1.2b - Reflexões Causadas entre a linha de Transmissão e o conector SMA	132
VII.1.3 - Contato Metal - Semicondutor	135
VII.2 - Efeito de Potência	136
VII.3 - Efeito do Campo Elétrico Externo Aplicado	142
VII.4 - Eficiência do Chaveamento	146
CAPÍTULO VIII - CONCLUSÕES	150

ÍNDICE DE FIGURAS

	pag.
Fig. 1 - Bandas de energia num cristal como função do espaçamento da rede.	5
Fig. 2 - Representação de um "gap" direto (a) e de indireto (b)	5
Fig. 3 - Transições Ópticas indiretas (a) e diretas (b) de um elétron de banda de valência a banda de condução	13
Fig. 4 - Transições entre impurezas e bandas: (a) doador para banda de condução, (b) banda de valência para aceitador, (c) banda de valência para doador ionizado (d) aceitador para banda de condução	17
Fig. 5 - Esquema de processos de recombinação entre bandas, com radiação (a), sem radiação, através de fonons (b) e por choque (c).	25
Fig. 6 - Esquema de processos de recombinação por centros localizados.	25
Fig. 7 - Esquema de transições ópticas possíveis para formação de portadores livres.	30
Fig. 8 - Variação da concentração de portadores em relação ao tempo, ao iluminar.	37
Fig. 9 - Relaxação da condutância de desequilíbrio (b) ao excitar com um pulso retangular de luz (a).	37

- Fig. 10 - Relaxação da recombinação de: elétrons de desequilíbrio (1) e seu tempo de vida instântaneo (2), para a recombinação quadrática. 37
- Fig. 11 - Concentração de desequilíbrio estacionária de elétrons em função da intensidade de iluminação para a recombinação linear (1) e a quadrática (2). 43
- Fig. 12 - Curvas de relaxação da fotocondutividade sem (1) e com (2) níveis de armadilhas. 43
- Fig. 13 - Distribuição espectral da fotocondutividade. 43
- Fig. 14 - Bandas de energia na ausência (a) e na presença (b) de um campo elétrico externo. 52
- Fig. 15 - Um semiconductor intrínseco na presença de um campo elétrico (a) e na presença também de um fóton (b). 52
- Fig. 16 - Densidade de corrente em função da intensidade de um campo elétrico em germânio tipo-n. 62
- Fig. 17 - Esquema da estrutura de banda do GaAs no espaço k. 62
- Fig. 18 - Linha de transmissão terminada em sua impedância característica. 68
- Fig. 19 - Conversão de sinal para voltagem e corrente em uma linha de transmissão. 68
- Fig. 20 - Distribuição da voltagem ao longo de uma linha infinita em dois instantes t_1 e t_2 , com $t_2 > t_1$. 71

- Fig. 21 - Ondas incidentes e refletidas quando $R > R_0$
para $t > \ell/u$. 71
- Fig. 22 - Esquema das reflexões das voltagens viajando
entre $x = 0$ e $x = \ell$ com respectivos coe-
ficientes de reflexão ρ' e ρ . 73
- Fig. 23 - Com a chave S fechada, a linha é carregada
em uma voltagem V. Então S é aberta em $t = 0$. 75
- Fig. 24 - A voltagem através de R_2 , na Fig. 23
(a) $R_2 = 3 R_0$; (b) $R_2 = \frac{1}{3} R_0$. 75
- Fig. 25 - Linha terminada em um capacitor. 78
- Fig. 26 - As formas de ondas da linha da Fig. 25, ter-
minada em série com um indutor L e resistor
R. 78
- Fig. 27 - Diagrama do nível de energia de um metal e
de um semicondutor tipo-n com $\phi_M > \phi_S$. 80
- Fig. 28 - Contato metal-semicondutor $\phi_M > \phi_S$ (a) e
 $\phi_M < \phi_S$ (b). 80
- Fig. 29 - Curva de relaxação da fotocondutividade (b),
quando o semicondutor é iluminado por um
pulso laser de picosegundo (a). 84
- Fig. 30 - Um efeito opto-eletrônico da fotocondutivi-
dade superficial e volumétrica devido a pul-
sos ópticos de 0,53 e 1,06 μm . 84
- Fig. 31 - Estrutura do dispositivo feito por Lee usan-
do GaAs como semicondutor. 86

Fig. 32 - Dispositivo de InP não bombardeado (a) e bombardeado (b) com uma dose de prótons $10^3/\text{cm}^2$ de 200 KeV.	86
Fig. 33 - Chave elétrica a semicondutor (a) e circuito e equivalente (b).	91
Fig. 34 - Configuração da cavidade ressonante em anel para geração de pulsos ultra-curtos.	104
Fig. 35 - Traço de autocorrelação, indicando a duração do pulso laser de 320 ps ^{170 ps} .	105
Fig. 36 - Semicondutor sobre a placa de circuito impresso e peça de semicondutor em detalhes.	109
Fig. 37 - Esquema da geometria da linha de transmissão na placa de circuito impresso.	112
Fig. 38 - Ligação do cabo coaxial RG58/U a placa de circuito impresso.	114
Fig. 39 - Três maneiras diferentes de se utilizar o conector SMA, na placa de circuito impresso.	115
Fig. 40 - Resistência $R = 1 \text{ K}\Omega$ entre a placa de circuito impresso e a fonte de tensão, para limitar a velocidade de carga na linha de transmissão.	117
Fig. 41 - (a) intensidade luminosa, (b) carregamento e descarregamento da linha e (c) pulso elétrico (saída).	119
Fig. 42 - Esquema do experimento.	121

- Fig. 43 - Pulso obtido por uma chave de GaAs usando 3,0 m de cabo coaxial RG58/U (a) e 1,5 m de cabo coaxial SMA (b). 126
- Fig. 44 - Resposta de uma chave de InP, sendo o dispositivo ligado ao osciloscópio por (a) 33 cm + 33 cm + 1,0 m de cabos coaxiais SMA e (b) 33 cm + 1,0 m dos mesmos cabos. 128
- Fig. 45 - Reflexões causadas entre as linhas de transmissão e o semicondutor, em uma chave de GaAs. 131
- Fig. 46 - Gráfico voltagem de saída em função do tempo, plotado através da equação (158). 131
- Fig. 47 - Resposta a uma chave de InP com o conector SMA, posto como indica a figura 39a. 133
- Fig. 48 - Pulso obtido por uma chave de InP, sendo utilizado o conector SMA como indica a figura 39b. 133
- Fig. 49 - Pulso obtido pela chave de InP, com o conector SMA posto como mostra a figura 39 c. 134
- Fig. 50 - Gráfico de resistência do "gap" (L) da chave versus a potência média do laser incidente. A chave utilizada foi de InP com $L = 25 \mu\text{m}$. 137
- Fig. 51 - Voltagem de saída em função da potência média do laser incidente. A chave utilizada, InP com $L = 25 \mu\text{m}$. 138

Fig. 52 -	Voltagem de saída em função do tempo para várias intensidades de excitação.	141
Fig. 53 -	Amplitude da voltagem de saída versus a voltagem aplicada. Chave GaAs, $L = 70 \mu\text{m}$.	143
Fig. 54 -	Resistência inicial em função da voltagem aplicada. Chave GaAs, $L = 70 \mu\text{m}$.	144
Fig. 55 -	Gráfico da amplitude da voltagem aplicada. Chave de InP, $L = 40 \mu\text{m}$ (a) e $L = 35 \mu\text{m}$ (b).	145
Fig. 56 -	Chave de InP com $L = 25\mu\text{m}$. Laser incidente com potência média de 8,5 mW (a) e 2,5 mW(b). A voltagem incidente foi de $V_o = 20 \text{ V}$.	147
Fig. 57 -	Tempo de subida da chave de InP ($t_s = 50 \text{ ps}$).	149
Fig. 58 -	Rêsposta a chave de InP com $L = 35 \mu\text{m}$. Taxa de repetição - 150 MHz	152

ÍNDICE DE TABELAS

	pag.
Tab. 1 - Energia do "gap" de alguns materiais isolantes, semicondutor e condutor ⁽²⁾ .	8
Tab. 2 - Alguns materiais condutores, semicondutores e isolantes com suas respectivas condutividade ⁽³⁾ .	8
Tab. 3 - Valores calculados e experimentais de "gaps" de energia de vários cristais ⁽⁴⁾ .	9
Tab. 4 - Energias de ionização de impurezas em GaAs ⁽¹³⁾ .	17

CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO

Uma das áreas da ciência que tem sido extensivamente desenvolvidas e explorada em muitas diferentes aplicações é a de laser, sendo que um dos maiores interesses em pesquisas é a que consiste em lasers de pulsos de duração ultra-curta (~ picosegundos, já chegando a ~ femtosegundos), obtidos com técnica de "Mode-locking".

Outro campo da ciência que está se expandindo significativamente é a eletrônica. Em particular, com a invenção e desenvolvimento dos circuitos integrados e sendo estes usados em computadores, há a necessidade de elementos capazes de desempenhar operações eletrônicas em fração de nanosegundos.

A geração de pulsos elétricos de curta duração, utilizando elementos eletrônicos tradicionais sofrem atualmente duas limitações importantes:- o tempo de subida dos elementos eletrônicos é normalmente da ordem de 0,3 nanosegundos para voltagens até 30 volts, limitando a duração mínima dos pulsos produzidos; - para voltagens mais altas, o limite de tempo se torna mais rigoroso, da ordem de ~ 0,5 a 1 nanosegundos.

Devido ao grande interesse comercial e imediatas aplicações que elementos eletrônicos com o tempo de resposta ultra-rápidas têm sido estudados.

A tabela abaixo (D.H. Auston, P.R. Smith, Laser Focus, p. 89 (abril 1982)) mostra as características de três métodos de sistemas eletrônicos de alta velocidade.

Método	Velocidade	Faixa Dinâmica	Razão de Repetição	Desvantagens	Vantagens
Chaves ópticas	< 10 ps	10 μ V-10KV	> 10 ⁸ Hz	Requer laser de picosegundos.	Alta velocidade, ampla faixa dinâmica. Baixo ruído e "jitter". Operação em temperatura variável.
Convencional	< 25 ps	1 mV-10V	~ 10 ⁴ Hz	Baixa velocidade, "jitter". Limitado a temperatura ambiente.	Facilmente utilizável. Disponível.
Dispositivos a supercondutor	< 10 ps	10 μ V-100mV	~ 10 ⁸ Hz	Requer hélio líquido. Baixa faixa dinâmica.	Alta velocidade.

Sendo assim, é de aparente importância em que as técnicas de picosegundos desenvolvidas com lasers "mode-locked" possam ser usadas na região de sinais elétricos ultra-rápidos.

Esta tese descreve a construção de dispositivos a semicondutor que, quando iluminados por pulsos-curtos de laser, permitem o chaveamento de sinais com tempos de subida da ordem de picosegundos.

O uso dessas chaves a semicondutor controladas opticamente permite superar com folga as limitações já citadas. Pulsos com tempo de subida de dezenas de picosegundos são obtidos.

A possibilidade de um aumento significativo na velo

Velocidade de resposta de sinais elétricos tem grande importância em áreas como telecomunicações e pesquisa de fenômenos ultrarápidos. Por exemplo, o chaveamento de microondas, além de outras aplicações como sincronização de câmeras fotográficas ultrarápidas (Streak câ^emera) e produção de pulsos de picosegundos com lasers \bar{a} semicondutor.

Para um maior entendimento do funcionamento do dispositivo, descreveremos as propriedades ópticas em semicondutores como absorção da luz, geração e recombinação de portadores enfim, a fotocondutividade (Capítulo II).

Efeitos de campos elétricos externos, aplicados no semicondutor, também foram estudados (Capítulo III).

Sendo de grande importância ao bom funcionamento do dispositivo, os contatos entre metal-semicondutor e uma breve teoria sobre linha de transmissão também foram citados no (Capítulo IV).

Desta forma, torna-se mais fácil o entendimento de nosso trabalho especificamente, quando descrevemos a parte de fotocondutividade em regime de picosegundos e funcionamento, em detalhes, da chave elétrica a semicondutor controlada por pulso de laser de picosegundos (Capítulo V). O desenvolvimento experimental, como construção do dispositivo, está no Capítulo VI. E, posteriormente, no Capítulo VII, encontram-se os resultados. Finalmente, as conclusões (Capítulo VIII).

CAPÍTULO II - PROPRIEDADES ÓPTICAS EM SEMICONDUTORES

II.1 - SEMICONDUTOR (1,2,3,4)

Um sólido cristalino em sua forma perfeita, consiste de átomos que são ligados um aos outros por forças interatômicas, formando a rede cristalina.

Como os átomos livres são agrupados, a interação coulombiana entre os núcleos dos átomos e os elétrons produz a separação dos níveis de energia, espalhando-os em banda (Figura 1). Cada estado com um dado número quântico do átomo livre, se desdobra no cristal formando uma banda de energia. A largura da banda é proporcional à intensidade da interação entre os átomos vizinhos (Figura 1). Formam-se bandas dos estados p , d , ... ($l = 1, 2 \dots$) dos átomos livres.

Quando se aplica um campo elétrico e não há corrente elétrica, o cristal tem bandas completamente cheias ou completamente vazias, pois qualquer condutividade existente no cristal é devido ao movimento de portadores livres. Esse movimento entretanto deve ocorrer em bandas de energia parcialmente cheias. Esta é a base para distinção entre metais, semicondutores e isolantes.

O cristal comporta-se como um metal quando uma ou mais bandas estiverem parcialmente cheias. Isolante, quando as bandas de energia ou estão totalmente cheias ou totalmente vazias; as bandas acima das cheias estão completamente vazias e a região de energia proibida (o "gap") é muito grande (> 3 , eV) não sendo possível excitar um número significativo de elétrons para a banda superior. Não permitindo assim um fluxo de corrente de elétrons livres.

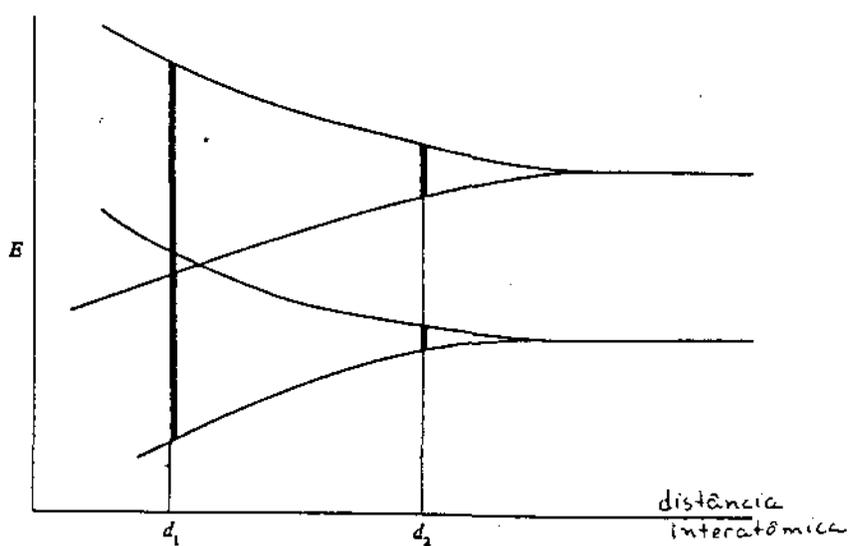


FIG.1 - Bandas de energia num cristal como função do espaçamento da rede.

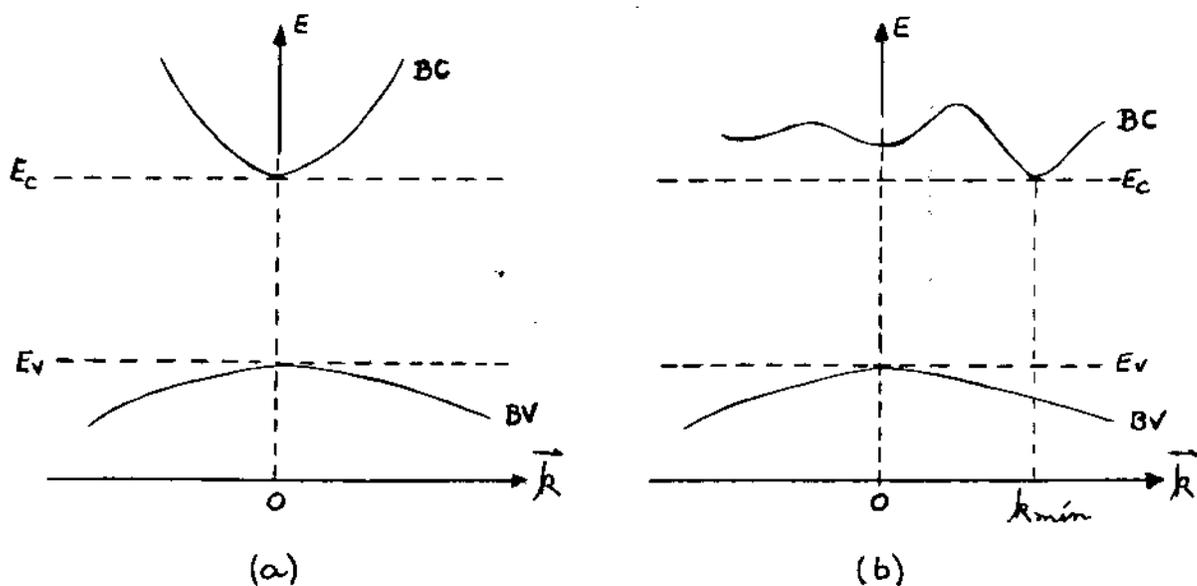


FIG.2 - Representação de um gap direto (a) e de um indireto (b).

Quando o "gap" de energia entre as bandas cheias e vazias é pequeno (até 3,0 eV), existe a possibilidade de excitar elétrons de estados próximos ao topo da banda cheia para os estados próximos ao fundo da vazia. Assim, a banda que era cheia torna-se quase totalmente cheia e a que estava vazia, parcialmente cheia. Com isso, com a aplicação de um campo elétrico, temos uma banda parcialmente cheia, fluxo de corrente de elétrons livres, e na quase totalmente cheia fluxo de corrente de "buracos". Esse material é um semicondutor (Tabela 1) ⁽²⁾.

Logo, materiais semicondutores são aqueles em que a condutividade elétrica depende fortemente da composição da estrutura do material assim como das condições ambientais. Em geral, a condutividade do semicondutor aumenta quando é fornecido a ele energia por calor, iluminação; e varia também com a ação de campos externos (magnéticos e elétricos). A condutividade elétrica dos semicondutores, a temperatura ambiente, está entre 10^{-10} e 10^4 $(\Omega\text{cm})^{-1}$ (Tabela 2) ⁽³⁾

A condutividade do semicondutor pode ser controlada. Esta é uma importante característica em que nos mostra o porquê desses materiais serem de grande utilidade em pesquisas e fabricação de dispositivos.

Vamos agora introduzir os nomes comumente usados. A banda de níveis de energia não ocupados é chamada de banda de condução (BC) e a banda de níveis de energia ocupados é chamada de banda de valência (BV).

A região de energia proibida entre as bandas de

valência e condução é chamada de "gap". Quando a energia mínima da banda de condução (E_c) e a energia máxima da banda de valência (E_v) tiverem o mesmo valor do vetor momento \vec{k} do cristal, dizemos que ele apresenta "gap" direto (Figura 2.a). O "gap" é dito indireto quando o mínimo de energia da banda de condução não está posicionado no mesmo \vec{k} que o máximo da energia da banda de valência (Figura 2.b.)

A tabela (3) ⁽⁴⁾ mostra os tipos e valores dos "gaps" de vários materiais.

Um semiconductor em que o número de elétrons (n) é igual ao número de buracos (p), i.e. $n = p$, é chamado de semiconductor intrínseco. Intrínseco implica em propriedades de condução que são características do material puro. Existem casos em que a propriedade de condução é devida às impurezas do material. Tais semicondutores são chamados de extrínsecos; são aqueles em que o número de elétrons e buracos são diferentes, i.e., $n \neq p$. Quando $n \gg p$, i.é., quando os elétrons são portadores majoritários e os buracos, os minoritários, temos um semiconductor do tipo n . Da mesma maneira é definido o semiconductor tipo p , quando, buracos forem portadores majoritários e elétrons minoritários, i.é., $p \gg n$.

Vamos considerar um semiconductor em $T = 0K$, tendo a banda de valência totalmente cheia e a de condução totalmente vazia, e tendo ainda níveis de energia ocupados bem próximos ao fundo da banda de condução. Aumentando a temperatura, os elétrons presos àqueles níveis ocupados vão pa-

ELEMENTO	Eg	PROPRIEDADE
C (diamante)	7 eV	Isolante
Si	1,1 eV	Semicondutor
Ge	0,7 eV	Semicondutor
Sn	muito pequeno	Semicondutor
Pb	...	Condutor

Tab. 1 - Energia do "gap" de alguns materiais isolante, semi condutor e condutor⁽²⁾

MATERIAL	σ (Ω cm) ⁻¹	MATERIAL	σ (Ω cm) ⁻¹
Alumínio	$3,12 \cdot 10^5$	Diamante	10^{-12}
Ouro	$4,13 \cdot 10^5$	Ebonite	$5 \cdot 10^{-16}$
Cobre	$5,62 \cdot 10^5$	Pirex	$1 \cdot 10^{-14}$
Prata	$6,03 \cdot 10^5$	Mica	$1,1 \cdot 10^{-13}$
		Cera	$3,3 \cdot 10^{-19}$
		Quartz	$5 \cdot 10^{-15}$

Tab. 2 - Alguns materiais condutores, semicondutores e isolantes com suas respectivas condutividades⁽³⁾.

ra a banda de condução. Por esta razão estes níveis são chamados de doadores (E_d). Agora, se a $T=0K$ temos a banda de valência totalmente cheia e a de condução completamente vazia, e ainda níveis de energia não ocupados bem próximos ao topo da banda de valência, neste caso, elétrons de banda de valência "saltam" para estes níveis deixando, nesta banda, buracos livres. Estes níveis não ocupados são chamados de aceitadores (E_a).

Crystal	Type of energy gap	Experimental energy gap (eV)			Calculated energy gap (eV)*
		0°K	300°K	Ref.	
C (diamond)	Indirect	5.48	5.47	a	5.48
Si	Indirect	1.166	1.120	b	1.04
Ge	Indirect	0.744	0.663	b	0.61
α -Sn	Direct	0.082	†	c	0.13
SiC (6H)	Indirect	3.033	2.996	d	4.54
BN	Indirect	—	>5?	e	9.57
BP	Indirect	—	2.0	f	1.81
BA _s	Indirect	—	†	g	0.85**
BS _b	No compound	—	—	—	—
AlN	Indirect	—	5.9	h	8.35
AlP	Indirect	2.52	2.45	i	2.63
AlAs	Indirect	2.238	2.46	i	1.87**
AlSb	Indirect	1.6	1.5	k, j	2.15
GaN	Direct	—	3.7	l	4.80
GaP	Indirect	2.338	2.261	m	2.75
GaAs	Direct	1.521	1.435	n	1.58**
GaSb	Direct	0.813	0.72	o, p	1.00
InN	Direct	—	2.4?	e	2.33
InP	Direct	1.421	1.351	q	1.45
InAs	Direct	0.42	0.35	r	0.84**
InSb	Direct	0.228	0.180	s, t	0.39

Tab. 3 - Valores calculados e experimentais de "gaps" de energia de vários cristais ⁽⁴⁾.

II.2 - ABSORÇÃO DA LUZ (5,6,7)

Incide no cristal uma radiação monocromática e homogênea. Suponhamos que a quantidade de energia refletida na superfície do cristal seja R , chamado de coeficiente de Reflexão, definido por:

$$R = \frac{I_R}{I_0} \quad (1)$$

Onde I_0 é a intensidade de luz incidente e I_R a intensidade refletida.

Vamos chamar de I a intensidade de luz que incide numa camada de espessura dx , dI , a quantidade de luz absorvida em dx , dada por:

$$-dI = \alpha I dx \quad (2)$$

onde α é o coeficiente de absorção.

Integrando a equação (2) sem levar em conta a reflexão, temos:

$$I(x) = I_0 e^{-\alpha x} \quad (3)$$

Levando em conta o coeficiente de reflexão, temos:

$$I(x) = I_0 (1-R) e^{-\alpha x} \quad (4)$$

As equações (3) e (4) são conhecidas como lei de Bouguer - Lambert (6,7).

Na interação de elétrons do semicondutor com radia

ção eletromagnética deve-se satisfazer a lei da conservação da energia e a lei de conservação do quase momento. Se o elétron até interagir com fóton, de energia $h\omega$ e momento $h\vec{\eta}$, tinha energia E e quase-momento \vec{p} , depois de interagir terá E' e \vec{p}' :

$$E' = E + h\omega \quad (5)$$

$$\vec{p}' = \vec{p} + h\vec{\eta} \quad (6)$$

A absorção da radiação nos semicondutores pode estar vinculada com a variação do estado energético dos elétrons livres e ligados aos átomos, assim como com a variação da energia vibratória dos átomos da rede (fonons). Se uma radiação de baixa energia é incidente num semiconductor altamente puro em baixa temperatura, não haverá absorção a não ser que a energia do "gap" seja pequena, pois a banda de condução estará vazia e a de valência cheia. A absorção de energia seria esperada quando a energia de radiação tivesse o valor $h\nu = E_g$ (E_g = energia do "gap"). Nós veremos que a absorção de uma energia mais baixa (no limiar) causará a formação de excitons. Se existirem centros de impurezas, e a temperatura é baixa suficiente para que eles estejam ocupados, a absorção esperada será de energia da ordem da energia de ionização das impurezas. Se entretanto a banda de condução é apreciavelmente ocupada, existirá uma absorção de energia pelos elétrons livres que podem ser excitados para qualquer estado de energia mais alto na banda. Devido a isto, existem cinco tipos fundamentais de absorção óptica: intrínseca, excitônica, por portadores de carga livres, extrínseca, e absorção de luz pela rede cristalina.

II.2.1 - Absorção Intrínseca ^(8,9) (Banda-Banda)

Se um semiconductor absorve um fóton e os elétrons da banda de valência adquirem uma energia que é igual ou maior que a energia do "gap", esses vão para a banda de condução, tal absorção se chama intrínseca ou fundamental. A absorção intrínseca causa a criação de pares elétron-buraco livres.

II.2.1a - Transições Diretas (Verticais) ⁽⁸⁾

O vetor de onda do fóton $|\vec{n}| = \frac{2\pi}{\lambda}$, é muito pequeno em comparação ao do elétron (\vec{k}), pois a 300 K, o comprimento de onda característico do elétron é da ordem de 10^{-7} cm e do fóton de $10^{-1} - 10^{-5}$ cm. Devido a isto, pode-se desprezar o vetor de onda do fóton, então temos:

$$\vec{k}' = \vec{k} \quad (7)$$

$$\Delta\vec{k} = \vec{k}' - \vec{k} = 0 \quad (8)$$

É a regra de seleção para transições eletrônicas. Esta mostra que durante a interação elétron-fóton, somente são possíveis tais transições, nas quais o vetor de onda do elétron se conserva. Estas são as transições diretas ou verticais. (Figura 3.a).

II.2.1b - Transições Indiretas (Não Verticais) ⁽⁹⁾

Em certos casos, existem fatores que suavizam a regra de seleção, aos quais se acham acessíveis também as

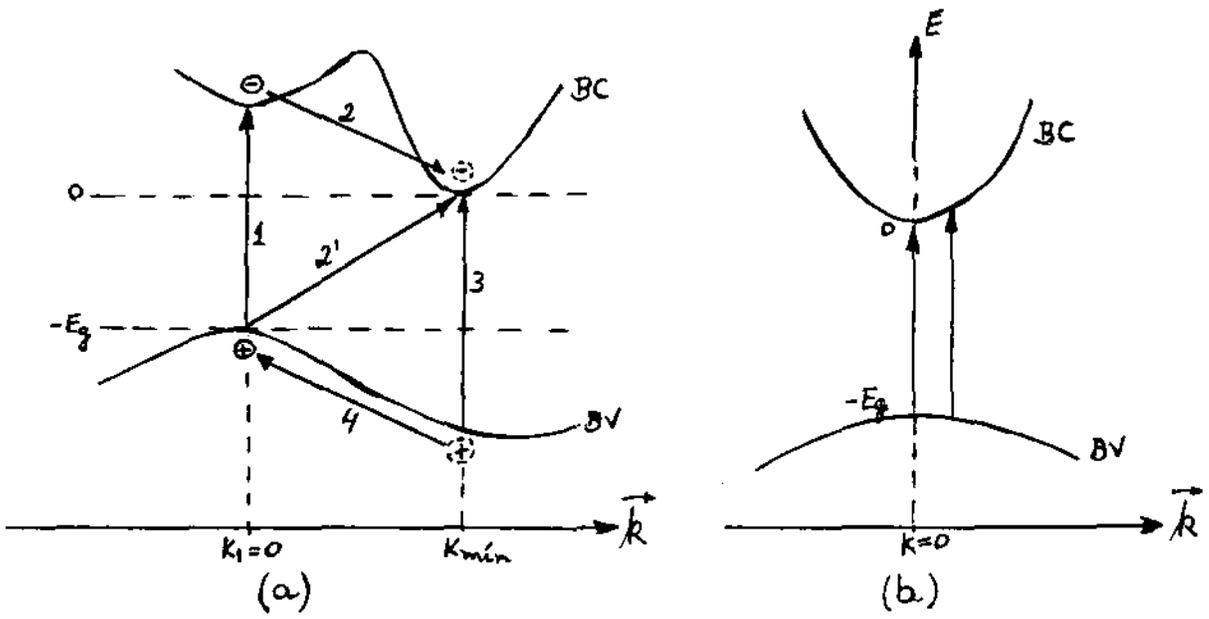


Fig. 3 - Transições Ópticas indiretas (a) e diretas (b) de um elétron da banda de valência a banda de condução.

transições indiretas (não verticais) sendo a probabilidade destas transições muito menor que a probabilidade da diretas.

Estas transições indiretas, diferentes das diretas, ocorrem sem a conservação do quase momento do elétron. A lei de conservação do momento, aqui, se satisfaz não somente com a interação do elétron com o fóton, mas também com as oscilações da rede (fonons). Em outras palavras, as transições indiretas ou não verticais se produzem com a emissão ou absorção de um fónon.

A transição indireta, será examinada como uma transição que ocorre através de uma série de estados virtuais intermediários, que possuem pequeno tempo de vida. Neste caso, a lei da conservação da energia se cumpre somente para todo o conjunto das transições, já o momento se conserva para a transição do estado virtual.

Transição indireta: vai de $k_1 = 0$ até $k_2 = k_{\min}$. (transição 2', figura 3b). São possíveis dois caminhos:

- O elétron que se encontra no extremo superior da banda de valência ($k_1 = 0$) é excitado por um fóton, indo para a banda de condução ($k_1 = 0$) (transição 1, Figura 3b), ficando um buraco na banda de valência ($k_1 = 0$). Esse elétron na banda de condução ($k_1 = 0$) tem energia maior que a energia correspondente ao extremo inferior da B.C., logo o elétron em um tempo muito pequeno vai para o estado de energia ao fundo da B. C. ($k_2 = k_{\min}$), emitindo um fonon com o vetor de onda correspondente k_{\min} . (transição 2, Figura 3b).

- O elétron se encontra abaixo do extremo superior da banda de valência ($k_2 = k_{\min}$), absorvendo o foton ele vai

para o fundo da banda de condução ($k_2 = k_{\min}$) (transição 3, Figura 3b). Em consequência na banda de valência fica um buraco ($k_2 = k_{\min}$) que transita para o tópo da b. v. ($k_1 = 0$), absorvendo um fonon (transição 4, Figura 3b).

Sendo E_p a energia do fonon, a energia mínima do fóton necessária para efetuar a transição 2' (Figura 3b) será:

$$h\nu = E_g \mp E_p \quad (9)$$

no caso de absorção (-) e emissão (+) de um fonon.

A lei da conservação de energia, neste caso, com a absorção ou emissão de um fonon é dada por.

$$(-E_g - E) + h\nu \pm E_p = E' \quad \begin{array}{l} (+ : \text{absorção}) \\ - : \text{emissão} \end{array} \quad (10)$$

$$h\nu = E_g + E + E' \mp E_p \quad \begin{array}{l} - : \text{absorção} \\ + + \text{emissão} \end{array} \quad (11)$$

II.2.2 - Absorção Excitônica da Luz ⁽¹⁰⁾

Quando um semiconductor absorve a luz é possível uma excitação do elétron da banda de valência, sendo que este não vai para a banda de condução, e forma com o buraco um sistema combinado.

Num material de "gap" direto o exciton livre ocorre quando a energia do fóton é:

$$h\nu = E_g - E_x \quad (12)$$

onde E_x é a energia de ligação do exciton,

Em materiais de "gap" indireto, a participação do fonon é necessária para a conservação do momento. Assim:

$$h\nu = E_g - \bar{E}_p - E_x \quad (13)$$

para transição com absorção de fonon. E:

$$h\nu = \bar{E}_g + E_p - E_x \quad (14)$$

para transição com emissão de fonon.

II.2.3 - Absorção da Luz por Portadores de Cargas Livres ⁽¹¹⁾

Ao iluminar um semicondutor com luz de comprimento de onda correspondente aos dos elétrons da banda de condução, estes podem transitar dentro da banda, de um nível para outro. A lei de conservação do momento se produz somente com a absorção ou emissão de um fóton. Por isso a absorção do portador livre pode ser vista como uma etapa de transição indireta.

II.2.4 - Absorção Extrínseca ⁽¹²⁾ (Causa um Portador Livre)

É aquela que ocorre entre níveis de impureza e as bandas de condução e valência.

A transição entre um doador neutro e a banda de condução (Figura 4a) ou entre a banda de valência e o aceitador neutro (Figura 4b) pode ocorrer pela absorção de um fóton de baixa energia. Para esta absorção a energia do fóton deve ser pelo menos igual a energia de ionização, E_i da impureza

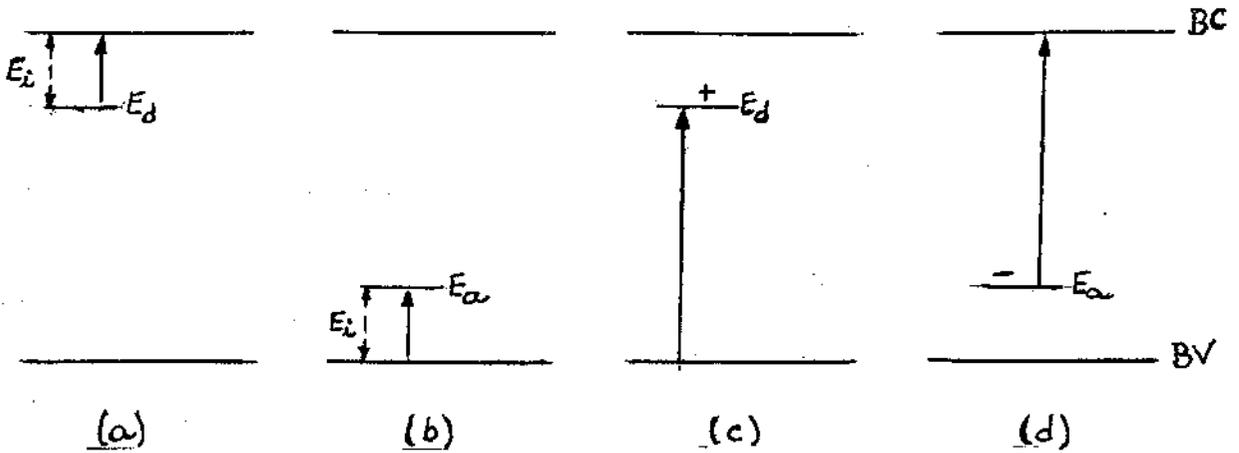


FIG.4 - Transições entre impurezas e bandas:

- (a) doador para banda de condução:
- (b) banda de valência para aceitador
- (c) banda de valência para doador ionizado
- (d) aceitador para banda de condução

Element	Type impurity	Level (eV)	Ref.
S	Donor	0.00610	a
Se	Donor	0.00589	a
Te	Donor	0.0058	b
Si	Donor	0.00581	a
Ge	Donor	0.00608	a
Sn	Donor	0.006	b
C	Donor	similar to Sn	c
O	Donor	0.75	d
O	Donor	0.4	e
unknown	Donor	0.17	f
Zn	Acceptor	0.029	g
Cd	Acceptor	0.030	h
Ge	Acceptor	0.038	i
Cu	Acceptor	0.15	j
Cu	Acceptor	0.47	k
Li	Acceptor	0.023, 0.05	l
C	Acceptor	0.019**	m
Si	Acceptor	0.030**	n
Cr	Acceptor	0.79	o
Mn	Acceptor	0.10	p
Fe	Acceptor	0.52	o
Co	Acceptor	0.16	o
Ni	Acceptor	0.21	o
B	Acceptor	0.030	q
Mg	Acceptor	0.030	q
Au	Acceptor	0.090	r
Ag	Acceptor	0.11	r

Tab. 4 - Energias de ionização de impurezas em GaAs (13).

~ infra-vermelho) (exemplo: Tabela 4) ⁽¹³⁾.

$$h\nu = E_i \quad (15)$$

A transição entre a banda de valência e um doador ionizado (Figura 4c), ou entre um aceitador ionizado e a banda de condução (Figura 4d) ocorre com energia de fótons da ordem de:

$$h\nu = E_g - E_i \quad (16)$$

II.2.5 - Absorção da Luz pela Rede

Se a absorção óptica de um semicondutor está vinculada com a variação da energia oscilante dos átomos de sua rede, tal absorção se chama absorção da luz pela rede.

Ela é o resultado da interação do campo eletromagnético da onda incidente com as vibrações de átomos nos nós das redes. Só haverá a absorção em que:

$$h\vec{k} = h\vec{q} \quad (17)$$

$$h\omega = h\Omega \quad (18)$$

onde $h\vec{q}$ e $h\Omega$ são respectivamente momento e energia do fonon. Esta é a regra de seleção, onde a equação (17) mostra a conservação do momento e a equação (18), a conservação de energia.

II. 3 - GERAÇÃO E RECOMBINAÇÃO DE PORTADORES DE CARGA EM DESEQUILÍBRIO⁽¹⁵⁾

Vamos supor um semicondutor tipo n que se encontra em estado de equilíbrio termodinâmico com o ambiente. Devido à geração térmica, os elétrons transitam do estado doador para a banda de condução; quando a temperatura é muito elevada é possível elétrons "saltarem" da banda de valência para a banda de condução.

Os portadores de cargas livres, formados devido à geração térmica e que se encontram em equilíbrio térmico com a rede cristalina, se chamam portadores de equilíbrio.

Simultaneamente com a geração de portadores livres ocorre o processo de recombinação: os elétrons voltam à banda de valência em estados livres, devido ao qual desaparecem o elétron livre e o buraco livre.

II.3.1a - Geração Luminosa Bipolar⁽¹⁶⁾

Estes processos de geração e recombinação se equilibram entre si completamente. Chamaremos por g_0 o número de pares elétron-buraco gerados, e por r_0 , o número de recombinados, na unidade de volume e tempo. A probabilidade de recombinação é proporcional ao produto das concentrações de portadores de cargas livres:

$$r_0 = \gamma_n n_0 p_0 \quad (19)$$

onde γ_n é coeficiente de proporcionalidade chamado coeficien-

te de recombinação.
temos a igualdade:

$$g_0 = r_0 \quad (20)$$

Além da geração térmica, existem outros mecanismos que geram pares elétron-buraco.

Vamos examinar o semicondutor exposto à luz, criando certa concentração excessiva de elétrons e de buracos. A geração ao formar-se dois tipos de portadores de carga se chama geração bipolar. No caso da geração luminosa bipolar com a absorção de um quantum de luz há a criação de certa concentração de elétrons, Δn e buracos Δp , livres de desequilíbrio, sendo:

$$\Delta n = \Delta p \quad (21)$$

Portanto, na superfície do semicondutor onde ocorre a absorção da luz, a concentração de buracos e elétrons livres será alta e é determinada pela igualdade:

$$n = n_0 + \Delta n \quad (22)$$

$$p = p_0 + \Delta p \quad (23)$$

Paralelamente ao processo de geração existe o processo de recombinação. Como os portadores em desequilíbrio permanecem em um tempo muito curto⁽¹⁶⁾ fisicamente indistinguíveis dos equilibrados, pode-se considerar que eles tenham o mesmo coeficiente de recombinação γ_r que os portadores em equilíbrio.

Depois de interromper a luz excitadora as concentrações de elétrons e de buracos diminuem por causa da recombinação. Neste caso, a velocidade de crescimento do número de portadores livres se determina pela diferença das velocidades de recombinação e de geração térmica.

$$-\left(\frac{dn}{dt}\right)_n = -\left(\frac{dp}{dt}\right)_n = \gamma_n np - g_0 \quad (24)$$

Tendo em conta as correlações (19), (20), (21) e (24) podemos escrever:

$$\begin{aligned} -\left(\frac{dn}{dt}\right)_n &= \gamma_n (np - n_0 p_0) = \gamma_n [(n_0 + \Delta n)(p_0 + \Delta p) - n_0 p_0] = \\ &= \gamma_n (n_0 p_0 + p_0 \Delta n + n_0 \Delta p + \Delta n \Delta p - n_0 p_0) = \\ &= \gamma_n (n_0 \Delta p + p_0 \Delta n + \Delta n \Delta p) \end{aligned} \quad (25)$$

No caso da geração luminosa bipolar para um pequeno nível de intensidade, $\Delta n = \Delta p \ll (n_0 + p_0)$, logo:

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_n = -\gamma_n (n_0 + p_0) \Delta n = -\gamma_n (n_0 + p_0) (n - n_0) \quad (26)$$

Chamando τ de tempo de vida dos portadores de carga em desequilíbrio, como:

$$\tau = \frac{1}{\gamma_n (n_0 + p_0)} \quad (27)$$

temos que

$$\left(\frac{dn}{dt}\right) = -\frac{n-n_0}{\tau} = -\frac{\Delta n}{\tau} \quad (28)$$

onde

$$\Delta n = \Delta n(0) e^{-t/\tau} \quad (29)$$

No caso de pequeno nível de geração bipolar, a concentração de portadores em desequilíbrio, depois de interromper a excitação, diminui exponencialmente, e no tempo τ seu número reduz, devido à recombinação. Logo, τ é o tempo médio de existência de concentração excessiva de portadores ($\tau \rightarrow 10^{-2} - 10^{-8}$ s) (16). τ é bem maior que o tempo de relaxação (τ_{rel}), i.é, o tempo em que um portador caminha entre duas "colisões", logo os portadores caminham uma certa distância antes da recombinação. Portanto, no caso de geração bipolar, os portadores aparecem numa região da amostra e se recombina a uma distância bastante grande em outra parte do volume do semicondutor.

Para o caso do nível de geração bipolar quando $\Delta n \gg (n_0 + p_0)$. Temos:

$$-\left(\frac{dn}{dt}\right)_n = \gamma_n (\Delta n)^2 \quad (30)$$

$$\frac{dn}{(\Delta n)^2} = -\gamma_n dt \quad (31)$$

$$\Delta n = \frac{\Delta n(0)}{1 + \gamma_n \Delta n(0) t} \quad (32)$$

onde $\Delta n(0)$ é a concentração de desequilíbrio de elétrons no instante em que a luminação é interrompida.

Da equação (13) nota-se que para a recombinação quadrática, a concentração de portadores em desequilíbrio diminui por uma lei hiperbólica.

De acordo com a equação (30), introduzimos para a recombinação quadrática, um tempo de vida⁽¹⁶⁾:

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_n = -\frac{\Delta n}{\tau_{ins}} \quad (33)$$

$$\tau_{ins} = \frac{1}{\gamma_n \Delta n} \quad (34)$$

τ_{ins} depende da concentração de portadores em desequilíbrio, logo, é variável. τ_{ins} é o tempo instântaneo de vida.

$$\tau_{ins} = -\frac{\Delta n}{\frac{d(\Delta n)}{dt}} \quad (35)$$

II.3.1b - Geração Luminosa Monopolar⁽¹⁷⁾

A geração luminosa monopolar se caracteriza pela geração de apenas um tipo de portador (n ou p). Por exemplo, elétrons do nível doador para a banda de condução. A neutralidade do material, se conserva, devido à criação de íons positivos.

II.3.2 - Tipos de Recombinação

Existem três tipos de recombinação: recombinação entre bandas, recombinação por centros localizados e recombinação de superfície.

II.3.2a - Rebominação entre Bandas ^(18,19) ($E_g = 0,2 - 0,3 \text{ eV}$) ⁽¹⁸⁾

A recombinação entre bandas acontece quando o elétron livre vai da banda de condução para a banda de valência, causando a eliminação do elétron e do buraco livres (Figura 5). Há a conservação da energia e do quase momento. Sendo E' e \vec{p}' a energia e quase momento do elétron na banda de condução até a recombinação, depois da recombinação serão respectivamente E e \vec{p} , logo:

$$E' = E + \Delta E \quad (36)$$

$$\vec{p}' = \vec{p} + \vec{Q} \quad (37)$$

\vec{Q} é o momento transmitido para a rede cristalina e ΔE , a energia liberada, durante a recombinação.

A recombinação entre bandas se divide em 3 tipos:

- Recombinação com radiação - quando a energia ΔE , liberada durante a recombinação, se irradia em forma de quantum de luz (Figura 5a)

- Recombinação sem radiação - a energia do elétron livre se consome na formação de fônons (Figura 5b).

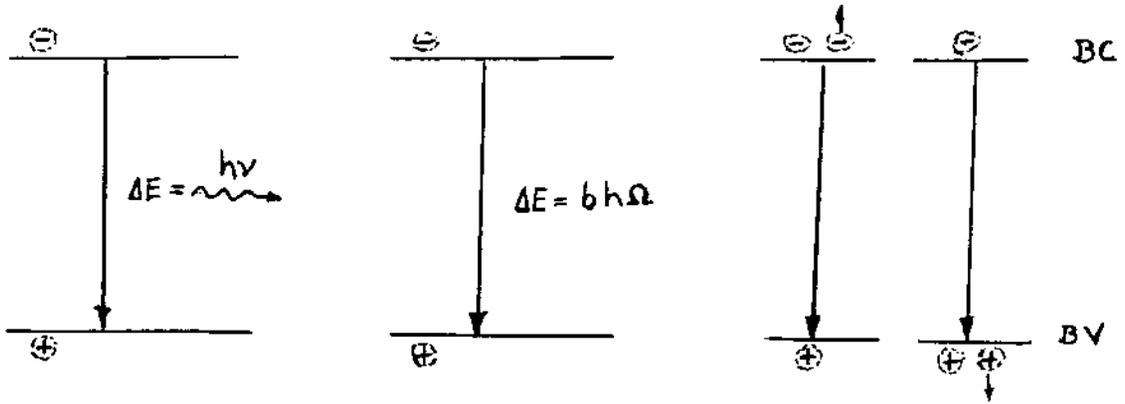


FIG.5 - Esquemas de processos de recombinação entre bandas, com radiação (a), sem radiação, através de fonons ($b = \text{número inteiro}$) (b) e por choque (c).

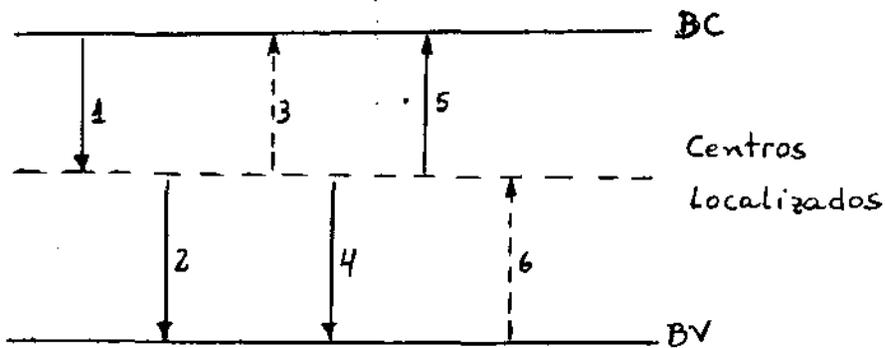


FIG.6 - Esquema de processos de recombinação por centros localizados.

- Recombinação por choque - quando na recombinação de duas partículas a energia é transferida para uma terceira partícula que se tornará uma partícula "quente". Esta partícula "quente" cede sua energia suplementar a rede por uma série de colisões (Figura 5c).

II.3.2b - Recombinação por Centros Localizados ($E_g > 0,5\text{eV}$)⁽¹⁸⁾

Se num cristal existem defeitos, cujos níveis de energia se encontram na banda proibida, junto com a recombinação entre as bandas existe o processo de recombinação por centros localizados. O defeito que captura sucessivamente o elétron e o buraco e que permite a recombinação do par de portadores se chama centro de recombinação ou armadilha de recombinação.

O mecanismo desse processo por exemplo (Figura 6), um semiconductor tipo n: Uma armadilha neutra captura o elétron da banda de condução (transição 1), após, o elétron vai desse nível para a banda de valência (transição 2). Ao diminuir a concentração de buracos livres a probabilidade de ocorrer a transição 2 diminui; e é possível o elétron "saltar" da armadilha para a banda de condução (transição 3) por ionização térmica, luminosa ou choque. Se existir grande concentração de buracos pode ocorrer a transição 4, dando lugar para a transição 5. Para uma pequena concentração de elétrons é possível a transição 6.

II.3.2c - Recombinação Superficial⁽²⁰⁾

A recombinação de portadores, que transcorre na

superfície de um semiconductor, se chama recombinação de superfície. Esta recombinação ocorre por níveis superficiais localizados.

Esses níveis superficiais são causados pelo contato da superfície do semiconductor com o meio ambiente, onde ocorre absorção de impurezas (átomos ou íons); também pelo fato do semiconductor ser uma peça de dimensões finitas, onde ocorre a descontinuidade da rede cristalina surgindo estados superficiais, cujos níveis energéticos estão na banda proibida.

Existem dois tipos de estados superficiais com tempo de captura de portadores rápido e lento.

Os centros de recombinação podem ser somente níveis rápidos, pois o tempo de transição dos portadores a níveis lentos é muito grande. Se a concentração de centros de recombinação no volume é pequena, os estados rápidos da superfície cumprirão o papel do processo de recombinação "capturando" o elétron e desse nível indo para a banda de valência.

O semiconductor, em que junto com a recombinação volumétrica observa-se também a superficial, se caracteriza pelo tempo de vida efetivo dos portadores τ_f . Sendo os efeitos de recombinação superficial e volumétrico, aditivos⁽²¹⁾:

$$\frac{1}{\tau_f} = \frac{1}{\tau} + v_s \quad (38)$$

onde $1/\tau$ e v_s são respectivamente as constantes volumétricas e superficiais do decrescimento.

Podemos escrever v_s como $2s/d$ ⁽²¹⁾, logo:

$$\frac{1}{\tau_f} = \frac{1}{\tau} + \frac{2s}{d} \quad (39)$$

onde s é a velocidade de recombinação superficial e d , espessura da amostra.

II.4 FENÔMENOS FOTOELÉTRICOS EM SEMICONDUTORES

II.4.1 - Efeitos Fotoelétrico Interno ⁽²²⁾

A fotocondutividade ou efeito fotoelétrico interno é a variação da resistividade de um semicondutor sob a ação da luz.

O efeito fotoelétrico interno é um processo de ionização de átomos do semicondutor sob a ação da luz, que causa a formação de portadores de carga em desequilíbrio. Essa variação de concentração de portadores é que causa a variação da resistência e conseqüentemente condução no semicondutor. A condutividade adicional devida ao efeito fotoelétrico interno se chama de fotocondutividade.

O primeiro passo ao efeito fotoelétrico interno é a absorção de um fóton com energia suficiente para excitar um elétron para a banda de condução (transições 1 e 2, Figura 7a e 7b) ⁽²³⁾ ou para níveis localizados na banda proibida ("gap") (transição 3, Figura 7c) ⁽²³⁾. A transição (1) dá a formação de um par elétron-buraco. E as transições (2) e (3) formam portadores somente de um sinal.

Se a excitação óptica dos elétrons ocorre da banda de valência para a banda de condução, se observa a fotocondutividade intrínseca, que dá origem a portadores de ambos sinais (elétron e buraco). Neste caso é evidente que a energia do fóton $h\nu$ não deve ser menor que a energia do "gap" do semicondutor ($h\nu > E_g = E_c - E_v$). Na absorção de origem nascem os pares elétron-buraco ligados (excitons), elétrica-

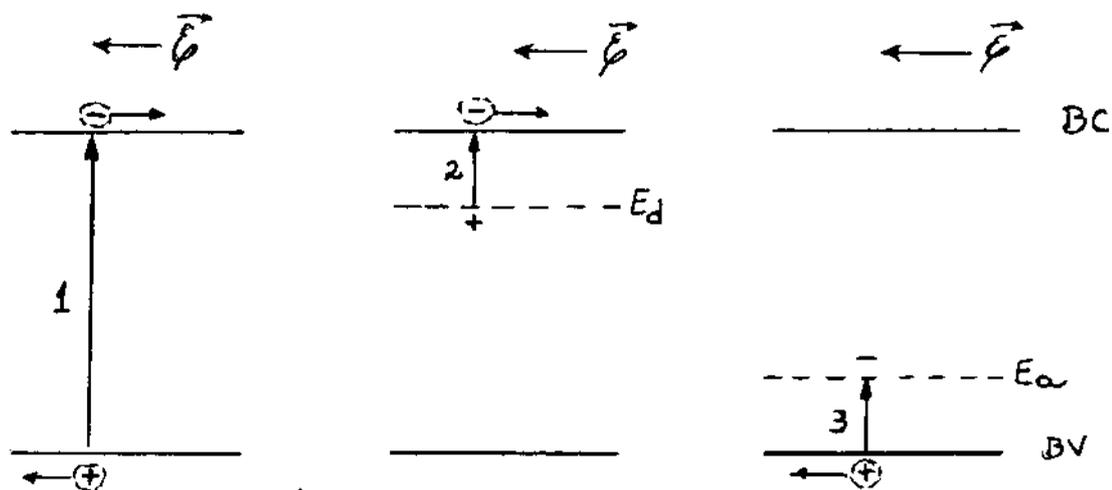


FIG.7 - Esquema de transições ópticas possíveis para formação de portadores livres (\vec{E} = campo elétrico externo aplicado).

mente neutros, a concentração de portadores de cargas livres não aumenta. Se entretanto no fluxo, na rede, os excitons absorverem uma quantidade de energia suplementar e se dissociam cada um pode fornecer um elétron e um buraco livres.

A absorção da luz pelas vibrações térmicas da rede não pode dar lugar a um aumento de número de portadores de cargas livres, a não ser por um processo indireto: a absorção faz crescer um número de fonons e estes utilizam sua energia para liberar os portadores de carga por excitação de átomos.

A absorção pelos portadores de cargas livres não pode fazer variar sua concentração, mas modifica sua repartição de equilíbrio nos estados disponíveis, sai que os portadores estão mais quentes e sua mobilidade pode ser afetada. A condutividade dos materiais então pode ser modificada.

II.4.2 - Fotocondutividade (24,25,26)

Os elétrons e buracos em desequilíbrio, formados pela interação do semiconductor com os fótons de energias bastante grandes, imediatamente depois da ionização podem apresentar uma energia consideravelmente maior que a energia média dos portadores em equilíbrio, que é igual a $k_b T$. Devido à interação com os fonons e os defeitos da rede cristalina os portadores em desequilíbrio adquirem rapidamente a temperatura da rede e suas energias ficam iguais a energia térmica média dos portadores em equilíbrio. Este processo ocorre em tempo da ordem de $10^{-10} - 10^{-12}$ s (26), que é igual ao tempo de relaxação de energia dos portadores. O tempo de vi-

da dos portadores em equilíbrio supera sensivelmente esta grandeza, sendo de $10^{-2} - 10^{-8}$ s⁽²⁶⁾. Portanto, a energia cinética dos portadores de carga em desequilíbrio corresponde a energia térmica média dos portadores em equilíbrio, em grande parte do tempo de vida até a recombinação. Por isso pode-se considerar que a distribuição por energia de portadores em bandas é a mesma que dos portadores em equilíbrio. Também pode-se dizer que as mobilidades dos portadores em desequilíbrio não são diferentes das mobilidades dos de equilíbrio, pois as mobilidades dos elétrons (μ_n) se determinam pelo caráter de interação dos portadores com a rede, e dependem em particular da distribuição dos portadores por energias.

A geração dos portadores devida a ação da luz causa a variação da (eletro) condutividade σ do semiconductor, que na presença de elétrons Δn e buracos Δp de desequilíbrio pode ser escrita na forma⁽²³⁾

$$\sigma = e [(n_0 + \Delta n)\mu_n + (p_0 + \Delta p)\mu_p] \quad (40)$$

onde n_0 e p_0 são as concentrações de elétrons e buracos em equilíbrio.

A condutividade de desequilíbrio, igual à diferença das condutividades do semiconductor iluminado (σ) e sem iluminação (σ_0), é a fotocondutividade (σ_f):

$$\sigma_f = \sigma - \sigma_0 = e (\Delta n \mu_n + \Delta p \mu_p) \quad (41)$$

É natural que as concentrações de portadores em

desequilíbrio, Δn e Δp , dependam da intensidade e duração da iluminação no semiconductor. Elas devem ser proporcionais a energia luminosa absorvida por unidade de volume do semiconductor, na unidade de tempo.

Da equação (41) temos que a energia luminosa absorvida na unidade de tempo por unidade de volume é:

$$-\frac{dI}{dx} = \alpha I \quad (42)$$

Logo, os portadores Δn e Δp são proporcionais a αI numa região de absorção intrínseca.

$$\Delta n = \Delta p = \beta \alpha I \quad (43)$$

O coeficiente de proporcionalidade β é o coeficiente de rendimento quântico. Este, determina o número de pares portadores (o número de portadores de carga para a fotocondutividade extrínseca) que se forma por um quantum de luz absorvido, sendo a intensidade da luz, I , medida pelo número de quanta por segundo por cm^2 . Geralmente o rendimento quântico β não é maior que a unidade.

Uma iluminação contínua do semiconductor com luz de intensidade constante estabelece-se o estado estacionário, caracterizado pela concentração constante dos portadores em desequilíbrio Δn e Δp . Chamamos a dependência de Δn e Δp com respeito ao tempo t e determinamos os valores estacionários das concentrações de portadores em desequilíbrio, considerando a intensidade da luz constante em todo volume da amostra, o que causa geração homogênea de portadores. Em seguida, depois de iniciada a iluminação, a medida que aumenta a concentração de portadores em desequilíbrio, começa o processo de recombinação. A velocidade de geração de portadores em desequilíbrio permanece constante em iluminação constante, quando a intensidade de recombinação al-

cança a intensidade de processo de geração de portadores, se estabelece o valor estacionário da concentração de desequilíbrio de fotoportadores Δn_{est} Δp_{est} (Figura 8).

As grandezas destas concentrações são determinadas pelas quantidades de portadores excitados pela luz ($\beta \alpha I$), que se encontram na banda até a recombinação (durante o tempo de vida τ):

$$\Delta n_{est} = \beta \alpha I \tau_n \quad (44)$$

$$\Delta p_{est} = \beta \alpha I \tau_p \quad (45)$$

O valor estacionário da concentração de portadores em desequilíbrio corresponde ao estado estacionário da condutividade em desequilíbrio:

$$\begin{aligned} \Delta \sigma_{est} &= \Delta \sigma_{n_{est}} + \Delta \sigma_{p_{est}} = \\ &= e \beta \alpha I (\tau_n \mu_n + \tau_p \mu_p) \end{aligned} \quad (46)$$

Aqui, α e β caracterizam a interação da luz com o cristal e descrevem os processos de geração de portadores em desequilíbrio. As mobilidades e os tempos de vida caracterizam a interação dos portadores com o cristal e determinam os processos de movimento e recombinação dos portadores de carga em desequilíbrio.

Se um dos termos da equação (46) for muito maior que o outro, devido as diferenças de mobilidades (por exemplo, $\mu_n \gg \mu_p$), ou os tempos de vida (por exemplo $\tau_n \gg \tau_p$), então a fotocondutividade se realiza pelos portadores de um

sinal (no caso dado pelos elétrons) e se chama monopolar:

$$\Delta \sigma_{est} = e \alpha \beta I \tau_n \mu_n \quad (47)$$

II.4.2a - Relaxação da Fotocondutividade ⁽²⁷⁾

Suponhamos que um semicondutor é iluminado por um pulso de luz retangular, como mostrado na Figura 9a ^(27,28).

Ao iluminar, o estado estacionário da fotocondutividade (equação (46)) não é alcançado instantaneamente, mas somente depois de um certo tempo após o início da iluminação, Figura 9b. interrompendo a luz, a condutividade de desequilíbrio desaparece também depois de certo tempo de haver suspenso a iluminação (Figura 9b) ^(27,28).

As curvas de crescimento e decrescimento da condutividade de desequilíbrio se chamam curvas de relaxação da fotocondutividade. Vão nos interessar as leis de crescimento e decrescimento da fotocondutividade em função do nível de iluminação.

A variação da concentração de portadores de carga em desequilíbrio por unidade de tempo ($d\Delta n/dt$) é a diferença entre as velocidades de geração e de recombinação dos portadores (equação (24)):

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \beta \alpha I - r \quad (48)$$

O segundo termo do lado direito da equação (48), r , considera a redução da concentração de portadores minoritários

devido ao processo de recombinação, e de acordo com a equação (25), quando $\Delta n = \Delta p$, é igual a:

$$r = \left(\frac{dn}{dt} \right)_n = f_n (np - n_0 p_0) = f_n (n_0 + p_0 + \Delta n) \Delta n \quad (49)$$

Pode-se considerar a intensidade de recombinação proporcional a concentração de portadores de equilíbrio somente quando o tempo de vida dos portadores de desequilíbrio (idêntico para os elétrons e buracos) τ não depende de sua concentração.

A condição dada é válida quando a concentração de portadores de desequilíbrio Δn e Δp é pequena em comparação com a concentração de portadores majoritários em equilíbrio (por exemplo, $\Delta p = \Delta n \ll p_0$), sendo que neste caso a variação da concentração de portadores majoritários sob a ação da luz pode ser desprezada e considerada constante. Um exemplo deste caso é num semiconductor extrínseco ao gerar portadores fotoelétricos na região de absorção fundamental em uma temperatura em que toda impureza está ionizada.

Agora, para um pequeno nível de iluminação, quando $\Delta n \ll n_0 + p_0$, na equação (49) pode-se desprezar a grandeza Δn , que está entre parênteses.

Sendo $\frac{1}{\tau} = f_n (n_0 + p_0)$ (equação 27), temos então:

$$r = \frac{\Delta n}{\tau} \quad (50)$$

Sendo assim, podemos escrever a equação (48) na forma:

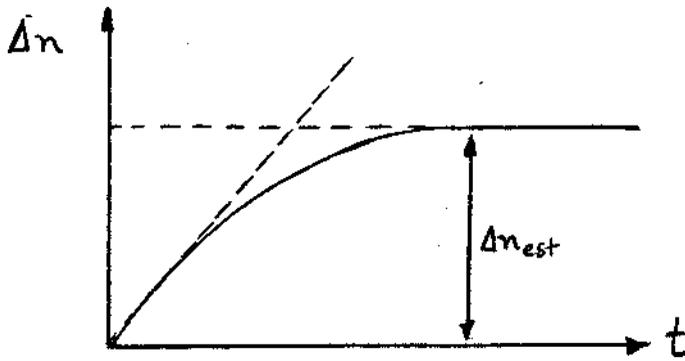


FIG.8 - Variação da concentração de portadores em relação ao tempo, ao iluminar.

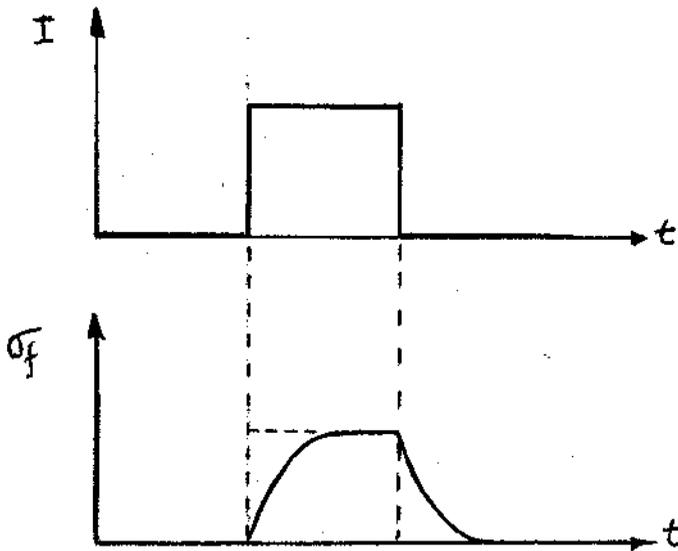


FIG.9 - Relaxação da condutância de desequilíbrio (b) ao excitar com um pulso retangular de luz (a).

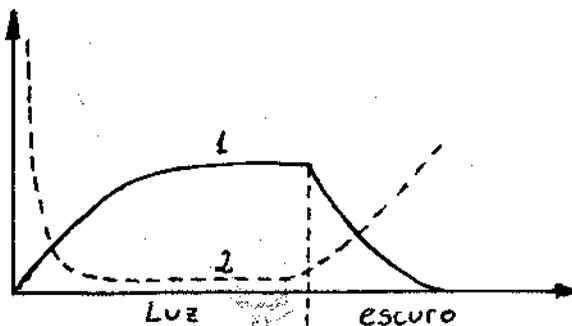


FIG.10 - Relaxação da combinação de elétrons de desequilíbrio (1) e seu tempo de vida instantâneo (2), para a recombina-

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \beta\alpha I - \frac{\Delta n}{\tau} \quad (51)$$

Achemos a solução da equação (51), considerando que $\Delta p = \Delta n \ll p_0$ e $p_0 \gg n_0$ e que o semiconductor começa a ser iluminado no instante $t = 0$ com uma luz de intensidade constante. Neste caso, separando as variáveis e integrando, levando em conta a condição inicial $\Delta n = 0$, para $t = 0$, obtemos:

$$\Delta n = \tau\beta\alpha I (1 - e^{-t/\tau}) \quad (52)$$

O valor estável da concentração de desequilíbrio de elétrons Δn_{est} se determina da equação (52) para $t \rightarrow \infty$:

$$\Delta n_{est} = \tau\beta\alpha I \quad (53)$$

Se, ao contrário, na amostra se cria uma concentração estacionária de portadores de desequilíbrio Δn_{est} e no instante $t = 0$ se interrompe a luz, a concentração de portadores em desequilíbrio decresce até o valor zero:

$$\Delta n = \Delta n_{est} e^{-t/\tau} = \tau\beta\alpha I e^{-t/\tau} \quad (54)$$

Assim, para um pequeno nível de excitação a relaxação da concentração de desequilíbrio de portadores, ao iluminar ou interromper a luz instantaneamente, ocorre por uma lei exponencial com constante de tempo τ , correspondente ao tempo de vida dos portadores de carga em desequilíbrio.

Para um grande nível de iluminação, quando $\Delta n \gg n_0 + p_0$, da equação (49), obtemos

$$r = -\gamma_n (\Delta n)^2 \quad (55)$$

Neste caso a equação (48) pode ser escrita como:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \beta\alpha I - \gamma_n (\Delta n)^2 \quad (56)$$

Para a resolução dessa equação utilizamos as condições iniciais, análogas às condições para uma pequena intensidade de iluminação. Em consequência obtemos que para um grande nível de radiação de iluminação com um impulso luminoso retangular as curvas de relaxamento de crescimento e decrescimento da concentração de desequilíbrio de elétrons se determinam pelas expressões:

- para o crescimento:

$$\Delta n = \sqrt{\frac{\beta\alpha I}{\gamma_n}} \operatorname{tgh} t \sqrt{\gamma_n \beta\alpha I} \quad (57)$$

- para o decrescimento:

$$\Delta n = \sqrt{\frac{\beta\alpha I}{\gamma_n}} \frac{1}{t \sqrt{\gamma_n \beta\alpha I} + 1} \quad (58)$$

i.é., o crescimento se descreve por uma tangente hiperbólica e o decrescimento, por uma hipérbole (Figura 10).

Neste caso, o tempo de vida médio dos elétrons, de acordo com a equação (49), se determina pela concentração de buracos de desequilíbrio na banda de valência, i.é.,

$$\tau = \frac{1}{\gamma_n \Delta p} \quad (59)$$

Sendo que a grandeza Δp depende da intensidade de luz e do tempo (neste caso não estacionário); então τ também é uma grandeza variável. Neste caso tem-se que utilizar o valor instantâneo do tempo de vida τ_{ins} . De acordo com as expressões (53) e (57) para a curva de crescimento, o tempo de vida se determina por uma dependência do tipo:

$$\tau_{ins} = \frac{1}{\gamma_n \Delta p} = \frac{1}{\gamma_n \Delta n} = \frac{1}{\sqrt{\gamma_n \beta \alpha I}} \coth(t \sqrt{\gamma_n \beta \alpha I}) \quad (60)$$

Para a parte decrescente da curva de relaxação, teremos:

$$\tau_{ins} = \frac{1}{\gamma_n \Delta p} = \frac{1}{\gamma_n \Delta n} = \frac{1}{\sqrt{\gamma_n \beta \alpha I}} (t \sqrt{\gamma_n \beta \alpha I} + 1) \quad (61)$$

Na figura (10) a curva (2) mostra a variação tempo de vida instantâneo no processo de relaxação para um grande nível de iluminação.

Para descrever a relaxação da fotocondutividade no caso geral pode-se utilizar a equação (51), se para τ de nota-se o valor instantâneo do tempo de vida. Logo:

$$\tau_{ins} = \frac{\Delta n}{\beta \alpha I - \frac{d\Delta n}{dt}} \quad (62)$$

Para determinar o tempo de vida no estado estacionário τ_{est} vamos utilizar a equação (62) Δn_{est} e $d\Delta n/dt=0$. Assim:

$$\tau_{est} = \frac{\Delta n_{est}}{\beta \alpha I} \quad (63)$$

é uma grandeza constante para a intensidade luminosa dada.

As dependências analíticas obtidas para o crescimento da concentração de portadores permitem determinar a lei da variação da condutividade estacionária de desequilíbrio (concentração) em relação à intensidade luminosa:

$$\Delta n_{est} = \tau_{est} \beta \alpha I \quad (64)$$

Para a lei linear de recombinação, quando o tempo de vida dos portadores em desequilíbrio não depende da intensidade de iluminação, essa variação é linear, já que de acordo com a equação (64) a concentração de desequilíbrio estacionária Δn_{est} é proporcional a intensidade luminosa I (curva 1, Figura 11).

Para a lei quadrática de recombinação, quando o tempo de vida dos portadores de carga em desequilíbrio depende da intensidade de luz, baseamos na equação (59):

$$\tau_{est} = \frac{1}{\sqrt{\gamma_n \beta \alpha I}} \quad (65)$$

a variação da condutividade estacionária em relação a intensidade luminosa, fica:

$$\Delta n_{est} = \tau_{est} \beta \alpha I = \sqrt{\frac{\beta \alpha I}{\gamma_n}} \quad (66)$$

A dependência de Δn_{est} com a intensidade de luz para o caso da recombinação quadrática está representada na curva 2, Figura 11.

Se no semicondutor existem centros de armadilhas ("traps"), estes influirão na cinética da fotocondutividade. Os elétrons da banda de condução não somente se recombinaem com os buracos da banda de valência, mas também serão capturados pelos níveis de armadilha. Devido a isto, os processos de acréscimo e decréscimo da condutividade de desequilíbrio se retardarão (Figura 12).

II. 4.2b - Fotocondutividade com Existência de Recombinação Superficial ^(29,30)

Na análise anterior de fotocondutividade, onde supusemos a geração homogênea de portadores em todo o volume da amostra, não consideramos a recombinação superficial de portadores, que causa a diminuição relativa da concentração de portadores em desequilíbrio na superfície. Se, como antes, supusermos que a absorção da radiação é uniforme, a única variação vinculada em consideração a recombinação superficial na resolução da equação (52) será a substituição do tempo de vida dos portadores em desequilíbrio, τ , pelo tempo de vida efetivo τ_f (equação (39)):

$$\frac{1}{\tau_f} = \frac{1}{\tau} + \frac{2s}{d} \quad (67)$$

onde s é a velocidade de recombinação superficial (supondo que s é pequeno); d é a dimensão da amostra na direção da ilu

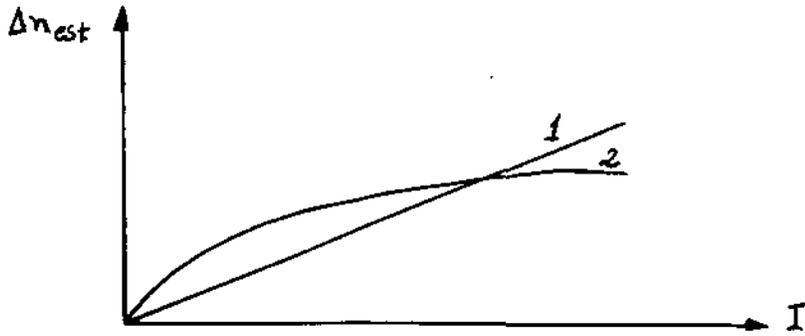


FIG.11 - Concentração de desequilíbrio estacionária de elétrons em função da intensidade de iluminação para a recombinação linear (1) e a quadrática (2).

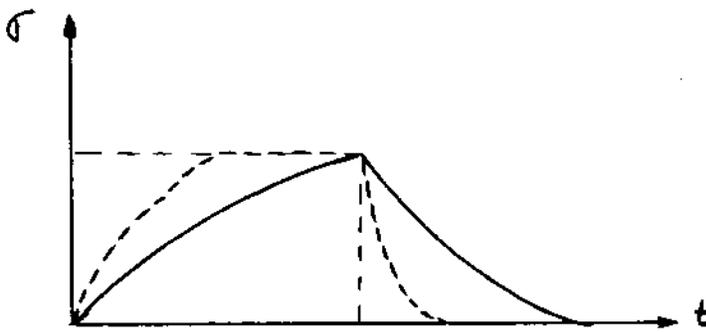


FIG.12 - Curvas de relaxação da fotocondutividade de sem (1) e com (2) níveis de armadilhas.

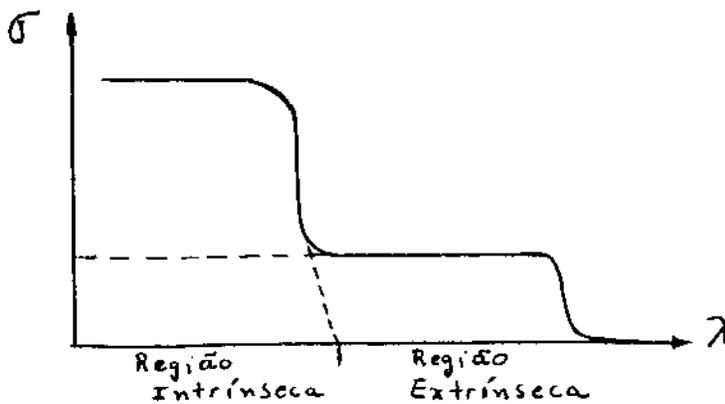


FIG.13 - Distribuição espectral da fotocondutividade.

minação.

A relação entre τ e o tempo de vida efetivo τ_f caracteriza a fotocondutividade da amostra em presença da recombinação superficial de portadores:

$$\frac{\tau}{\tau_f} = 1 + \frac{2s\tau}{d} \quad (68)$$

Da equação (68) nota-se que, se $S\tau \ll d$, a recombinação superficial influi pouco na fotocondutividade, se $S\tau \gg d$, a fotocondutividade resulta $2S\tau/d$ vezes menor do que para $S = 0$, e se determina somente pelas condições da recombinação de portadores na superfície:

$$\frac{1}{\tau_f} \approx \frac{2s}{d} \quad (69)$$

II. 4.2c - Fotocondutividade Extrínseca

Quando na banda proibida de um semiconductor, tem níveis localizados de impureza, a radiação, assim como a excitação térmica, pode provocar transições de elétrons entre níveis de impurezas e bandas (Figuras 7b e 7c, transições 2 e 3). A absorção e a fotocondutividade devidas a tais transições se chamam extrínsecas. A energia de ionização da impureza, cujos níveis se encontram na banda proibida, naturalmente é menor que a distância da banda proibida, E_g .

A intensidade da fotocondutividade extrínseca é bem menor que a intrínseca, pois a concentração de átomos de impureza é muito menor que a concentração de átomos da re

de fundamental. Na figura 13⁽³¹⁾, mostramos a representação esquemática da distribuição espectral da fotocondutividade.

REFERÊNCIAS - CAPÍTULO II

- (1) - Smith, R.A., Semiconductors; 2.^a ed.; Cap. 1, p. 10.
- (2) - Aldert Van der Zeil; Solid State Physical Electronics; 2.^a ed.; Cap. 5, pág. 81.
- (3) - P. Kiréev, La Physique des Semiconducteurs, ed. MIR - Moscou; Cap. 1; § 4; p. 28.
- (4) - H.C. Casey, Jr. e F.A. Trumbore; Mater, Sci Eng. 6, 73, 1970.
- (5) - D.A. Wright Semiconductors; 4.^a Ed. ; Cap. 6; p. 76.
- (6) - K.V. Shalíмова; Física de los Seimiconductores; ed. Mir Moscou; Cap. 10; p. 264.
- (7) - P. Kiréev; La Physique des Seminconducteurs; ed. MIR - Moscou; Cap. 8; § 73, p. 557.
- (8) - K.V. Shalíмова; Física de los Semiconductores; ed. MIR-Moscou; Cap, 10; p. 265.
- (9) - K.V. Shalíмова; Física de los Semiconductores; ed. MIR-Moscou; Cap. 10; p. 270.
- (10) - Jacques I. Pankove; Optical Precesses in Semiconductors; Cap. 3; p. 57.
- (11) - P. Kiréev; La Physique des Semincoducteurs; ed. MIR-Moscou; Cap. 8, § 74; p. 562.
- (12) - Jacques I. Pankove; Optical Processes in Semiconductors; Cap. 3; p. 62.
- (13) - H. C. Casey, Jr. F.A. Trumbore; Mater. Sci. Eng., 6 , 80, (1970).

- (14) - P. Kiréev; La Physique des Semiconducteurs; ed. MIR -
Moscou; Cap. 8, § 77; p. 600.
- (15) - K.V. Shalíмова; Física de los Semiconductores; ed. MIR-
Moscou; Cap. 6; p. 175.
- (16) - K.V. Shalíмова; Física de los Semiconductores; Ed. MIR -
Moscou; Cap. 6; p. 178.
- (17) - K.V. Shalíмова; Física de los Semiconductores; Ed. MIR -
Moscou; Cap. 6; p. 180.
- (18) - P. Kiréev; La Physique des Semiconducteurs; ed. MIR -
Moscou; Cap. 6, § 65; p. 494.
- (19) - Jacques I Pankove; Óptical Proecesses in Semiconductors;
Cap. 6; p. 124.
- (20) - P. Kiréev; La Physique des Semiconducteurs; Ed. MIR -
Moscou; Cap. 6, § 67; p. 513.
- (21) - K.V. Shalíмова, Física de los Semiconductores; Ed. MIR -
Moscou; Cap. 9; p. 263
- (22) - K. V. Shalíмова, Física de los Semiconductores; Ed. MIR-
Moscou; Cap. 11; p. 299.
- (23) - Aldert Van de Zeil; Solid State Physical Electronics;
2^a ed.; Cap. 11; p. 207.
- (24) - P. Kiréev; La Physiques des Semiconducteur; ed, MIR -
Moscou; Cap. 8, § 80; p. 619.
- (25) - D.A. Wright; Semiconductors; 4^a ed.; Cap. 6; p. 80.
- (26) - K. V. Shalíмова, Física de los Semiconductores; ed. MIR -
Moscou; Cap. 11, p. 300.

- (27) - K.V. Shalíмова, Física de los Semiconductores, ed. MIR -
Moscou; Cap. 11; p. 302.
- (28) - P. Kiréev; La Physiques des Semiconducteurs; ed. MIR -
Moscou; Cap. 6, § 64; p. 489.
- (29) - P. Kiréev, La Physique des Semiconducteurs; ed. MIR -
Moscou; Cap. 6, § 67; p. 543.
- (30) - K. V. Shalíмова, Física de los Semiconductores; ed. MIR -
Moscou; Cap. 11; p. 306.
- (31) - K.V. Shalíмова; Física de los Semiconductores; ed. MIR -
Moscou; Cap. 11; p. 309.

CAPÍTULO III - EFEITOS DE UM CAMPO ELÉTRICO EXTERNO

III. 1 - Movimento dos Elétrons no Cristal pela Ação de um Campo Elétrico Externo⁽¹⁾

Os elétrons numa temperatura T , na ausência de um campo elétrico movem-se desordenadamente no sólido, sofrendo colisões, tal que exista um livre caminho médio (ℓ_0). Sendo o movimento dos elétrons, um movimento caótico, o vetor de sua velocidade média é igual a zero, i.é., a cada portador de carga livre, corresponderá um portador com uma velocidade cujo vetor está dirigido em sentido inverso.

Quando um campo elétrico é aplicado, existe uma velocidade de arrastamento \vec{v}_a , superposta a velocidade desordenada. O livre caminho médio é determinado por uma colisão, i.é., um processo de espalhamento, e a velocidade de arrastamento adquirida durante o caminho é assumida perdida. Sob a ação do campo, os elétrons livres começam a mover-se em sentido contrário ao campo elétrico, e serão acelerados pelo campo e durante o caminho acumularão energia. Os elétrons que se movem na direção do campo serão retardados e suas energias diminuídas.

Como sabemos, o espectro energético dos elétrons tem a forma de zonas quase contínuas, separadas por intervalos de energia de valores proibidos.

Colocamos o cristal num campo elétrico constante exterior, dirigido na direção do eixo x , i.é., $\vec{E} = \vec{E}_x = \text{cte.}$ Vamos considerar um campo pequeno, i.é., a energia do campo

externo é insuficiente para o elétron superar a banda proibida, é menor que a energia do "gap".

A energia potencial do elétron em um campo elétrico externo de intensidade \mathcal{E} se determina por sua coordenada x :

$$U = -e\mathcal{E}x \quad (70)$$

sabemos que a força causada pelo campo é:

$$\vec{F} = -e\vec{\mathcal{E}} \quad (71)$$

Neste caso, a equação de Schrödinger tem a forma:

$$\left\{ \frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 + [V(\vec{r}) + U(\vec{x})] \right\} \psi = E' \psi \quad (72)$$

Para simplificar a determinação dos autovalores da energia E' da equação (72), admitimos que o potencial do campo exterior varia pouco com uma distância igual a constante da rede, de maneira que na região de cada átomo pode-se considerar $U = \text{cte}$. Neste caso, obtemos a equação de Schrödinger semelhante à equação para o caso estacionário:

$$\left\{ \frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\vec{r}) \right\} \psi = (E' - U) \psi \quad (73)$$

Disso deduzimos que a energia do elétron no cristal, na presença de um campo elétrico externo é igual a:

$$E' = E + U \quad (74)$$

onde E é a energia do elétron sem o campo. Essa expressão (74) mostrará que devida a ação de um campo elétrico exterior, as bandas de energia se inclinam (Figura 14b).

A distância entre as bandas de condução e valência, para cada valor de x não se alterou.

Sem um campo exterior, o elétron que se encontra em um dos níveis da banda de energia, possui um valor determinado do vetor de onda \vec{k} , por exemplo, \vec{k}_2 na figura 14a. Isto significa que no estado estacionário, o elétron se desloca por todo cristal, tendo valores constantes de quase impulso e velocidade.

Se existir um campo elétrico exterior, o elétron já não pode ser caracterizado por um valor determinado qualquer do vetor de onda \vec{k} . Neste caso, o elétron ao se mover pelo cristal "salta" de um nível da banda a outro (linha tracejada, Figura 14b), devido ao qual varia seu vetor de onda e portanto, também o seu quase momento.

III.2 - Efeito de Tunelamento^(2,3,4)

Em campos elétricos muito intensos é possível a formação de portadores de cargas livres, pelo efeito tunel ou Zener, também chamado de efeito Franz Keldysh^(2,3). Como se sabe, no semicondutor em que se encontra em um campo elétrico exterior se produz a inclinação das bandas de energia (Figura 14b). A inclinação das bandas é tanto maior quanto

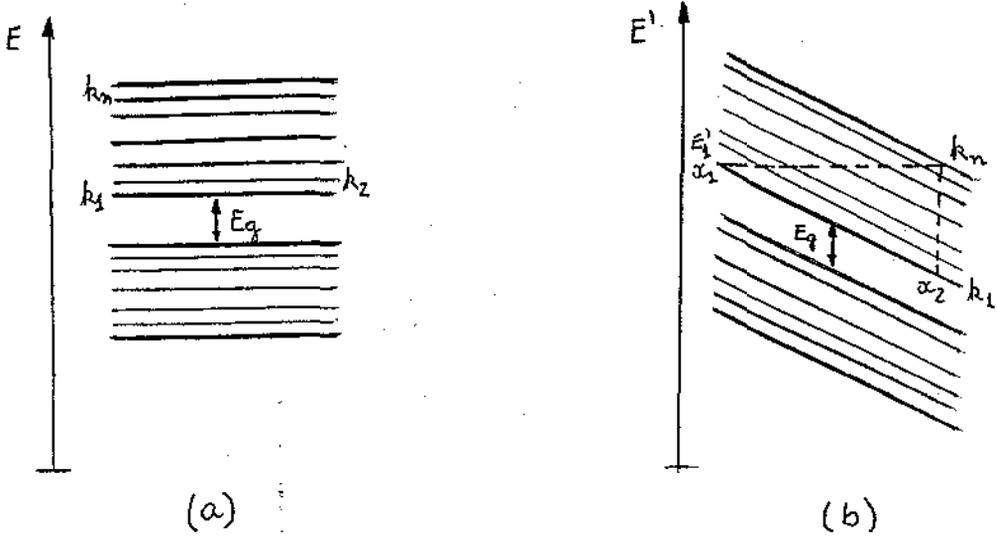


FIG.14 - Bandas de energia na ausência (a) e na presença (b) de um campo elétrico externo.

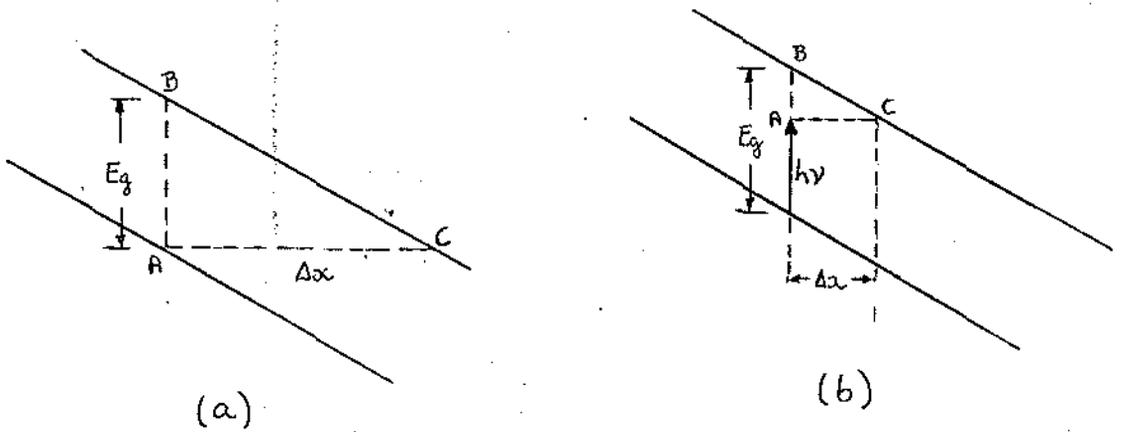


FIG.15 - Um semiconductor intrínseco na presença de um campo elétrico (a) e na presença também de um fóton (b).

maior for a intensidade do campo elétrico $\vec{\xi}$.

A transição do elétron da banda de valência a banda de condução é possível graças ao efeito túnel. A probabilidade do efeito túnel depende da altura e largura da barreira potencial. Vamos supor um semiconductor intrínseco na presença de um campo elétrico intenso (Figura 15a), neste caso a altura de barreira de potencial é dada por AB e a largura de banda proibida E_g . A largura eficaz da barreira $AC = \Delta x$ pode ser determinada pela diferença da energia potencial do elétron na banda de condução, no ponto C, e na banda de valência, no ponto A,

$$U(C) - U(A) = -e\xi \Delta x = -E_g \quad (75)$$

então, a largura eficaz da barreira será:

$$\Delta x = \frac{E_g}{e\xi} \quad (76)$$

De acordo com esta expressão, vemos que a largura da barreira depende do campo elétrico.

A transição do elétron de A a C está vinculada à transição através da barreira potencial triangular ABC. Como se sabe da mecânica quântica, a probabilidade de transição através de uma barreira de forma triangular é do tipo ⁽⁵⁾.

$$D = D_0 e^{-\frac{2\sqrt{m^*} (E_g)^{3/2}}{2e\hbar\xi}} \quad (77)$$

A probabilidade do efeito túnel é igual tanto para as transi-

ções da banda de valência para a banda de condução, como da banda de condução para a banda de valência. Mas, já que na banda de valência há muito mais elétrons que na de condução, a transição valência-condução é mais provável. O efeito túnel pode causar um aumento considerável na concentração de portadores de cargas livres. Isto se observa em campos de $10^6 \text{ V/cm}^{(5)}$.

Agora, como mostra a Figura 15b, a presença de um fóton $h\nu$ reduz a espessura da barreira para o valor:

$$\Delta x = \frac{(E_g - h\nu)}{e\mathcal{E}} \quad (78)$$

fazendo assim, o tunelamento ser mais provável. Maiores detalhes requerem alto nível de tratamento, que pode ser achado em Kane⁽⁵⁾ que trata do caso do tunelamento em energia total e constante; em Morgan⁽⁶⁾ que trata do caso de tunelamento assistido pela emissão de um fóton; e em Keldysh⁽⁷⁾ que trata do caso de tunelamento assistido pela absorção de fóton.

O efeito Franz-Keldysh em absorção fundamental, foi primeiro observado em CdS,⁽⁸⁾ ele aparece como uma variação uniforme da absorção para energia mais baixa. Similares observações tem sido feitas GaAs^(9,10,11) e Ge⁽¹²⁾.

III.3 - Efeitos de Ionização⁽¹³⁾

Um campo elétrico pode exercer uma força mais forte sobre o elétron que as forças locais ligando o elétron a uma impureza ou a um estado excitônico. Neste caso, o centro

é ionizado e o portador é livre para mover na banda apropriada. Se doadores são ionizados, elétrons livres aparecem na banda de condução. Se aceitadores são ionizados, buracos livres aparecem na banda de valência. A ionização de excitons produz ambos elétrons e buracos livres.

Os portadores são subseqüentemente acelerados pelo campo elétrico.

III.4 - Absorção de Exciton na Presença de um Campo Elétrico⁽¹⁴⁾

Em semicondutores aproximadamente puros em baixas temperaturas as poucas impurezas contidas no cristal estão neutras. Logo, um pequeno campo elétrico (5 a 30V/cm)⁽¹⁵⁾ ioniza as impurezas. A ionização de impurezas resulta em dois efeitos cooperativos que pode ser visto em absorção.

- O campo - impurezas ionizadas perturbam as bandas por uma interação Coulombiana que induz campos locais fortes e rabos ("tails") de estados e então muda a inclinação na curva de absorção.

- Os portadores ionizados diminuem a interação Coulombiana entre elétrons e buracos, reduzindo a probabilidade de formação de exciton.

A modulação de absorção satura com o aumento do campo elétrico aplicado, correspondendo a completa ionização de todas as impurezas. Então a modulação é associada com o aparecimento de portadores livres. Note, que os campos usados nesses experimentos são muito menores que os necessitados pa-

ra ionizar excitons ($\sim 10^3$ V/cm)⁽¹⁴⁾.

III.5 - Influência do Campo Elétrico sobre a Condutividade

A densidade de corrente é a carga transferida por unidade de tempo por unidade de secção transversal. Por isso, a densidade de corrente \vec{j} , se determina pela concentração de elétrons de condução (n), a velocidade média $\langle \vec{v} \rangle$ desses elétrons e a carga eletrônica, logo:

$$\vec{j} = en \langle \vec{v} \rangle \quad (79)$$

Na presença de um campo elétrico \vec{E} , num tempo livre τ_{rel} , o elétron movendo com aceleração adquire uma velocidade igual a:

$$\vec{v}_a = \frac{e \vec{E}}{m^*} \tau_{rel} \quad (80)$$

onde m^* é a massa efetiva do elétron, percorrendo a distância:

$$\vec{x} = \frac{e \vec{E}}{2m^*} (\tau_{rel})^2 \quad (81)$$

A distância total que percorrem todos os elétrons na direção x coincide com a direção do campo externo e será:

$$\vec{x} = \frac{en \tau_{rel}^2}{2m^*} \vec{E} \quad (82)$$

Portanto a velocidade média do movimento será:

$$\langle \vec{v} \rangle = \frac{\vec{x}}{t} = \frac{e \tau_{rel}}{2m^*} \vec{E} \quad (83)$$

onde $t = n \tau_{rel}$ ⁽¹⁶⁾.

Sendo esta proporcional ao campo elétrico, o termo de proporcionalidade de $e\tau_{rel}/2m^*$ é a mobilidade μ ⁽¹⁷⁾

Assim:

$$\langle \vec{v} \rangle = \mu \vec{E} \quad (84)$$

Logo, a densidade de corrente será:

$$\vec{j} = en\mu \vec{E} \quad (85)$$

Sendo a condutividade elétrica, $\sigma = en\mu$, vemos que esta expressão está de acordo com a lei de Ohm,

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}.$$

Mas isto não é sempre verdade. Para campos elétricos intensos não se cumpre a lei de Ohm. Isto ocorre devido a uma variação na velocidade de arraste, que influi no processo de dispersão, o que causa a variação do tempo de relaxação, e também da mobilidade.

Em campos elétricos intensos, os portadores ao se chocarem com os fonons não chegam a entregar sua energia acumulada e sua energia média aumenta. Mas, com o aumento da energia dos portadores, sua probabilidade de dispersão por oscilações térmicas na rede aumenta ⁽¹⁸⁾. Logo, o aumento de energia dos portadores ao aumentar o campo, continuará até que a interação elétron-fônon não se intensifique tanto, de maneira que estabeleça o estado de equilíbrio. Em estado estacionário, a energia adquirida pelo portador no campo em uni-

dade de tempo e ϕv_a , se iguala com a energia perdida (ΔE) por este portador:

$$\frac{\Delta E}{\tau_{rel}} = \frac{\delta K_B T}{\tau_{rel}} \quad (86)$$

onde, $K_B T$ é a energia térmica do elétron e δ é a perda relativa de energia em um choque⁽¹⁹⁾.

Assim:

$$e \phi v_a = \frac{\delta K_B T}{\tau_{rel}} \quad (87)$$

Para dispersão por oscilações térmicas, o livre caminho médio, l_0 , não depende da energia e é dado por $l_0 = v_0 \tau_{rel}$.

Logo a velocidade de arraste de acordo com a equação (87), será:

$$v_a = \frac{\delta K T v_0}{e \phi l_0} \quad (88)$$

Da equação (80), temos:

$$v_a = \frac{e l_0}{m^* v_0} \phi \quad (89)$$

Comparando as equações (88) e (89):

$$(e \phi l_0)^2 = 2 \delta K T \frac{m^* v_0^2}{2} \quad (90)$$

Mas, dado que $m^* v_0 / 2 = K_B T$, temos:

$$\phi = \frac{k_B T}{e l_0} (2s)^{1/2} = \phi_{\text{crítico}} \quad (91)$$

Sendo este chamado de campo crítico.

Da equação (90) pode-se determinar a energia dos portadores, expressada pela velocidade térmica:

$$\left(\frac{m^* v_0^2}{2} \right)^2 = \left(\frac{e \phi l_0}{2s} \right)^2 \quad (92)$$

dessa equação achamos v_0 e substituindo na equação (88), temos:

$$v_a = \left[\frac{e l_0}{m^*} \left(\frac{s}{2} \right)^{1/2} \right]^{1/2} \phi^{1/2} \quad (93)$$

Logo, em campos elétricos intensos, i.ê.:

$$\phi > \phi_{\text{crítico}} \Rightarrow \phi > \frac{k_B T}{e l_0} (2s)^{1/2} \quad (94)$$

a velocidade do movimento dos portadores aumentará como:

$$v_a \propto \phi^{1/2} \quad (95)$$

e o tempo de relaxação diminuirá como:

$$\tau_{\text{rel}} = \frac{l_0}{v_a} \propto \frac{1}{\phi^{1/2}} \quad (96)$$

de onde se deduz que:

$$\mu = \mu_0 \phi^{-1/2} \quad (97)$$

e:

$$\sigma = \sigma_0 \varphi^{-1/2} \quad (98)$$

$$\vec{j} = \sigma_0 \sqrt{\varphi} \quad (99)$$

Logo, para campos elétricos intensos, $\varphi > \varphi$ crítico, a lei de Ohm não é válida.

Por exemplo, no Germânio, em temperatura ambiente, isto começa ocorrer para campos da ordem de 200V/cm.

Na região de campos elétricos mais intensos a temperaturas suficientemente altas, a energia do portador aumenta tanto que é possível sua dispersão por oscilações ópticas. Neste caso, ao chocar com um fonon óptico, o portador entrega a energia $\hbar\omega_0$, e a velocidade de perda de energia cresce fortemente. Em consequência se estabelece um novo estado estacionário em que a energia adquirida pelo portador por unidade de tempo $e\varphi v_a$, é igual a energia $\Delta E/\tau_{rel}$ perdida por este portador no mesmo tempo, i.é:

$$e\varphi v_a = \frac{\Delta E}{\tau_{rel}} \quad (100)$$

Mas, a energia que o portador perde em um choque (18) é:

$$\Delta E = \hbar\omega_0 \frac{\hbar\omega_0}{2k_B T} \quad (101)$$

logo:

$$e \bar{\phi} v_a = \frac{v_0}{l_0} \hbar \omega_0 \thickmathbb{h} \frac{\hbar \omega_0}{2k_B T} \quad (102)$$

Achando o módulo de $\vec{\phi}$ na equação (89) e substituindo esta na (102) obtemos a velocidade de arrastamento dos portadores:

$$v_a = \left(\frac{\hbar \omega_0}{m^*} \thickmathbb{h} \frac{\hbar \omega_0}{2k_B T} \right)^{1/2} \quad (103)$$

Sendo o valor limite desta igual a:

$$v_{al} = \left(\frac{\hbar \omega_0}{m^*} \right)^{1/2} \quad (104)$$

No caso a corrente de saturação é dada por:

$$\bar{j}_s = en v_{al} = en \left(\frac{\hbar \omega_0}{m^*} \right)^{1/2} \quad (105)$$

e:

$$\sigma = \sigma_0 \bar{\phi}^{-1} \quad (106)$$

Das equações (102) e (103) deduz-se que ao aumentar o campo elétrico até:

$$\bar{\phi}_{\text{crítico}} = \frac{v_0}{el_0} \left(m^* \hbar \omega_0 \thickmathbb{h} \frac{\hbar \omega_0}{2k_B T} \right)^{1/2} \quad (107)$$

aparece a saturação da corrente, no qual a corrente não depende do campo.

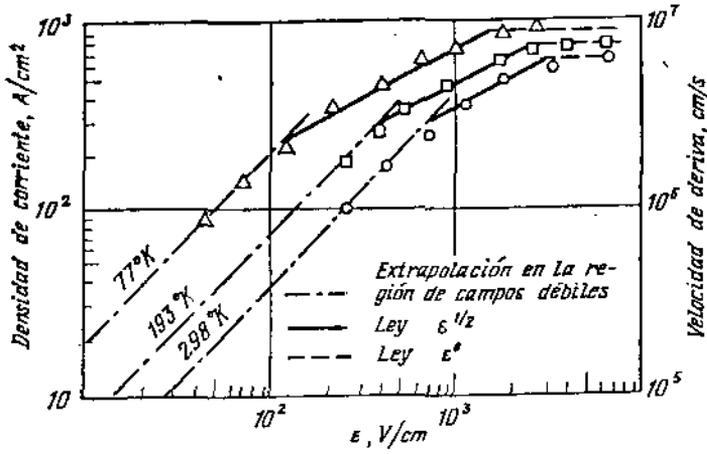


FIG.16⁽¹⁸⁾ - Densidade de corrente em função da intensidade de um campo elétrico em germânio tipo n.

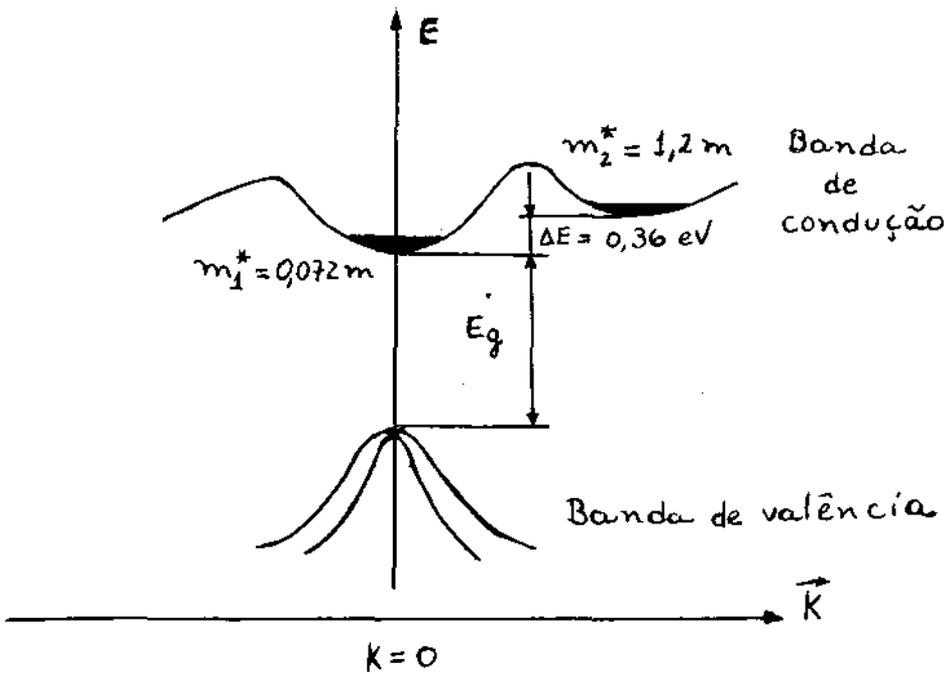


Fig. 17 - Esquema da estrutura de banda do GaAs no espaço k.

As saturações começam em campo da ordem de 10^4 V/cm⁽¹⁸⁾ e $v_{sat} = 10^7$ cm/s⁽¹⁸⁾. A figura 16⁽¹⁸⁾ mostra a densidade de corrente em função do campo elétrico para o ger_mânio tipo n em três temperaturas.

III.6 - Efeitos Gunn⁽²⁰⁾

Em semicondutores cuja banda de condução apresenta mais de um mínimo de energia, o elétron, com vetor de onda \vec{k} , correspondente a um mínimo de energia, pode ir a outro mínimo de energia, com vetor de onda \vec{k} . Esta transição é chamada de "entre vale", e ela pode ocorrer quando se aplica no semicondutor um campo elétrico intenso. Este fenômeno é chamado de efeito Gunn, que foi observado pela primeira vez no GaAs.

A figura 17 mostra a estrutura energética do arseneto de gálio. Podemos observar a existência dos mínimos A e B, separados por $\Delta E = 0,36$ eV, nos quais as massas efetivas dos elétrons são diferentes. Na região do vale A (o mais abaixo), os elétrons têm massa efetiva $m_1^* = 0,072 m$ ⁽²⁰⁾ e apresentam alta mobilidade ($\mu_1 > 5000$ V/cm²s)⁽²⁰⁾. No vale B (o mais acima), os elétrons são pesados e $m_2^* = 1,2 m$ ⁽¹⁷⁾ tendo baixa mobilidade.

Para campos elétricos externos pequenos, os elétrons se encontram em equilíbrio termodinâmico com a rede, que tem a temperatura T_0 . Sendo $k_B T \ll \Delta E$, os elétrons permanecerão nos níveis de energia A. A medida em que se aumenta a intensidade do campo elétrico, a energia média dos elétrons aumenta e é possível a transição dos elétrons ao segundo mínimo B. Logo, ao aumentar a intensidade do campo, há a variação da mobilidade dos

elétrons e portanto também sua velocidade. Isto influe na densidade de corrente ($J = en \mu \phi$). Logo, a velocidade de movimento do elétron, e , neste caso, também a densidade de corrente crescerá linearmente ao aumentar a intensidade do campo até um certo valor crítico, ϕ_{cr} .

Quando $\phi > \phi_{cr}$ os elétrons ao espalhar-se passam para o mínimo mais alto, B , onde terão uma massa efetiva maior, e portanto a mobilidade decresce bruscamente, e também a densidade de corrente diminui bruscamente.

A interação do elétron com o campo elétrico externo acontece mais rápida, $< 10^{-13}$ s (21).

REFERENCIAS - CAPÍTULO III

- (1) - K.V. Shalimova, Física de los Semiconductores; Ed. MIR - Moscou; Cap. 2; p. 51.
- (2) - Jacques I. Pankove; Optical Processes in Semiconductors; Cap. 2; pa. 29.
- (3) - Jacques I. Pankove; Optical Processes in Semiconductors; Cap. 3; p. 47.
- (4) - K.V. Shalimova, Física de los Semiconductores; ed. MIR - Moscou; Cap. 5; p. 174.
- (5) - E.O. Kane, J. Phys. Chem. Solids; 12, 181 (1959).~
- (6) - T.N. Morgan, Phys. Rev. 148, 890 (1966).
- (7) - L.V. Keldysh, J. Exptl. Theoret. Phys (USSR) 47, 1945 (1964), transl. Sov. Phys, JETP 20, 1307 (1965).
- (8) - R. Williams, Phys. Rev. 117 , 1487 (1960).
- (9) - T. S. Moss, J. Appl. Phys. Supplement 32; 2136, (1961).
- (10) - E.G.S. Paige and H.D, Rees, Phys. Rev. Letters, 161 144 (1966).
- (11) - C.M. Penchina, A. Frova and P. Handler, Bull, A.P.S, Series II, 9, 714 (1964).
- (12) - A. Frova and P. Handler, Phys Rev. 137, A. 1857 (1965).
- (13) - Jacques I. Pankove; Optical Processes in Semiconductors, Cap. 2, p. 29.
- (14) - Jacques I. Pnakove; Optical in Semiconductors, Cap. 3, p. 60.

- (15) - E.I. Zavaritskaya, Soviet Phys. Solid State, 7, 1983
(1966).
- (16) - K.V. Shalimova, Física de los Semiconductores; Ed. MIR -
Moscou; Cap. 1; p. 25.
- (17) - K.V. Shalimova; Física de los Semiconductores; ed. MIR -
Moscou; Cap. 1; p. 26
- (18) - K.V. Shalimova, Física de los Semiconductores; Ed. MIR -
Moscou; Cap. 5; p. 165.
- (19) - K.V. Shalimova; Física de los Semiconductores; Ed. MIR -
Moscou; Cap. 4; p. 143.
- (20) - K. V. Shalimova, Física de los Semiconductores; ed. MIR -
Moscou; Cap. 5; p. 168.
- (21) - N. Holonyak Jr., M.H. Lee; Semiconductors e Semimetals,
14, ed. R.K. Willardson, A.C. Beer, N.Y. (1967), p. 5.

CAPÍTULO IV - LINHA DE TRANSMISSÃO E CONTATO

IV.1 - Linha de Transmissão ⁽¹⁾

Uma linha de transmissão uniforme de baixa perda, terminada em sua impedância característica, Z_0 , pode ser usada como linha de atraso, i.é, nos dá a informação no atraso da transmissão de um sinal.

Se uma voltagem senoidal $V_a = A e^{j\omega t}$ é aplicada no início da linha (figura 18), uma onda viajando move para a direita ao longo da linha. A voltagem como uma função da distância x , na linha é dada por $V_x = A e^{i(\omega t - \beta x)}$, e a voltagem no final da linha é dada por $V_r = A e^{j(\omega t - \beta l)}$: Estes dados vêm da teoria ^(2,3) da linha de transmissão onde é mostrado que $\beta = \omega \sqrt{LC}$, sendo ω , a frequência angular, L , a indutância por metro e C , a capacitância por metro.

Sendo a velocidade em que a onda se propaga $u = \sqrt{LC}$, então $\beta = \omega/u$. Logo:

$$\begin{aligned} V_r &= A e^{j(\omega t - \beta l)} = A e^{j\omega(t - l/u)} \\ &= A e^{j\omega(t - t_d)} \end{aligned} \quad (108)$$

onde $t_d \equiv l/u$, é o tempo de atraso, i.é, o tempo obtido entre a aplicação do pulso na entrada e aparecer na saída.

Dessa equação (108) notamos que a voltagem V_r é a mesma que foi aplicada, com um tempo de atraso t_d .

A solução geral ^(2,3) para a voltagem v e corrente i em uma linha de transmissão ideal (baixa perda) é dada por:

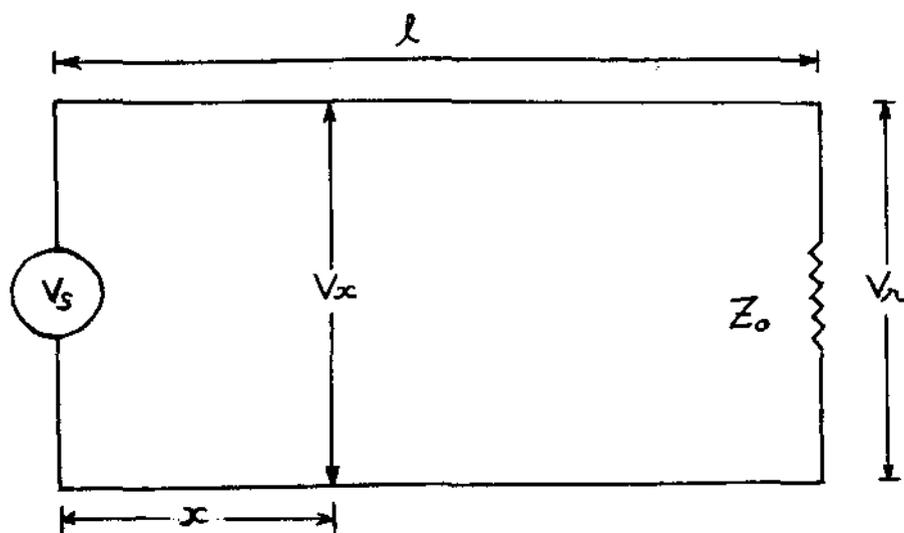


Fig. 18 - Linha de transmissão terminada em sua impedância característica.



Fig. 19 - Conversão de sinal para voltagem e corrente em uma linha de transmissão.

$$v = f_1 \left(t - \frac{x}{u} \right) + f_2 \left(t + \frac{x}{u} \right) \quad (109)$$

$$i = \frac{1}{R_0} \left[f_1 \left(t - \frac{x}{u} \right) - f_2 \left(t + \frac{x}{u} \right) \right] \quad (110)$$

As direções assumidas positivas de v e i estão indicadas na figura (19).

A impedância da linha é R_0 e u é a velocidade de propagação. A função f_1 é uma função arbitrária de argumento $(t - x/u)$ e representa uma onda viajando para a direita (na direção positiva de x) com velocidade u . Similarmente, f_2 representa uma onda viajando para a esquerda. Para uma onda viajando para a direita, $v/i = R_0$, e para a esquerda, $v/i = -R_0$. Esta diferença em sinal resulta do fato que ambos os casos são assumidas direções de corrente positiva como mostra a figura 19. A solução geral para propagação da onda em uma linha de transmissão consiste em combinar uma onda viajando para a direita com uma onda viajando para a esquerda em tal caminho que as condições de contorno no início e fim são satisfeitas (em cada extremidade da linha a razão v/i deve igualar a resistência característica). Vamos agora usar este princípio em vários casos importantes.

IV. 1.1 - Linha Infinita ⁽⁴⁾

Uma voltagem de degrau unitário $U(t)$ é aplicada numa extremidade de linha de transmissão, que é arbitrariamente longa, tanto que as condições de recebimento nunca precisam

ser consideradas. Então, as condições de contorno são abviamente satisfeitas por:

$$v = U \left(t - \frac{x}{u} \right) \quad (111)$$

$$i = \frac{1}{R_0} U \left(t - \frac{x}{u} \right) \quad (112)$$

Para melhor entendimento do degrau unitário é que $U(t - x/u)$ é zero quando o argumento é negativo. As distribuições da voltagem ao longo da linha em dois sucessivos tempos são mostrados na figura (20).

IV.1.2 - Linha Finita Terminda em sua Impedância Característica ⁽⁴⁾

Uma condição de contorno adicional deve agora ser satisfeita no término da linha, onde v/i deve ser igual a R_0 . Mas, a solução dada pelas equações (111) e (112) já satisfaz esta condição adicional, pois a voltagem e corrente na linha permanecem como antes. Assim, a linha terminada em sua impedância característica se comporta como uma linha infinitamente longa (Figura 18).

IV.1.3 - Linha Finita Terminda em $R \neq R_0$ ⁽⁴⁾

Neste caso, a condição de contorno no término da linha não é mais satisfeita pelas equações (111) e (112). Agora, é necessário que no término da linha, a razão v/i seja igual a R em vez de R_0 . Então, nós devemos agora, achar uma

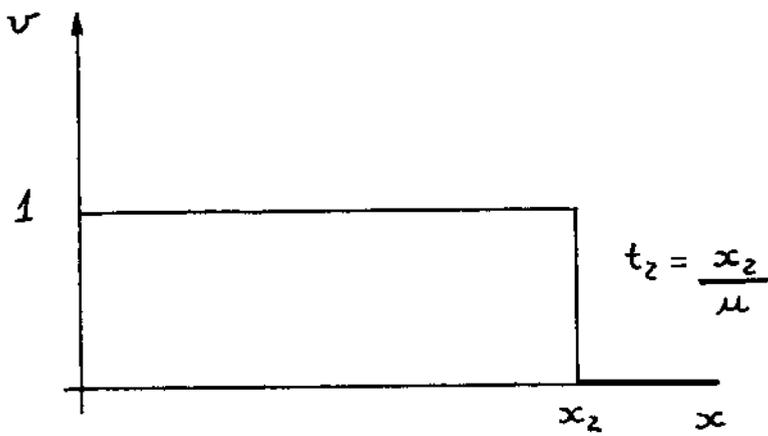
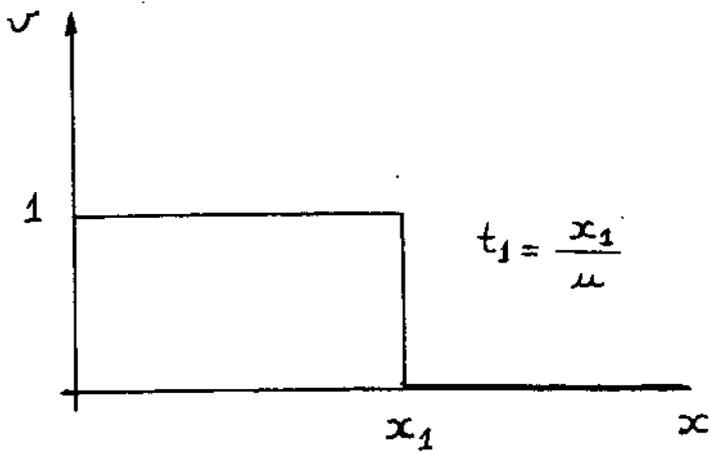


Fig. 20 - Distribuição da voltagem ao longo de uma linha infinita em dois instantes t_1 e t_2 , com $t_2 > t_1$.

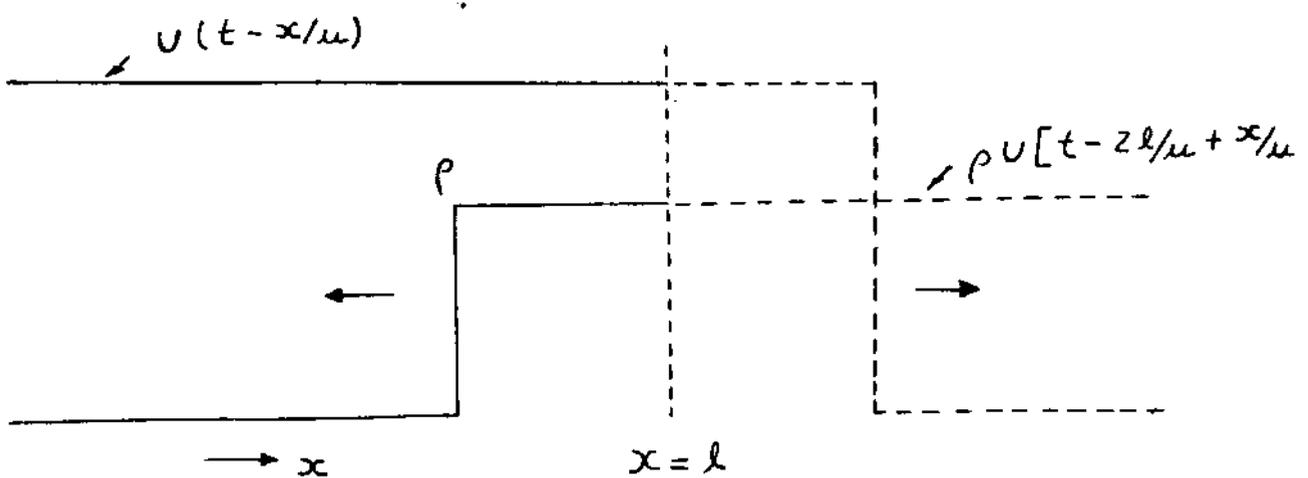


Fig. 21 - Ondas incidente e refletida quando $R > R_0$ para $t > l/\mu$.

combinação de ondas viajando para a direita e para a esquerda que satisfará a condição de contorno. As circunstâncias em que no final da linha ($x = \ell$) existe $R > R_0$ está mostrado no tempo $t > \ell/u$ na figura (21).

A onda incidente de voltagem $V(t - x/u)$ progride além da descontinuidade. A segunda, i , é, a onda refletida, é representada por $\rho(t - 2\ell/u + x/u)$ e viaja da direita para a esquerda e cuja descontinuidade é em $x = \ell$ e $t = \ell/u$. A constante ρ é chamada de fator de reflexão. Em $t > \ell/u$, a voltagem líquida é $(1 + \rho)$. A corrente associada com a onda original é $1/R_0$ seguindo para a direita. A corrente associada com a onda refletida é ρ/R_0 seguindo para a esquerda. A corrente líquida é portanto $(1 - \rho)/R_0$ seguindo para a direita. Sendo a linha terminada em R , então é preciso que:

$$\frac{1 + \rho}{(1 - \rho)/R_0} = R \quad (113)$$

ou

$$\rho = \frac{R/R_0 - 1}{R/R_0 + 1} \quad (114)$$

Este resultado para ρ , que mede a razão das amplitudes das duas ondas de voltagem, é consistente com nossas expectativas em que $\rho = 0$ se $R = R_0$. Também notamos que ρ é positivo se $R > R_0$; já, se tivermos $R < R_0$, a voltagem refletida é invertida e ρ é negativo.

Resumindo:

$$\begin{array}{ll} -1 < \rho < +1 & \text{para qualquer } R \\ \rho = +1 & \text{se } R = \infty \end{array}$$

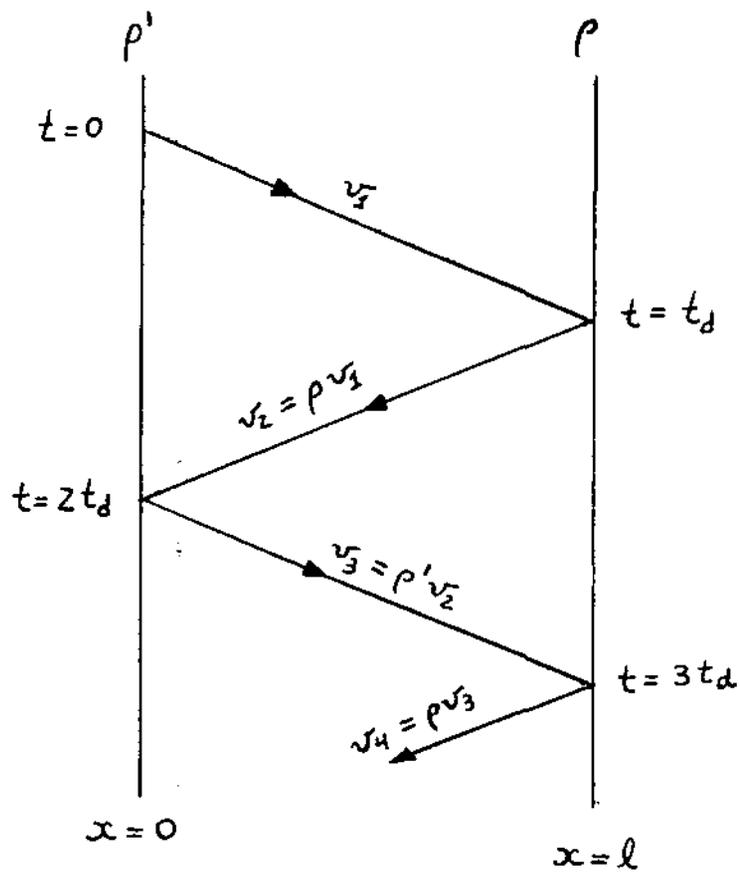


Fig. 22 - Esquema das reflexões das voltagens viajando entre $x=0$ e $x=l$ com respectivos coeficientes de reflexão ρ' e ρ .

$\rho = -1$	se $R = 0$ (curto circuito)
$\rho > 0$	se $R > R_0$
$\rho < 0$	se $R < R_0$
$\rho = 0$	se $R = R_0$
ρ	

IV.1.4 - Reflexões Múltiplas ⁽⁵⁾

Sendo $v_1(t)$ a onda de voltagem que incide na linha em $t = 0$. Em $t = t_d$ esta onda incidente alcança o fim da linha em $x = l$ e uma onda refletida $v_2 = \rho v_1$ (e uma corrente refletida $-\rho v_1/R_0$) volta (em sentido oposto) ao longo da linha. Em $t = 2 t_d$ esta primeira reflexão chega ao começo da linha em $x = 0$. A condição para não haver reflexão é que a razão entre voltagens e corrente no final da linha seja R_0 . Se a impedância do gerador não é a mesma que a característica da linha, então esta condição de contorno não é satisfeita. Nós devemos então postular, que para qualquer outra terminação, a existência de uma terceira onda de voltagem $v_3 = \rho' v_2$ que vai para a direita, de $x = 0$ em $t = 2 t_d$. O fator de reflexão ρ' é dado pela equação (114) onde R é a impedância do gerador. Esta terceira onda é a reflexão da segunda, e produzirá uma quarta, reflexão v_4 , e assim indefinitivamente. Esta sequência de eventos é convenientemente representada pela figura (22).

A voltagem resultante é a soma algébrica de todas as componentes individuais de reflexão.

IV.1.5 - Descarga de uma Linha Carregada ⁽⁶⁾

A figura 23 indica uma ^{linha} carregada em uma voltagem

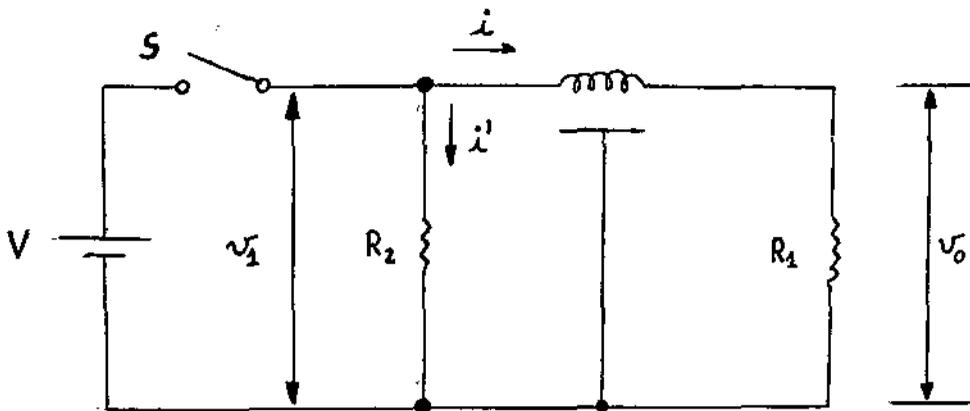


Fig. 23 - Com a chave S fechada a linha é carregada em uma voltagem V . Então S é aberta em $t = 0$.

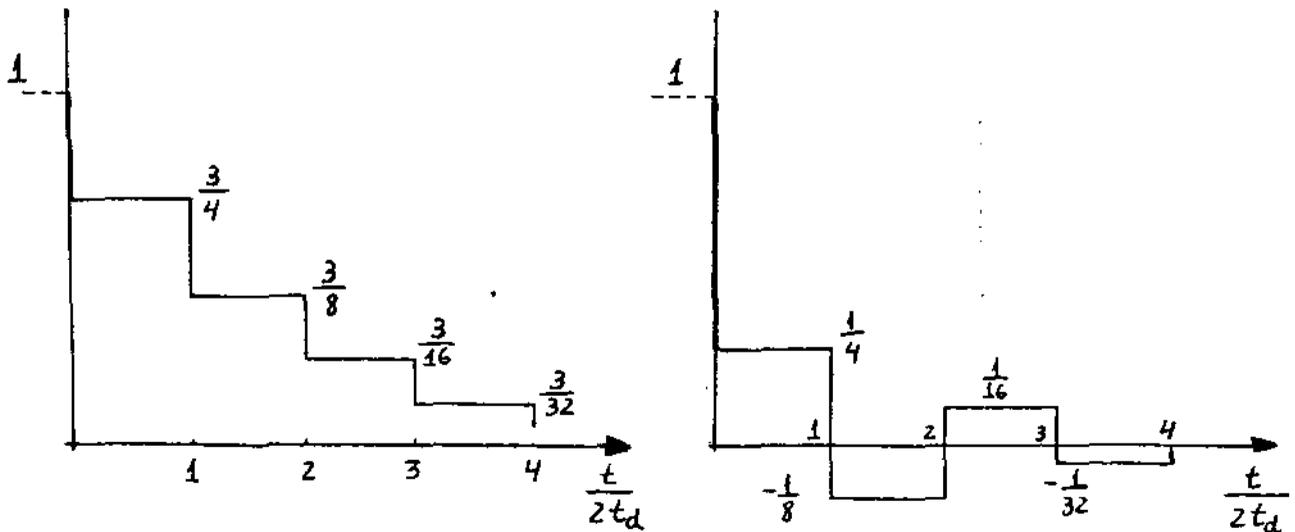


Fig. 24 - A voltagem através de R_2 na Fig. 23.
 (a) $R_2 = 3R_0$; (b) $R_2 = \frac{1}{3} R_0$

V com a chave S fechada. Se S é aberta em $t = 0$, para sabermos a forma de onda de voltagem (ou corrente) no início ou fim da linha nós devemos achar a voltagem inicial viajando na linha, assim podemos fazer uma espaço das reflexões, como antes.

Em $t = 0^-$, a voltagem na linha V e a corrente é $i(0^-) = V/R_1$. Em $t = 0^+$, a voltagem na entrada da linha será $V_1 = V'$, que pode ser determinada. A corrente em R_2 , em $t = 0^+$, é $i' = V'/R_2$, e da figura 23 esta deve ser igual ao negativo da corrente na entrada da linha, i , é, $i(0^+) = -i' = V'/R_2$.

O primeiro degrau de voltagem V_1 que deve viajar na linha deve ser $V_1 = V' - V$. A corrente de entrada, $i(0^+) - i(0^-) = - (V'/R_2) - (V/R_1)$.

A razão da voltagem e corrente da onda viajando deve ser igual a impedância característica R_0 ,

$$V' - V = R_0 \left(-\frac{V'}{R_2} - \frac{V}{R_1} \right) \quad (115)$$

Se esta equação for resolvida para V' , então $V_1 = V' - V$, nós achamos:

$$\frac{V_1}{V} = - \frac{R_2/R_1 + 1}{R_2/R_0 + 1} \quad (116)$$

Note que, independentemente de R_2 , se $R_1 = R_0$, então $V_1 = -V$ e $V' = V_1 + V = 0$. Este resultado é consistente com o fato que não pode haver reflexão se a linha é terminada em sua impedância característica. Desde que a voltagem líquida em qualquer distância ao longo da linha é a

soma da voltagem inicial V mais todas as ondas viajando que tenham alcançado o mesmo ponto, então, para $0 < t < t_d$, $V + V_1 = 0$ ou $V_1 = -V$. Em $t = t_d$ a onda chega no fim da linha, a linha é completamente descarregada, e não existe onda refletida. Entretanto, se $R_1 = R_0$, existirá uma reflexão em $t = t_d$.

Se nem R_1 e nem R_2 na figura 23 for igual a R_0 , haverá múltiplas reflexões. As voltagens através de R_2 , em dois casos especiais, $R_2 = 3 R_0$ ($\rho = + 1/2$) e $R_2 = 1/3 R_0$ ($\rho = - 1/2$), estão indicadas na figura 24 para $R_1 = \infty$.

IV.1.6 - Reflexões de Terminações Reativas ⁽⁷⁾

Se a linha termina em uma impedância Z consistindo de alguma combinação de elementos reativo e resistivo, então o coeficiente de reflexão é dado por:

$$\rho(s) = \frac{Z(s)/R_0 - 1}{Z(s)/R_0 + 1} \quad (117)$$

onde $Z(s)$ é a impedância no término da linha com a reatância de cada indutor L representada por L_s e de cada capacitor por $1/CS$. Se $v_1(s)$ é a transformada de Laplace da primeira onda viajando na linha, então a onda refletida do término e início em $t = t_d$ é a inversa da transformada de Laplace de $\rho(s) v_1(s)$.

Se o término da linha, na figura 25, consistir de um indutor em série com um resistor R , a forma de onda de entrada e saída está indicada na figura 26.

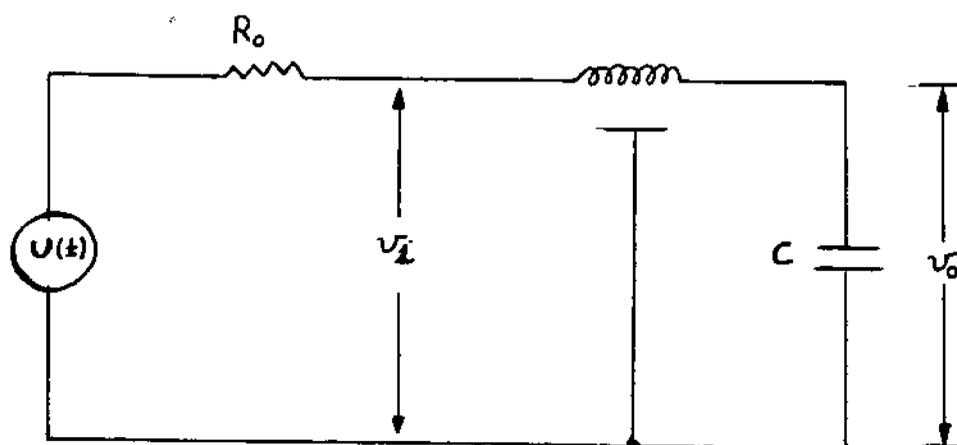


Fig. 25 - Linha terminada em um capacitor.

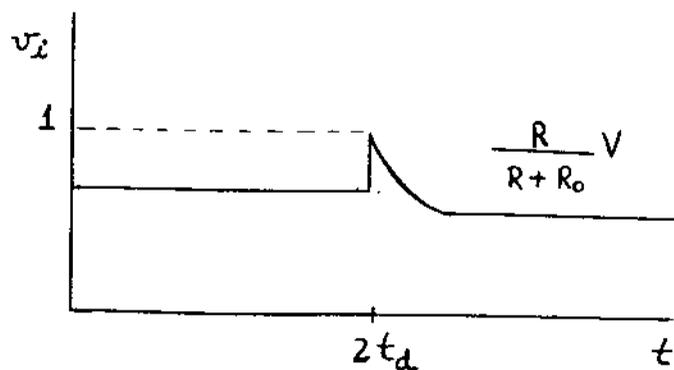
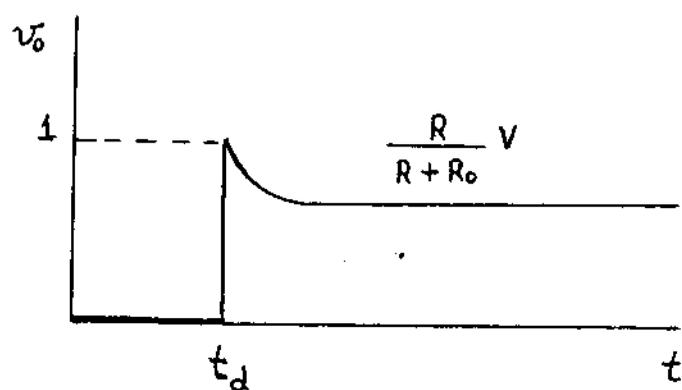


Fig. 26 - As formas de ondas da linha da Fig. 25, terminada em s\u00e9rie com um indutor L e resistor R . A constante de tempo da exponencial \u00e9 $L/(R + R_0)$.

IV.2 - Contato Metal - Semicondutor (8,9,10)

Vamos agora abordar rapidamente a questão do contato entre metal e semicondutor. A figura (27) representa o diagrama energético de um metal e de um semicondutor tipo n, antes de serem colocados em contato, onde ϕ_M e ϕ_S são as funções trabalho do metal e semicondutor respectivamente. E_{F_M} e E_{F_S} , são respectivas energias de Fermi para metal e semicondutor. E_C , a energia no fundo da banda de condução e E_V , a do topo de banda de valência.

Quando duas substâncias são trazidas em contato, uma redistribuição de carga ocorre; finalmente, uma nova condição de equilíbrio é alcançada em que os níveis de Fermi de duas substâncias ficam na mesma altura. Isto ocorre pois os elétrons fluem do material em que o nível de Fermi é mais e levado para o que apresenta este nível mais baixo. Logo, se $E_{F_S} > E_{F_M}$ ocorre o fluxo de elétrons do semicondutor para o metal; caso $E_{F_M} > E_{F_S}$, a direção do fluxo inverte.

Por causa da redistribuição de carga, uma camada de dipolo será formada no contato, uma diferença de potencial é mantida, provocando uma encurvação das bandas de energia (figura 28).

Se a encurvação das bandas se produz num semicondutor intrínseco, a condutividade da camada de contato aumenta. Já, a situação é diferente no caso de semicondutores extrínsecos.

Quando é posto em contato um metal com um semicondutor extrínseco, pode ocorrer duas situações, a em que existe uma variação de portadores majoritários e a que

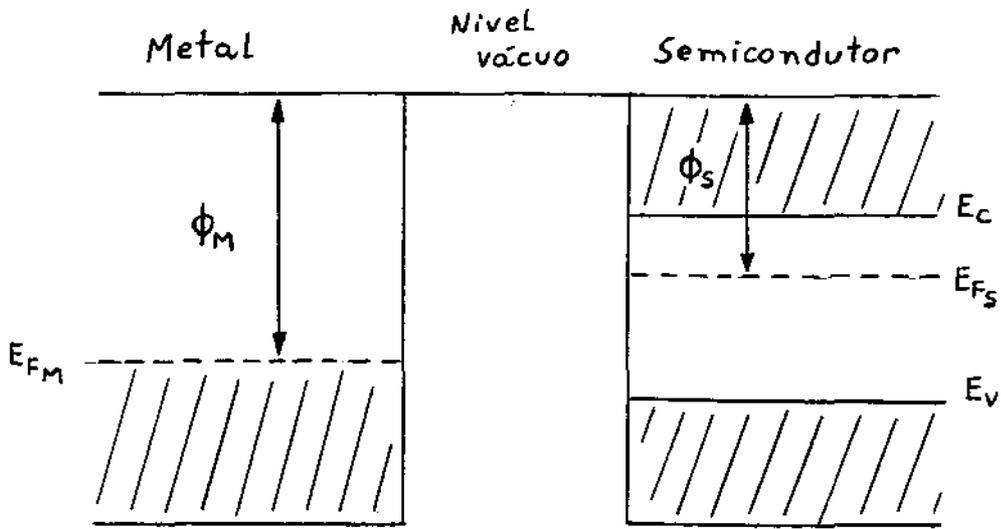


Fig. 27 - Diagrama do nível de energia de um metal e de um semicondutor tipo n com $\phi_M > \phi_S$.

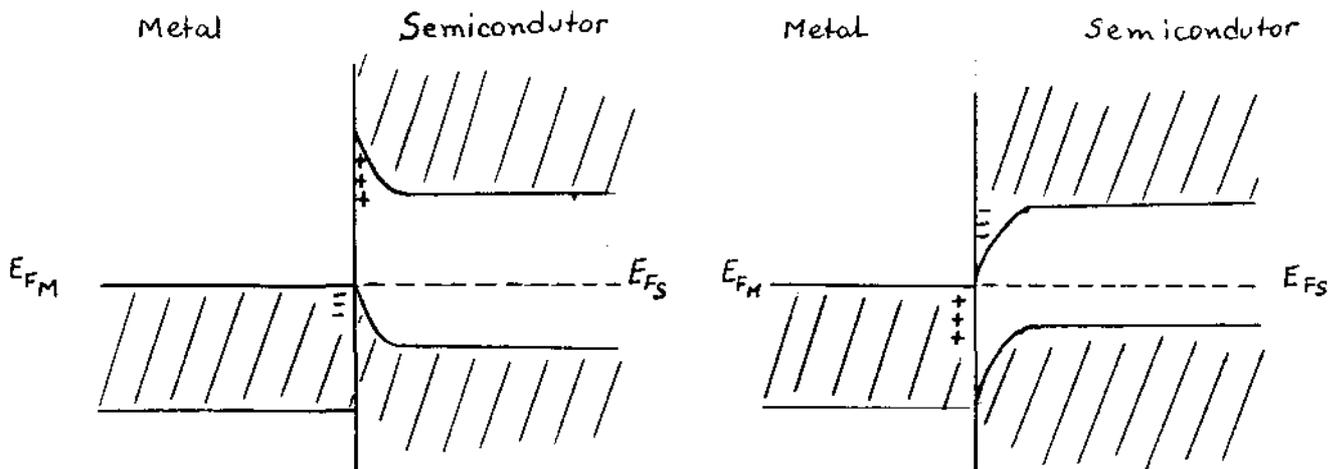


Fig. 28 - Contato metal-semicondutor quando $\phi_M > \phi_S$ (a) e $\phi_M < \phi_S$ (b).

causa a alteração dos portadores minoritários do semiconductor.

Ocorrendo a variação de portadores majoritários a condutividade aumenta; já, quando ocorre a alteração de portadores minoritários, a condutividade diminui.

O contato é dito Ohmico quando não há variação de portadores minoritários. Isso ocorre quando, para:

$$\text{Semiconductor tipo n : } E_{F_M} > E_{F_S} \rightarrow \phi_M < \phi_S$$

$$\text{Semiconductor tipo p : } E_{F_M} < E_{F_S} \rightarrow \phi_M > \phi_S$$

REFERÊNCIAS - CAPÍTULO IV

- (1) - Millman and Taub; Pulse, Digital and Switching Waveforms; Cap. 3, p. 83, 90.
- (2) - Johnson, W. C. ; "Transmission Lines and Networks", Cap. 1, McGraw-Hill Book Company, N.Y., 1950.
- (3) - Lewis, I. A. D., and F. H. Wells: "Millimicrosecond Pulse Techniques", 2 ed., Pergamon Press, N.Y., 1959.
- (4) - Millman and Taub; Pulse, Digital and Switching Waveforms, Cap. 3, p. 91, 92.
- (5) - Millman and Taub; Pulse, Digital and Switching Waveforms Cap. 3, p. 97.
- (6) - Millman and Taub; Pulse, Digital and Switching Waveforms Cap. 3, p. 101.
- (7) - Millman and Taub; Pulse, Digital and Switching Waveforms, cap. 3, p. 104.
- (8) - P. Kirêev; La Physique des Semiconducteurs; ed. Mir - Moscou; Cap. 7, § 71; p.543.
- (9) - Aldert Van der Zeil, Solid State Physical Electronics; 2a. ed; Cap. 5; p. 98.
- (10) - Albert Rose; Concepts in Photoconductivity and Allied Problems; Cap. 8, p. 129-149, (1978).

CAPÍTULO V - FOTOCONDUTIVIDADE DE PICOSEGUNDOS

Fundamentalmente a fotocondutividade sob a ação de pulso laser de picosegundos não é diferente da existente em excitação de outra fonte luminosa.

Um importante aspecto da fotocondutividade em regime de picosegundos é que é trabalhada num domínio de tempo, que é menor que o tempo de vida dos portadores foto-excitados num semiconductor. Devido ao fato que a largura temporal do pulso laser excitante é menor de que o tempo de vida médio dos portadores, é óbvio que o estado estacionário não é alcançado (Figura 29) como quando o semiconductor era iluminado por um pulso longo (Figura 9).

Uma das maiores aplicações de fotocondutividade em regime de picosegundos tem sido em chaveamento óptico-eletrônico ultra-rápido, que pode ser obtido com precisão de picosegundo. Usando uma chave condutora, foi mostrado por Auston⁽¹⁾ que o chaveamento numa microlinha de transmissão em silício podia ser realizado por pulsos ópticos de picosegundos. Este trabalho foi então extendido por Johnson e Auston⁽²⁾ para chavear sinal de microonda usando a propriedade de condutividade do plasma criado no semiconductor pela ação de pulso de picosegundos.

A chave de Auston⁽¹⁾ foi feita com um pequeno cristal de silício de alta resistividade ($10^4 \Omega\text{cm}$), tendo sobre este uma linha de transmissão, tendo esta uma interrupção (Figura 30). Dois pulsos ópticos, um de $0,53 \mu\text{m}$ e outro de $1,06 \mu\text{m}$, foram separados num "beamsplitter", atrasados, e incididos so-

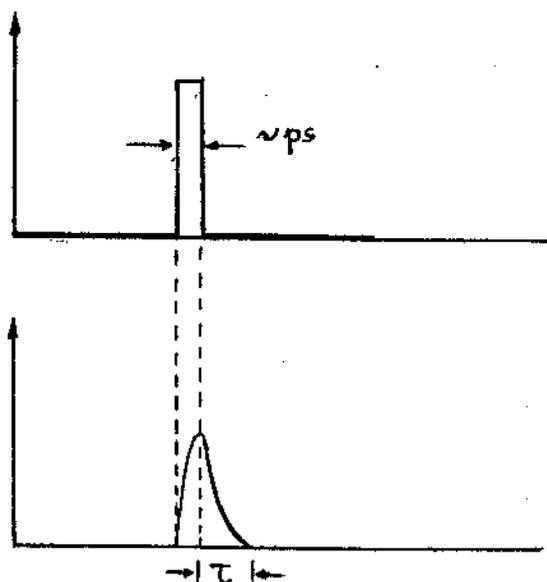


Fig.29 - Curva de relaxação da fotocondutividade de (b), quando o semiconductor é iluminado por um pulso laser de pico-segundo (a).

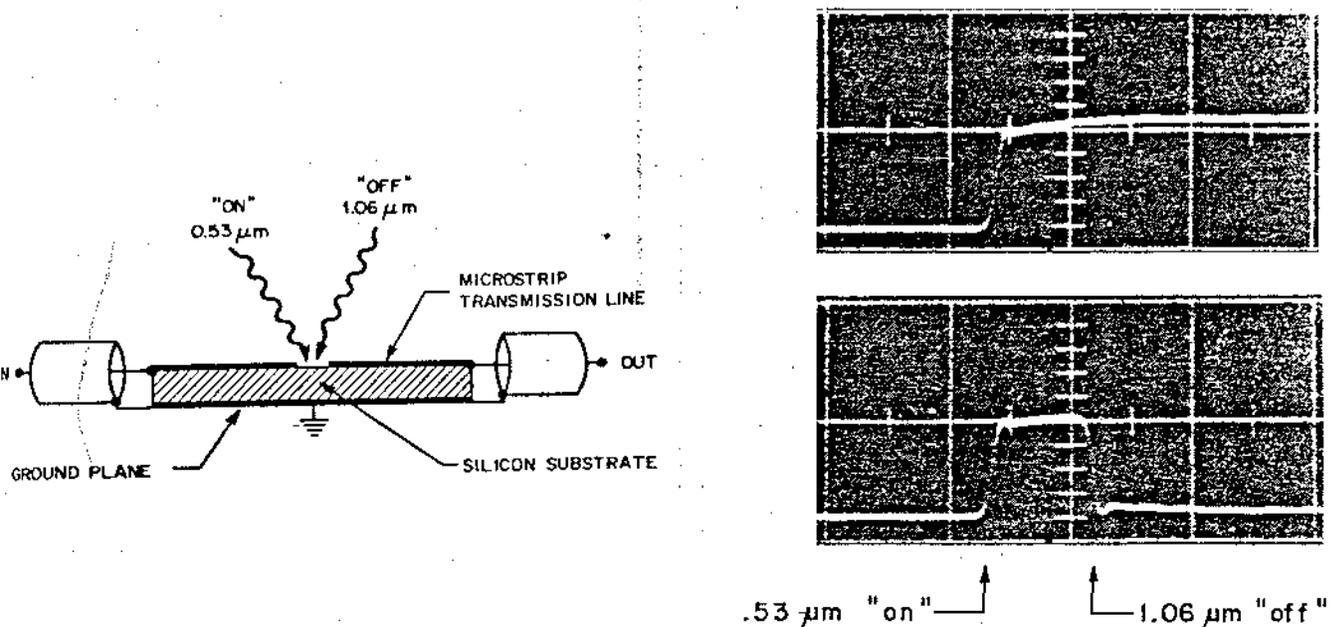


Fig.30 - Um efeito opto-eletrônico da fotocondutividade superficial e volumétrica devido a pulsos ópticos de 0,53 e 1,06 μm . Escalas horizontais nas fotografias são de 3nseg/div⁽¹⁾.

bre a interrupção da linha de transmissão, onde tem silício. A absorção do pulso de $0,53 \mu\text{m}$ produz uma fina camada de alta condutividade próxima a superfície do cristal. Sendo este o responsável por tornar a chave ligada, permitindo a transmissão do sinal (primeira fotografia, Figura 30). Para tornar a chave desligada, o segundo pulso de $1,06 \mu\text{m}$, que foi atrasado é absorvido; neste caso, a absorção é profunda produzindo alta condutividade na região bem abaixo da superfície do cristal. Assim a condutividade do volume gerada pelo segundo pulso, anula o efeito da condutividade na camada da superfície produzida pelo primeiro pulso (segunda fotografia, Figura 30).

O uso de silício cristalino como material para chave de semiconductor tem a desvantagem de que o tempo de recombinação dos portadores no silício é grande, sendo da ordem de dezenas de microsegundos, assim, a razão de repetição do dispositivo é limitada.

Foi mostrado por Lee⁽³⁾, que alta taxa de repetição, da ordem de 1 GHz pode ser obtida usando GaAs dopado com Cr^{++} , que tem tempo de vida dos portadores livres da ordem de 100 ps ou menos⁽⁴⁾. Em contraste com o silício, este dispositivo "desliga" automaticamente devido ao baixo tempo de vida dos portadores. A chave feita por Lee⁽³⁾ está mostrada na Figura 31; ela foi ativada por um pulso laser de $0,53 \mu\text{m}$. Outro material usado para este tipo de dispositivo é o $\text{CdS}_{0,5}\text{Se}_{0,5}$ ^(5,6).

Chaves com InP também tem sido feitas^(7,8). Uma nova técnica⁽⁹⁾ que tem sido usada para aumentar a velocidade de resposta das chaves feitas com InP é o bombardeamento de

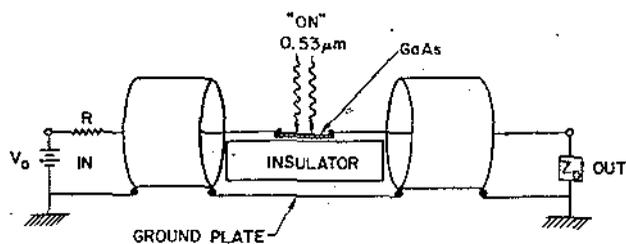


Fig. 31- Estrutura do dispositivo feito por Lee⁽³⁾ usando GaAs como semiconductor. A chave é "ligada" com um pulso óptico de 0,53 μm e "desligada" automaticamente com a recombinação dos portadores.

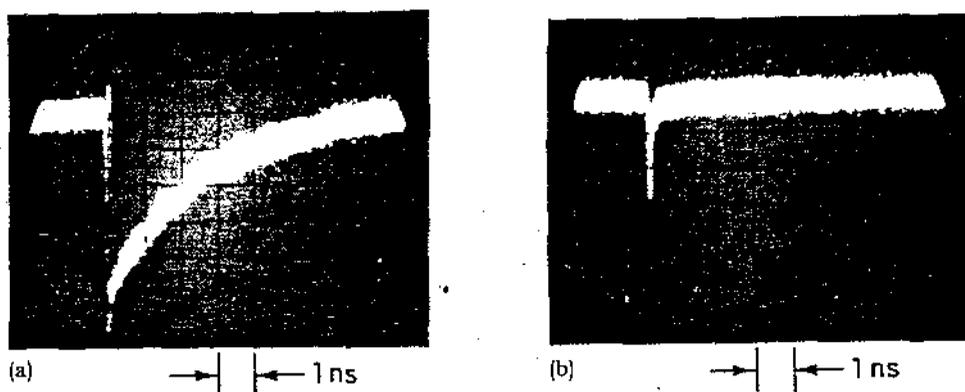


Fig. 32 - Dispositivo de InP não bombardeado (a) e bombardeado com uma dose de prótons $10^{13}/\text{cm}^2$ de 200 keV (b)⁽⁹⁾.

protons (Figura 32).

V.1 - Fotocorrente⁽¹⁰⁾

Nós começaremos com uma pequena discussão da máxima produção de sensibilidade e velocidade de resposta que pode ser alcançado com fotocondutores.

Considerando um semiconductor de seção de área unitária, exposto em um volume uniforme de excitação que gera elétrons livres numa razão total de g_0 por segundo.

O número total de elétrons livres fotogerados, no estado estacionário, será dado por:

$$\Delta n = g_0 \tau \quad (118)$$

onde τ é o tempo de elétron livre. τ conta somente o tempo gasto por um elétron na banda de condução. Se o elétron é "trapped" e termamente re-emitido para a banda de condução, o tempo gasto no "traps" não é incluído em τ .

A fotocorrente será:

$$j = \frac{\Delta n e}{T_r} \quad (119)$$

onde T_r é o tempo de trânsito de um elétron livre do cátodo para o ânodo. O catodo e o anodo estão assumidos em fazer um contato Ohmico.

Substituindo (118) em (119), temos:

$$I = \frac{e g_0 \tau}{T_n} \Rightarrow I = e g_0 \beta \quad (120)$$

onde

$$\beta = \frac{\tau}{T_n} \quad (121)$$

β é o ganho de fotocondutividade. É igual ao número de elétrons passando através do fotocondutor por excitação ou fóton absorvido. Foi assumido que cada fóton absorvido gera um portador livre. Isto é equivalente dizer que a eficiência quântica é de 100% referida a fótons absorvidos e é geralmente válida para materiais em que a mobilidade é maior que $10 \text{ cm}^2/\text{V seg.}^{(10)}$.

β pode ser maior ou menor que a unidade e pode variar continuamente através do valor da unidade sem qualquer mudança na física do processo. Uma variação contínua da voltagem aplicada no fotocondutor ou uma variação contínua do espaçamento do eletrodo pode afetar essa variação de ganho.

O tempo de trânsito, T_r , é dado por:

$$T_r = \frac{L}{v_a} = \frac{L}{E \mu_n} = \frac{L^2}{V_0 \mu_n} \quad (122)$$

onde v_a é a velocidade de arrastamento, E o campo elétrico, μ_n a mobilidade de elétrons livres, L o espaçamento dos eletrodos, e V_0 a voltagem aplicada,

Substituindo (122) em (120):

$$j = e \frac{g_0 \mu_n \tau}{L^2} V_0 \quad (123)$$

Da equação (123) nós concluímos que a fotocorrente aumenta linearmente com a voltagem aplicada, assumindo que nem o tempo de vida nem a mobilidade são dependentes da voltagem. Nós concluímos também que, a menos que outros processos físicos intervenham, o ganho fotocondutivo pode ser feito indefinidamente grande pelo aumento da voltagem ou pela diminuição do espaçamento dos eletrodos. Neste ponto nós podemos fazer a proposição de que quando a voltagem alcança um valor dado aproximadamente por:

$$V_0 C = \Delta n e \quad (124)$$

um novo fenômeno físico intervem, uma carga espacial de eletrons igual em número aos elétrons fotoexcitados é forçada para o fotocondutor por um campo aplicado. C é a capacitância dos eletrodos de placas paralelas por unidade de seção de área. Voltagens mais altas aumentam estas cargas espaciais proporcionalmente. E acima dessa voltagem o tempo de trânsito torna-se igual ao tempo de relaxação dielétrica do fotocondutor e ambos diminuem com a aumento da voltagem.

Substituindo $C = \epsilon A/L$, onde ϵ é a permissividade, e A a área dos eletrodos, em (124), isolando L e substituindo em (122), chegamos a:

$$T_r = \frac{\epsilon}{\sigma} = T_{rel} \quad (125)$$

onde σ é a condutividade elétrica.

T_{rel} é o tempo de relaxação dielétrica e ϵ é a constante dielétrica.

Através de (125), podemos escrever (120) para altas voltagens suficientes para enjetar correntes de cargas espaciais:

$$j = e g_0 \frac{\tau}{T_{rel}} \quad (126)$$

V.2 - Chaves Elétricas a Semicondutor

Estas chaves consistem basicamente de um cristal semicondutor de alta resistividade que é conectado eletricamente por uma linha de transmissão (Figura 33). Inicialmente, o semicondutor tem uma impedância muito alta, impedindo a transmissão da voltagem e a chave elétrica está aberta. Entretanto, quando o semicondutor é iluminado (Figura 33a), por um intenso pulso ultra curto de laser, com energia $h\nu > E_g$ (E_g = energia do "gap" do semicondutor), a impedância é significativamente reduzida, devido a criação de pares elétron-buraco, que podem se mover através do cristal. Na presença de um campo elétrico externo, esses portadores fotoinduzidos são responsáveis pelo fluxo de corrente. O tempo para os elétrons absorverem a energia e tornarem-se livres, i. é, o tempo de subida, é muito pequeno ($\sim 10^{-14}$ s). A fotocondutividade é um efeito ultra-rápido, podendo alterar significativamente a condutância do semicondutor. Desde que a continuidade da linha seja estabelecida, a voltagem é transmitida para a carga.

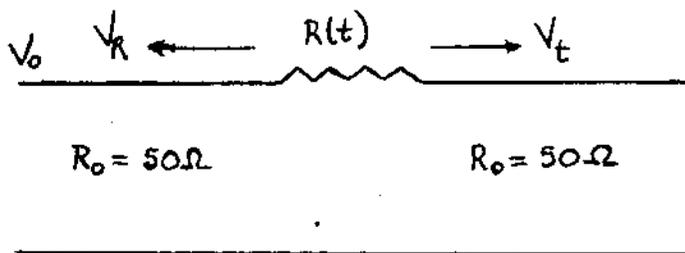
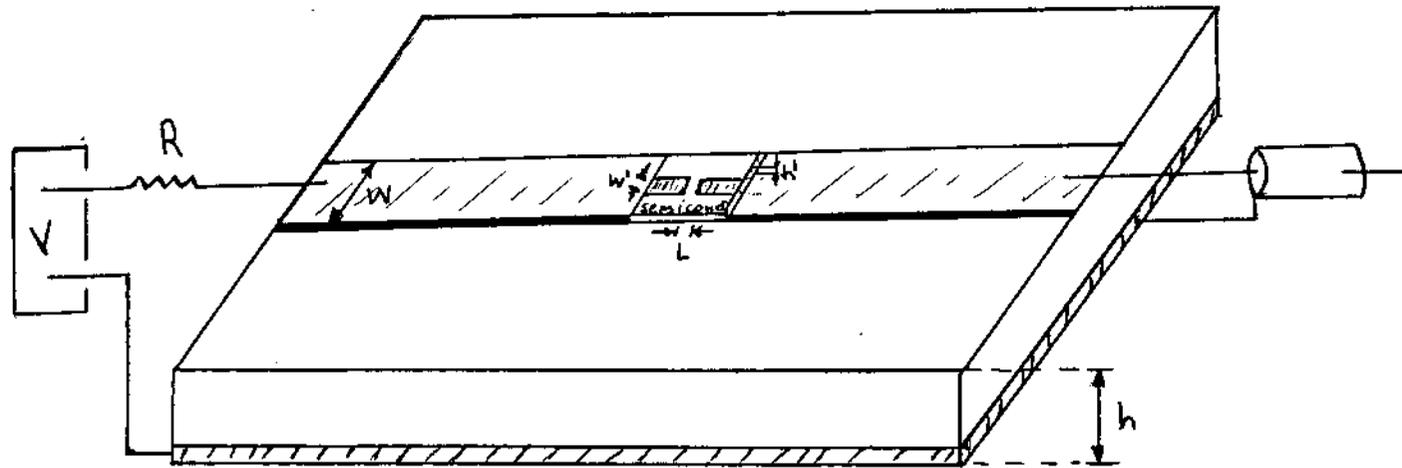


FIG. 33 - Chave elétrica a semiconductor (a) e circuito equivalente (b).

Funcionamento:

A condutividade no semiconductor é dada por:

$$\sigma_0 = e (\mu_n n_0 + \mu_p p_0) \quad (127)$$

onde n_0 , p_0 são densidades de elétrons e buracos, μ_n e μ_p as mobilidades de elétrons e buracos, respectivamente, e e é a carga do elétron.

Quando um pulso de luz de energia E , ilumina a interrupção entre as linhas de transmissão, parte da energia é absorvida pelo cristal e parte é refletida.

Neste caso, a incidência é normal, logo o coeficiente de transmissão do ar para semiconductor é dado pela relação de Fresnel:

$$T = \frac{4n_r}{(1+n_r)^2} \quad (128)$$

onde n_r é o índice de refração do semiconductor.

Esta energia absorvida é a que causa a variação de concentração dos portadores. O efeito fotoelétrico interno é caracterizado pelo valor da condutividade produzida pela luz absorvida (equação 41):

$$\sigma_f = e [\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p] \quad (129)$$

onde Δn e Δp são as concentrações de elétrons e buracos, respectivamente, criadas pela luz incidente.

Tendo o pulso de luz, energia maior que a energia do "gap" do semiconductor, podemos considerar esta absorção intrínseca. Sendo assim, temos $\Delta n = \Delta p$. Logo;

$$\sigma_f = e[\mu_n + \mu_p] \Delta n \quad (130)$$

A concentração Δn depende da intensidade da iluminação no semiconductor. O número total de fótons que atua no cristal é dado por:

$$I_0 = \frac{4n_n}{(1+n_n)^2} \frac{\epsilon}{h\nu} \quad (131)$$

onde, ϵ é a energia do pulso e $h\nu$, a energia do fóton, logo $\epsilon/h\nu$ é o número de fótons incidente.

Assim a concentração Δn , dada por:

$$\Delta n = \frac{I_0}{\nu} \quad (132)$$

onde ν é o volume iluminado. Logo

$$\Delta n = \frac{4n_n}{(1+n_n)^2} \frac{\epsilon}{h\nu} \frac{1}{w'Lh'} \quad (133)$$

sendo $w'Lh' = \nu$. (Figura 33a)

Das equações (130) e (133) temos a condutividade igual a:

$$\sigma_f = e[\mu_n + \mu_p] \frac{4n_n}{(1+n_n)^2} \frac{\epsilon}{h\nu} \frac{1}{w'Lh'} \quad (134)$$

Podemos agora calcular a resistência do semicondutor na interrupção da linha de transmissão, quando este é iluminado. Sabemos que:

$$R = \rho \frac{L}{A} = \frac{1}{\sigma_f} \frac{L}{w'h} \quad (135)$$

onde ρ é a resistividade do semicondutor igual a σ_f^{-1} , L a distância entre as linhas e $A = w'h$, a área transversal por onde passa o fluxo de corrente. Logo:

$$R = \frac{1}{e[\mu_n + \mu_p]} \frac{(1+n_i)^2}{4n_i} \frac{h\nu}{E} w'h \frac{L}{w'h}$$

$$R = \frac{1}{e[\mu_n + \mu_p]} \frac{(1+n_i)^2}{4n_i} \frac{h\nu}{E} L^2 \quad (136)$$

Para a eficiência da chave, a impedância do semicondutor deve se tornar da ordem de impedância característica da linha de transmissão, que é de 50Ω . Isto define uma quantidade mínima de energia óptica necessária para ativar a chave.

Comparando a equação (136) com a equação (123) onde a fotocorrente (I) é dada por:

$$I = e \frac{\mu_n q_0 \tau}{L^2} V_0 \quad (137)$$

onde $q_0 \tau$ é o número de portadores fotogerados (Δn) em volume unitário (equação 118), temos que:

$$j = e(\mu_n + \mu_p) \frac{4n_a}{(1+n_a)^2} \frac{\epsilon}{h\nu} \frac{1}{L^2} V_0 \quad (138)$$

concluindo assim que quanto maior a voltagem aplicada temos maior fotocorrente. Outro fator que também influi no aumento de j é o valor da energia óptica e também o número de fótons incidentes por unidade de tempo e volume no semicondutor. A diminuição do espaçamento da interrupção da linha de transmissão (eletrodos) também pode causar um aumento na fotocorrente. Lembrando que o ganho é dado pela equação (118):

$$\beta = \frac{\tau}{T_r} \quad (139)$$

onde T_r é o tempo de trânsito de um elétron livre do anodo para o catodo, dado por (equação 122):

$$T_r = \frac{L^2}{V_0 \mu_n} \quad (140)$$

Logo:

$$j = e \frac{4n_a}{(1+n_a)^2} \frac{\epsilon}{h\nu} \frac{1}{T_r} \quad (141)$$

$$j = e \frac{4n_a}{(1+n_a)^2} \frac{\epsilon}{h\nu} \frac{\beta}{\tau} \quad (142)$$

A Figura 33b mostra um circuito equivalente⁽¹¹⁾ ao dispositivo, onde $R(t)$ é a resistência na interrupção

da linha de transmissão, que é alterada com o pulso de luz. $R(t)$ é inversamente proporcional a concentração de portadores $\Delta n(t)$.

Interrompendo a iluminação, a condutividade causada pela absorção da luz desaparece depois de um certo tempo por causa da recombinação de elétrons e buracos. Essa variação na quantidade de portadores $\Delta n(t)$ é dada pela equação (29):

$$\Delta n(t) = \Delta n(0) e^{-t/\tau} \quad (143)$$

onde τ é o tempo de vida dos portadores e $\Delta n(0)$ a quantidade de portadores criados através da iluminação, dado pela equação (133). Logo:

$$\Delta n(t) = \frac{4n_n}{(1+n_n)^2} \frac{\epsilon}{h\nu} \frac{1}{w'lh} e^{-t/\tau} \quad (144)$$

Sendo assim, variação da condutividade, após o corte de iluminação, é dada através de:

$$\sigma_f(t) = e(\mu_n + \mu_p) \Delta n(t) \quad (145)$$

Então:

$$\sigma_f(t) = e(\mu_n + \mu_p) \frac{4n_n}{(1+n_n)^2} \frac{\epsilon}{h\nu} \frac{1}{w'lh} e^{-t/\tau} \quad (146)$$

Portanto:

$$\sigma_f(t) = \sigma_f(0) e^{-t/\tau} \quad (147)$$

Podemos concluir que a resistência $R(t)$ do semiconductor, na interrupção da linha é dada por:

$$R(t) = \frac{1}{e(\mu_n + \mu_p)} \frac{(1+n_0)^2}{4n_0} \frac{h\nu}{\epsilon} \frac{L^2}{e^{-t/\tau}} \quad (148)$$

Logo:

$$R(t) = R(0) e^{t/\tau} \quad (149)$$

A voltagem transmitida (circuito Figura 33b) é dada por

$$V_t(t) = \frac{R_0 V_0}{2R_0 + R(t)} \quad (150)$$

Onde R_0 é a resistência da linha de transmissão e V_0 , a voltagem aplicada.

Considerando a equação (149), temos a voltagem transmitida como:

$$V_t(t) = \frac{R_0 V_0}{2R_0 + R(0) e^{t/\tau}} \quad (151)$$

Para excitação forte, $n(0)$ pode ser tão grande que $R(0)$ torna-se muito menor que $2R_0$. Neste caso, a amplitude da voltagem transmitida é dada por:

$$V_t = \frac{V_o}{2} \quad (152)$$

No caso de excitação fraca, $R(o)$ é grande comparado com $2 R_o$, sendo a amplitude da voltagem transmitida, então:

$$V_t = \frac{R_o V_o}{R(o)} \quad (153)$$

A eficiência de chaveamento (η) pode ser definida como a relação entre a voltagem chaveada pelo sistema (V_t) e a máxima possível de ser obtida (equação 142). Assim temos:

$$\eta = \frac{V_t}{\frac{V_o}{2}} = \frac{2V_t}{V_o} \quad (154)$$

Substituindo a equação (151), para $t = 0$, na equação (154), temos que a eficiência pode ser dada por:

$$\eta = \frac{100}{100 + R(o)} \quad (155)$$

REFERÊNCIAS - CAPÍTULO V

- (1) - D.H. Auston, Appl. Phys. Lett. 26, 101, (1975).
- (2) - A.M. Johnson, D. H. Auston, J. Quantum Electronics, QE-11, 283 (1975).
- (3) - Chi H. Lee, Appl. Phys. Lett. 30, 84, (1977).
- (4) - V.K. Mathur e S. Rogers, Appl. Phys. Lett. 31, 765, (1977).
- (5) - V.K. Mathur, P. S. Mak, Chi H. Lee, J. Appl. Phys. 51 4889, (1980).
- (6) - P.S. Mak, V.K. Mathur, Chi H. Lee, Optics Commun. 32, 485, (1980).
- (7) - P.M. Downey, D.H. Auston, P.R. Smith; Appl. Phys. Lett. 42 (3), 215 (1983).
- (8) - F.J. Leonberger, P.F. Moulton; Appl. Phys. Lett. 35 (9), 712 (1979).
- (9) - A.G. Foyt, F.J. Leonberger. R.C. Williamson; Appl. Phys. Lett. 40 (6), 447 (1982).
- (10) - Albert Rose, Concepts in Photoconductivity an Allied Problems, Cap. 2, p.4, (1978).
- (11) - Kenneth K. Li, John R. Whinney, Andrew Dienes; Picosecond Lasers and Applications SPIE, 322, 124 (1982).

CAPÍTULO VI - DESCRIÇÃO DO EXPERIMENTO

VI.1 - Propriedades dos Semicondutores Usados para Fabricação do Dispositivo

Vamos mencionar algumas propriedades, em particular, dos dois semicondutores usados em nosso experimento. Parâmetros como resistividade, tempo de recombinação e energia do "gap" são importantes para o entendimento do desempenho do dispositivo (chave).

VI.1.1 - Arsenieto de Gálio (GaAs)

O Arsenieto de Gálio é um semicondutor do grupo III-V, apresentando uma estrutura cristalina "Zinc-blende" ; tem como constante de rede $a = (5,65321 \pm 0,0003) \text{ \AA}^{(1)}$, a temperatura de $T = 300 \text{ K}$.

O GaAs é um semicondutor de "gap" direto (tabela 3 - capítulo II) tendo o mínimo de energia da banda de condução e o máximo de energia da banda de valência o mesmo valor de vetor momento de onda, \vec{k} do cristal ($k = 0$) e, sendo estes separados por uma energia $E_g = 1,43 \text{ eV}$; correspondendo ao comprimento de onda $\lambda = 0,87 \text{ \mu m}$, a temperatura ambiente (a 0 K , $E_g = 1,52 \text{ eV} + \lambda = 0,82 \text{ \mu m}$). Sua banda de condução, na realidade, apresenta mais de um mínimo de energia; este segundo mínimo está a $0,36 \text{ eV}$ ($\lambda = 3,45 \text{ \mu m}$) do primeiro, com outro valor de vetor momento de onda \vec{k} . Por isso, nele se apresenta o efeito de resistividade negativa (Efeito Gunn - Capítu-

lo III) para campos elétricos acima de um valor limite ($> 3\text{kV/cm}$).

Os portadores de corrente mais importantes, no chaveamento em GaAs, são os elétrons. Estes apresentam alta mobilidade, no mínimo da banda de condução ($k = 0$), $\mu_e \sim 7000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, e no outro mínimo da mesma banda, onde $k = 0$, a mobilidade de elétrons é bem menor, pois estes apresentam maior massa efetiva nessa região (Efeito Gunn - Capítulo III). A mobilidade dos buracos na banda de valência é muito menor que a do elétron na banda de condução, $\mu_p < 400 \text{ cm}^2/\text{Vs}$.

Vários experimentos têm sido feitos^(2,3,4) para medir o tempo de recombinação dos portadores em arsenieto de gálio, e os resultados obtidos foram de $\tau \sim 50 - 150 \text{ ps}$. O arsenieto de gálio dopado com cromo (GaAs : Cr) também tem sido usada^(3,5) para chaveamento elétrico. Isto porque o cromo gera níveis profundos de impurezas, causando eficiente armadilhamento de portadores foto-gerados, acelerando assim o tempo de recombinação dos portadores $\tau \sim 100 \text{ ps}$.

A resistividade do arsenieto de gálio pode chegar a ser da ordem de $\rho \sim 10^8 \Omega \text{ cm}$, no escuro; podendo ser brusca-mente alterada quando iluminado.

VI.1.2 - Fosfeto de Índio (InP)

O fosfeto de índio é um composto III - V (como o GaAs) que apresenta, em muitos casos, propriedades semelhantes ao arsenieto de gálio. Sua estrutura cristalina é também a "Zinc-blende" e tem como constante da rede, $a = (5,86875 \pm 0,0001) \text{ \AA}^{(1)}$, a temperatura ambiente.

O fosfeto de índio é um semicondutor de "gap" di-

reto (tabela 3, capítulo II) tendo como energia do "gap", $E_g = 1,35$ eV, portanto $\lambda = 0,92$ μm , à temperatura $T = 300$ K (a OK, $E_g = 1,42$ eV implicando em $\lambda = 0,87$ μm). Por causa dos mínimos $0,4$ eV e $0,7$ eV⁽⁶⁾, acima do fundo da banda de condução, esse semiconductor também apresenta efeito Gunn (capítulo III).

A mobilidade dos elétrons na banda de condução é $\mu_n \sim 2200$ cm^2 V/s⁽⁷⁾ e de buracos, na banda de valência, $\mu_p \sim 150$ cm^2 V/s.

Esse semiconductor apresenta resistividade tão alta como $\rho = 2,5 \cdot 10^8$ Ω cm ⁽⁷⁾, no escuro. Através da iluminação do InP, pode-se criar portadores em desequilíbrio, alterando significativamente o valor da sua resistividade.

O tempo de recombinação desses portadores opticamente excitados, em InP, foi estimado em ~ 50 ps⁽⁸⁾. Fotocondutores de alta velocidade de resposta podem ser feitos com este semiconductor.

Fosfeto de Índio bombardeado por prótons também tem sido usado para fabricação de dispositivos para chaveamento elétrico ultra-rápido⁽⁹⁾. O uso do bombardeamento com prótons reduz o tempo de resposta das chaves óptico-eletrônicas (~ 50 ps), isso porque criam no semiconductor, centros de recombinação que aceleram a recombinação dos portadores fotogerados. Além do que, a mobilidade dos elétrons, neste semiconductor bombardeado, aumenta até da ordem de > 600 cm^2 /Vs bem maior em relação ao InP não bombardeado. As peças fabricadas⁽⁹⁾ desses semicondutores apresentam resistividade de $\rho \sim 5 \cdot 10^5$ Ω ⁽⁹⁾ e mobilidade $\mu_e \sim 2500 - 3500$ cm^2 /Vs⁽⁹⁾.

A tabela abaixo apresenta um resumo das propriedades importantes de alguns semicondutores:

Semicondutor	"gap"		ρ (Ωcm)	μ (cm^2/Vs)		τ_{rec}	Índice de refração (n_r)
	λ (μm)	E_g (eV)		μ_e	μ_p		
GaAs	0,87	1,43	$\sim 10^8$	7000	400	~ 100 ps	3,3
InP	0,92	1,34	$\sim 10^8$	2200	150	~ 50 ps	3,7
Si	1,13	1,1	$\sim 10^4$	~ 2000		~ 10 μs	
GaP	0,54	2,3	$\sim 10^9$	~ 300		~ 100 ps	
Ge	1,88	0,66		3900	1900	\sim ms \sim μs	4,0

VI.2 - Laser Utilizado para a Obtenção do Chaveamento Elétrico

O dispositivo consiste de um laser de corante bombeado por um laser de argônio⁽¹⁰⁾. A cavidade óptica do laser de corante é do tipo anel (Figura 34) e tem incluído um segundo jato de corante que funciona como absorvedor saturável. O meio ativo é uma solução de Rhodamina 6G em etileno glicol, enquanto que o absorvedor saturável é o Iodato de dimetiloxadicarboxianina (DODCI) que, devido a sua não linearidade causa o acoplamento de modos, favorecendo a oscilação do laser em pulsos intensos e curtos, que satura na absorção, causando menos perda na cavidade. Esta é a técnica do "mode-locking" passivo^(11,12), que é uma das técnicas para a geração de pulsos ultra-curtos, em que baseiam-se em forçar a oscilação do laser numa região em que o máximo número possível de modos longitudinais oscilem com uma relação de fase fixa⁽¹³⁾.

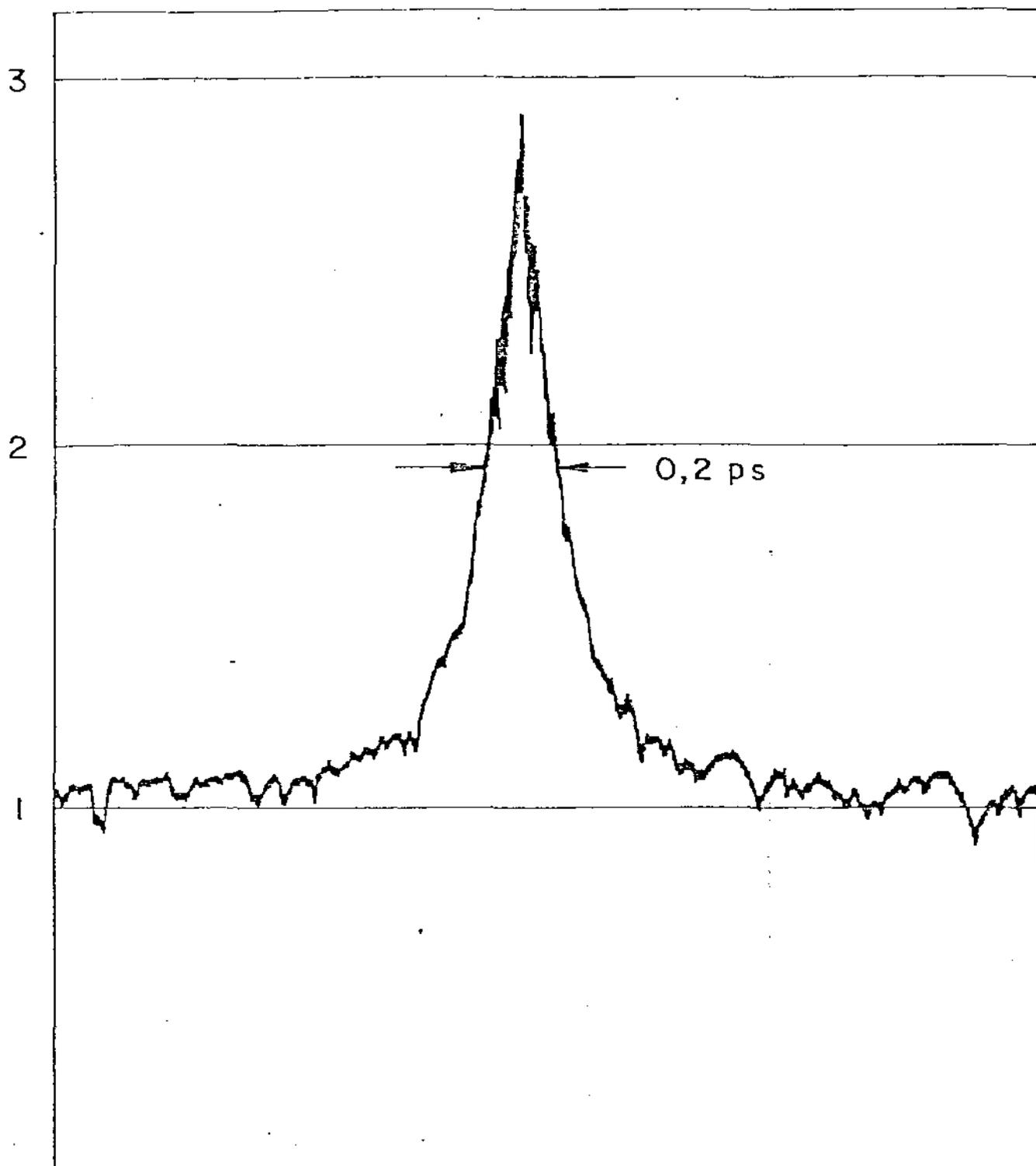


Fig. 35 - Traço de autocorrelação, indicando a duração do pulso laser de ~~320 ps.~~ 170 ps

A cavidade óptica é projetada de tal modo que a intensidade da radiação sobre o absorvedor saturável seja ao menos quatro vezes maior que a intensidade sobre o meio ativo. Deste modo, se consegue em equilíbrio entre a saturação do ganho, que atenua a cauda do pulso, e a saturação da absorção que atenua a frente do pulso. O resultado dos dois efeitos é a compressão do pulso. Formam-se dois pulsos contra-propagantes no anel e que se sobrepõe sempre no absorvedor saturável. O posicionamento do meio ativo deve ser feito de modo que os dois pulsos sofram o mesmo ganho ao passarem por ele de modo que suas intensidades mantenham equilibradas.

Assim, foram obtidos pulsos com duração de 300 femtosegundos (a figura 35 mostra a curva de autocorrelação obtida⁽¹⁾), a uma repetição de 150 MHz; tendo como comprimento de onda, $\lambda = 6140 \text{ \AA}$, implicando numa energia $h\nu = 2,02 \text{ eV}$. Como a duração do pulso laser é muito menor que os tempos de recombinação dos semicondutores utilizados, resulta que o parâmetro importante é a energia contida por pulso. A uma potência média de 20 mW (valor típico) a energia por pulso é de 160 pJ.

VI.3 - Construção de Chave Elétrica

A escolha da geometria do dispositivo depende da aplicação desejada. Para construção das chaves elétricas com o objetivo de transformar pulsos ópticos ultra-rápidos em pulsos elétricos ultra-curtos são necessários parâmetros diferentes dos fotodetetores, ou mesmo para chaveamento de pulsos mais longos.

As configurações das chaves feitas foram escolhidas de tal forma a permitir a máxima versatilidade em sua construção. As razões para isto não foram somente devido aos interesses em diferentes aplicações, mas principalmente para o estudo das propriedades físicas e consequente otimização do dispositivo.

VI.3.1 - Preparação dos Semicondutores

Os semicondutores utilizados na construção da chave, foram o arsenieto de gálio dopado com cromo (GaAs : Cr), com resistividade $\rho \sim 10^8 \Omega \text{ cm}$. Este semicondutor foi crescido no Departamento de Física Aplicada - UNICAMP; e o fosfeto de Índio dopado com ferro (InP : Fe) com $\rho \sim 2,5 \cdot 10^8 \Omega \text{ cm}$, que foi obtido no Bell Laboratories.

Ambos os semicondutores foram tratados no Departamento de Física Aplicada - UNICAMP, onde foram cortados e seguindo um convencional polimento e "etching", estruturas dos eletrodos de Au Ge Ni foram feitas sobre as faces polidas (para evitar problemas de superfície) dos semicondutores, em forma de uma microlinha de transmissão, usando fotografação. Os eletrodos são interrompidos por uma distância da ordem de alguns microns (5 a 100 μm) que é usado como área de absorção da luz e quando não iluminado impede a transmissão da voltagem através do dispositivo. Para obter boa precisão nessas dimensões, foi utilizada uma máscara, que evita deposição de metal fora da geometria da linha. A largura e separação dos eletrodos são determinadas pela máscara, sendo a largura de 220 μm e a distância L, entre os eletrodos desde 5

até 40 μm , tendo valores variando de 5 em 5 μm . Quanto menor for esta distância, obtém-se menor impedância (equação 136) para uma dada energia luminosa incidente, pois esta depende diretamente do quadrado desta distância L , mas deve-se tomar cuidado de não ser tão pequena a ponto de permitir a transmissão de voltagem, mesmo quando a chave estiver desligada (não iluminada). O campo elétrico também influi na escolha deste parâmetro, pois para chaveamento de baixas voltagens, essa separação entre os eletrodos pode ser pequena ($\sim \mu\text{m}$), já para chaveamento de altas voltagens, essa distância precisa ser necessariamente maior, para que não haja problema de saturação da condutividade devido a altos campos elétricos (Capítulo III).

Sendo esses eletrodos feitos de filme fino de Au Ge Ni assumimos que os contatos metal-semicondutor são ôhmicos e não influem na resposta do chaveamento elétrico. Mas, deve ser lembrado aqui, que o uso de material de alta resistividade para chaves opto-eletrônicas causa alguns problemas tecnológicos, sendo que um de grande importância é a aplicação de contato ôhmico com resistência de contato desprezível em tais materiais.

Depois dos eletrodos terem sido feitos, uma porção para o conjunto de experimentos foi clivada em oito peças de aproximadamente 2,4 mm de comprimento, 1,5 mm de largura e 0,5 mm de espessura, tendo cada uma delas um valor L entre os eletrodos (5, 10, 15, 20, 25, 30, 35 e 40 μm).

A figura 36 mostra esquematicamente uma peça desses semicondutores preparados para a fabricação do dispositivo.

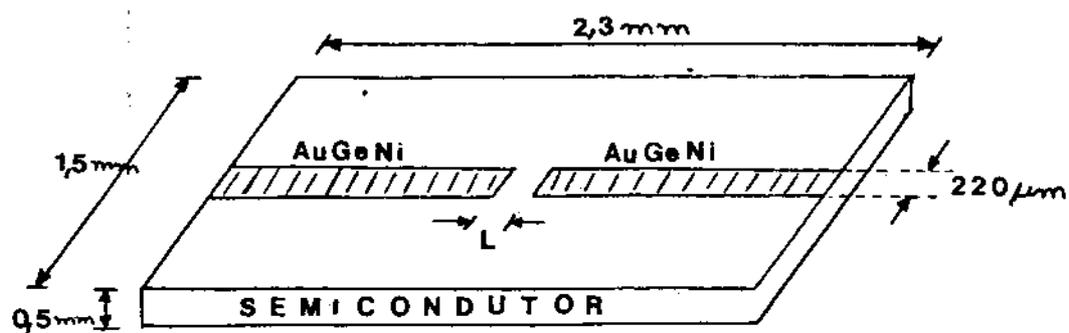
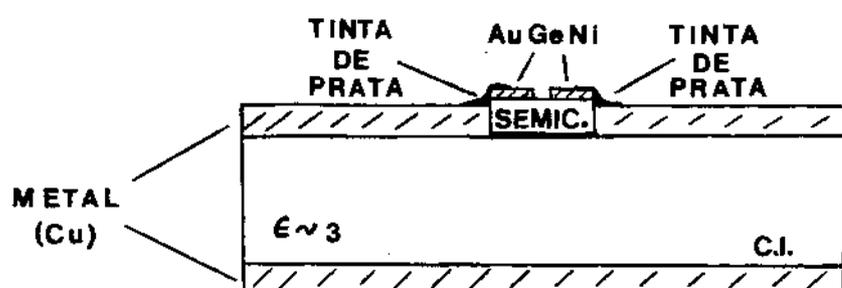


Fig. 36 - Semicondutor sobre a placa de circuito impresso e peça de semicondutor em detalhes.

VI.3.2 - Casamento de Impedância e Montagem

Para montagem do dispositivo, foi utilizada uma placa de circuito impresso dupla face. O uso dessa placa foi feito de maneira a facilitar a construção do dispositivo e também a montagem experimental.

A placa de circuito impresso apresenta toda a parte inferior revestida de cobre e na face superior foi apenas deixada uma linha de transmissão, em cobre. Essa linha de transmissão apresenta uma interrupção de distância igual ao comprimento de semicondutor onde ele é colocado.

Para haver boa eficiência no chaveamento elétrico, i , é, menores tempos de subida e de pulso, e necessário haver casamento de impedância entre a linha de transmissão e os cabos coaxiais utilizados para ligar a linha à carga (osciloscópio), que são de 50Ω . Um mau casamento de impedância pode causar reflexão da onda que está sendo transmitida.

Para o projeto de uma linha de transmissão com impedância característica desejada, neste caso de 50Ω , a maioria das relações são obtidas semi-empiricamente devido a complexidade da teoria de microlinha^(14,15,16). As fórmulas que foram usadas para determinar a largura apropriada da linha condutora, para uma impedância de 50Ω , foram obtidas através de⁽¹⁷⁾. Essas fórmulas relacionam os parâmetros como largura da linha, espessura e permissividade relativa do substrato isolante.

A permissividade da placa de circuito impresso usada é $\epsilon_r \sim 3,0$, e a espessura do substrato dielétrico,

$h = 1,6$ mm. A razão entre a largura da linha (W) e a espessura do isolante (h) é dada por

$$\frac{W}{h} = \frac{8 \exp(A)}{\exp(2A) - 2} \quad (156)$$

onde:

$$A = \frac{Z_0}{60} \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 1} \left(0,23 + \frac{0,11}{\epsilon_r} \right) \quad (157)$$

Logo, para obter a impedância de $Z_0 = 50 \Omega$, da equação 157, $A = 1,37$ e portanto da equação 156 temos $W/h = 2,34$. Sendo assim, a largura da linha foi calculada para ser $W \sim 4,0$ mm.

Para nos certificarmos que a linha de transmissão realmente apresentava uma impedância característica de 50Ω , com essa largura obtida, $W = 4,0$ mm, fizemos uma experiência com um pulsador, 8004 A Pulse Generator (HP) (tempo de subida $\sim 0,7$ ns), sendo utilizada a seguinte escala: largura do pulso < 1 ns e amplitude de $0,5$ V. Fizemos uma linha de transmissão, com $W = 4,0$ mm, de comprimento igual a $2,0$ m. Primeiramente, ligamos o pulsador ao osciloscópio 7904 com $3,0$ m de cabo coaxial RG58/U de 50Ω . No osciloscópio apareceram pulsos de 500 mV de amplitude. Depois, ligamos o pulsador ao início da linha de transmissão de $2,0$ m por $0,5$ m de cabo coaxial RG58/U de 50Ω , e a outra extremidade da linha foi ligada ao osciloscópio por $1,0$ m do mesmo cabo coaxial. A resposta do osciloscópio foi a mesma obtida sem a linha de transmissão. Logo, concluímos que a impedância da linha, com $W = 4,0$ mm, era de 50Ω .

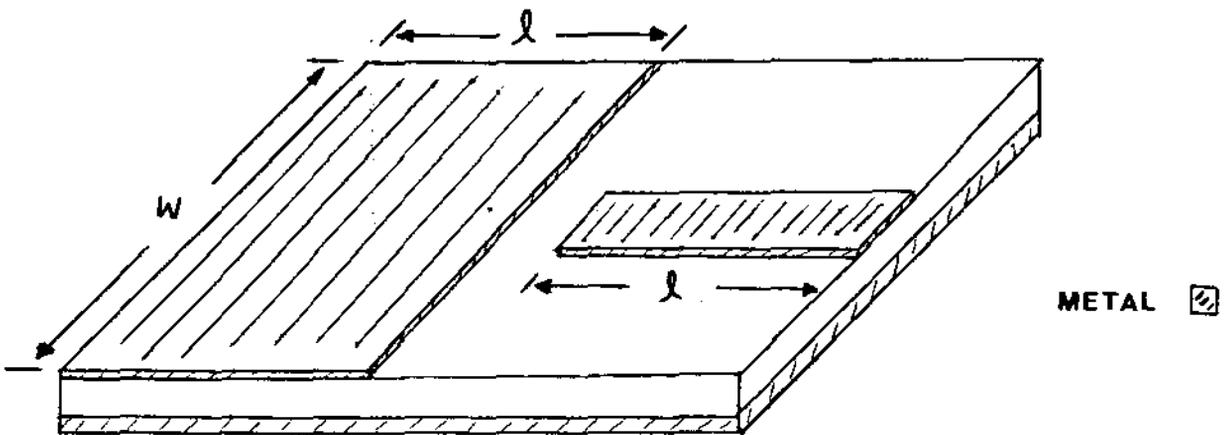
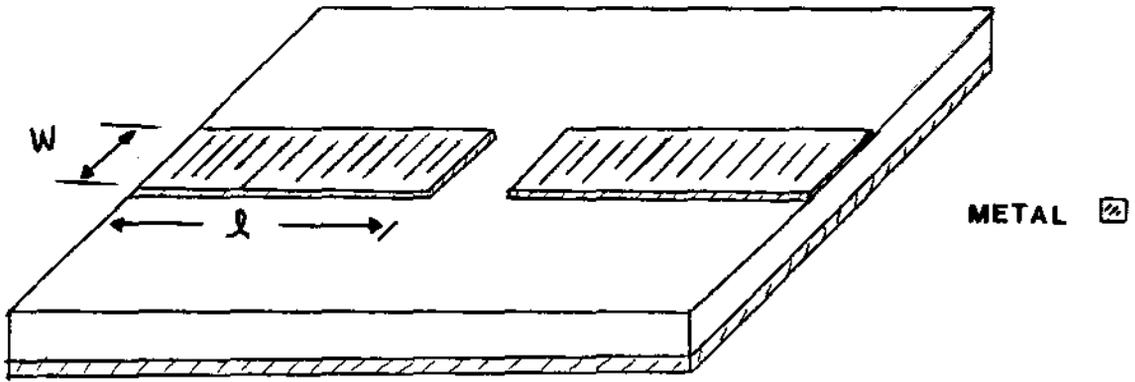


Fig. 37 - Esquema da geometria da linha de transmissão na placa de circuito impresso.

Através desse mesmo experimento, medimos a velocidade do pulso, v_p , na linha de transmissão. Isto foi feito cortando a linha e medindo o atraso do pulso na mesma (2,0 m), que foi de 13 ns. Assim, $(v_p)^{-1} = 64$ ps/cm.

Foram feitas várias geometrias de linha de transmissão na placa de circuito impresso, mas a linha de saída, i , é, a linha que liga a placa ao osciloscópio sempre foi uma pista de largura igual a 4,0 mm, com impedância de 50 Ω . A linha de entrada, i , é, a linha que é conectada a fonte de tensão teve várias formas. Uma delas, foi uma simples pista de 4,0 mm de largura com comprimentos, l , variados (Figura 37a), e outra, uma linha (capacitor) de 3,0 cm de comprimento e 5, cm de largura, implicando numa impedância de 4 Ω (Figura 37b). Foram feitos vários testes para verificar em que isso implicaria no tempo do pulso elétrico chaveado e também na sua eficiência, pois para cada capacitância da linha, obtem-se um tempo de descarregamento da mesma. E também, para verificar problemas como reflexões causadas nas interfaces, como contatos, por exemplo, ou mesmo mau casamento de impedância.

Os cabos coaxiais usados para ligar a linha de transmissão ao osciloscópio foram dois. Primeiramente foi usado o cabo coaxial RG58/U de 50 Ω , que foi diretamente soldado a placa de circuito impresso, sendo a malha externa soldada na face inferior da placa (a toda revestida de cobre) e o cabo interno à pista na face superior (Figura 38). E posteriormente, foi usado o cabo coaxial, para altas frequências, SMA. Este cabo foi ligado a placa de circuito impresso através do conector SMA, que foi soldado à placa de três maneiras diferentes.

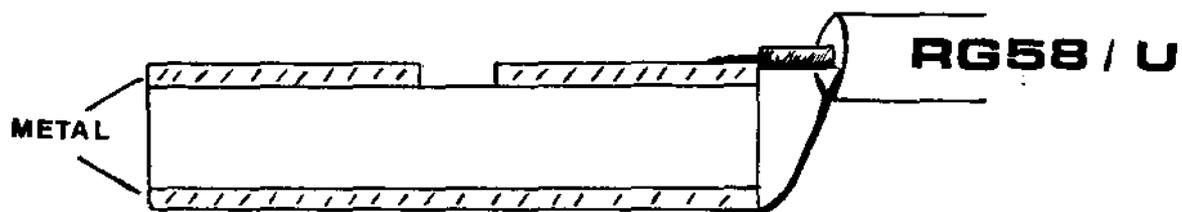


Fig. 38 - Ligação do cabo coaxial RG58/U a placa de circuito impresso

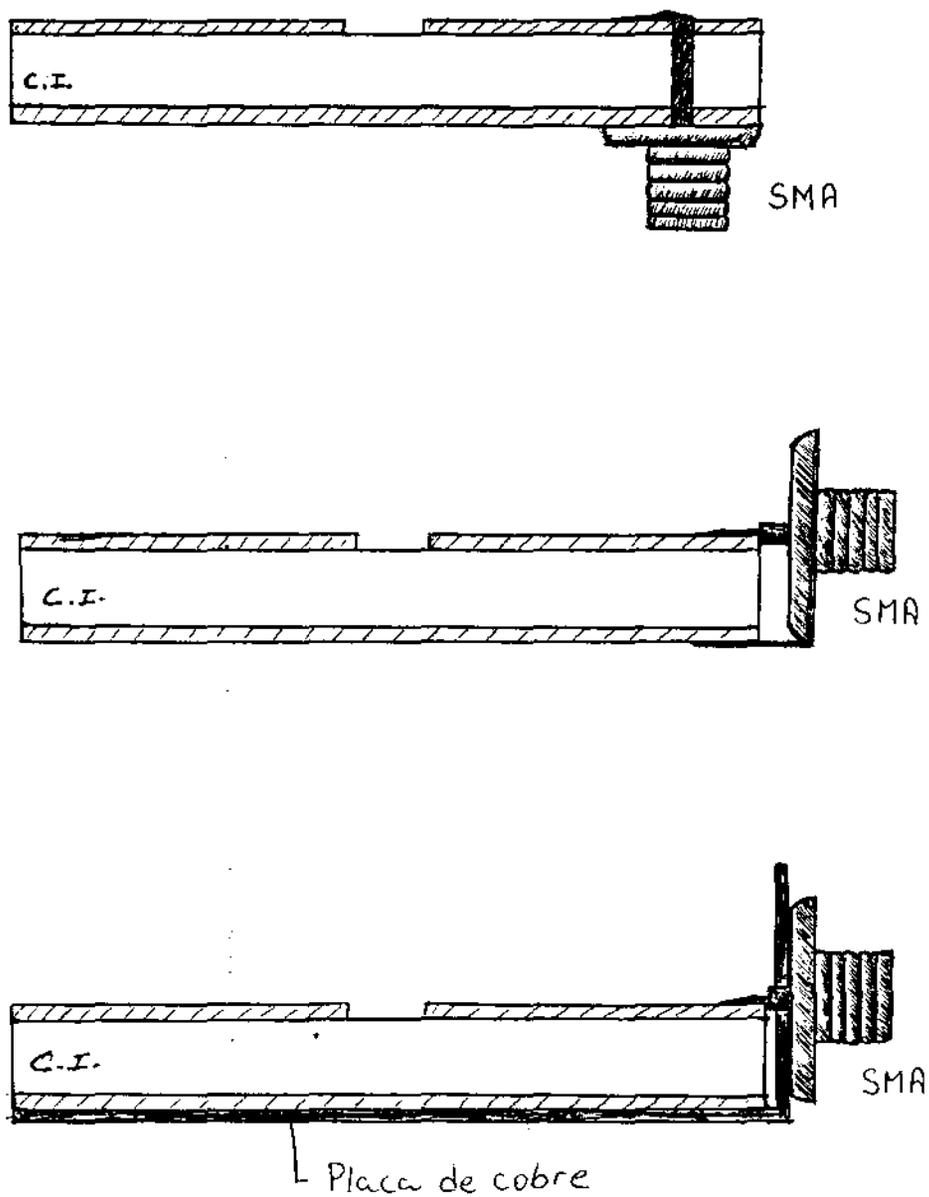


Fig. 39 - Três maneiras diferentes de se utilizar o conector SMA, na placa de circuito impresso.

A primeira montagem foi como mostra a figura 39a, fazendo um furo na placa de circuito impresso e passando seu pino através do furo permitindo assim ligar sua parte interior à face superior da placa (linha de transmissão) e a exterior à face inferior da placa. Uma segunda montagem foi feita como vista na figura 39b, onde o conector foi ligado na extremidade da placa, da mesma maneira como antes a ponta interna foi soldada à pista de cobre na face superior e parte externa à face inferior. E, a terceira maneira que deu melhores resultados com realação ao casamento de impedância foi com o auxílio de uma placa de cobre, usada como suporte para o conector e a placa de circuito impresso. Essa placa foi feita em forma de L, e a placa de circuito impresso foi fixada a esta, como é mostrado na figura 39c. Foi feito um furo na placa de cobre, de maneira que foi possível fixar o conector de modo que a parte interna do mesmo foi soldada à linha de transmissão e a externa à placa de cobre, consequentemente a face inferior da placa de circuito impresso (Figura 39c).

Os cabos de altas frequências, SMA, são de melhor qualidade para este tipo de experimento, pois estes causam menores problemas de dispersão do pulso que os cabos coaxiais de baixas frequências, sendo que com estes últimos o pulso elétrico chaveado são mais largos que com o uso dos primeiros. Isto pode ser confirmado através de resultados apresentados no próximo capítulo, assim como a variação que ocorre na resposta, dependendo de como o cabo coaxial é conectado.

Entre a linha de transmissão, de entrada, e a fonte de tensão, existe uma resistência de $R = 1\text{ K}\Omega$ (Figura 40).

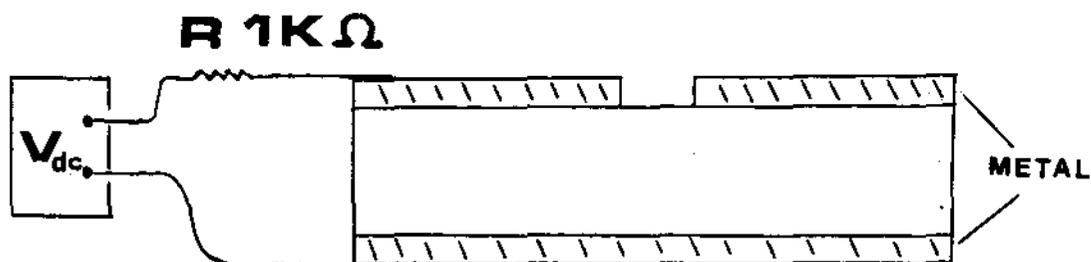


Fig. 40 - Resistência $R = 1 \text{ K}\Omega$ entre a placa de circuito impresso e a fonte de tensão para limitar a velocidade de carga na linha de transmissão.

Esta resistência causa a limitação da velocidade de carga nesta linha de transmissão. Sendo $C = \epsilon_o \epsilon_r A/d$, a capacitância da linha, onde A é a área da mesma, ϵ_r e d , respectivamente, a permitividade e a espessura do substrato isolante da placa de circuito impresso, então $3RC$ é o tempo em que a linha leva para ser carregada. A frequência do laser utilizado para ligar a chave é $\nu \sim 150$ MHz, logo $\nu^{-1} \sim 7$ ns. Sendo assim, para que a linha possa ser carregada entre um pulso e outro é necessário que $\nu^{-1} > 3RC$. Ocorrendo isto, a eficiência do chaveamento não é afetada. E, para não causar alargamento do pulso elétrico chaveado, é conveniente que $RC \gg \tau_p$, onde τ_p é o tempo do pulso elétrico (Figura 41).

O semicondutor é colocado na interrupção existente na linha de transmissão. Nos primeiros experimentos, os semicondutores foram colados (com cola tenaz) sobre o material isolante da placa de circuito impresso (Figura 32). Como numa mesma placa, são colocados, i, é, trocados vários semicondutores com diferentes dimensões na distância entre os eletrodos, para serem obtidos os dados experimentais; muitas dificuldades foram encontradas, tanto na hora de colar o semicondutor, onde às vezes o excesso de cola ia à superfície do semicondutor, precisando esta ser limpa, pois a sujeira na superfície traria problemas no chaveamento elétrico. E, também na hora de descolar, i, é, tirar um semicondutor para por outro, pois muitas vezes semicondutores foram danificados, totalmente destruídos ao serem removidos. Sendo assim, passamos a fixá-los sobre a placa com massa utilizada para fixação de espelhos.

Os eletrodos da superfície do semicondutor foram

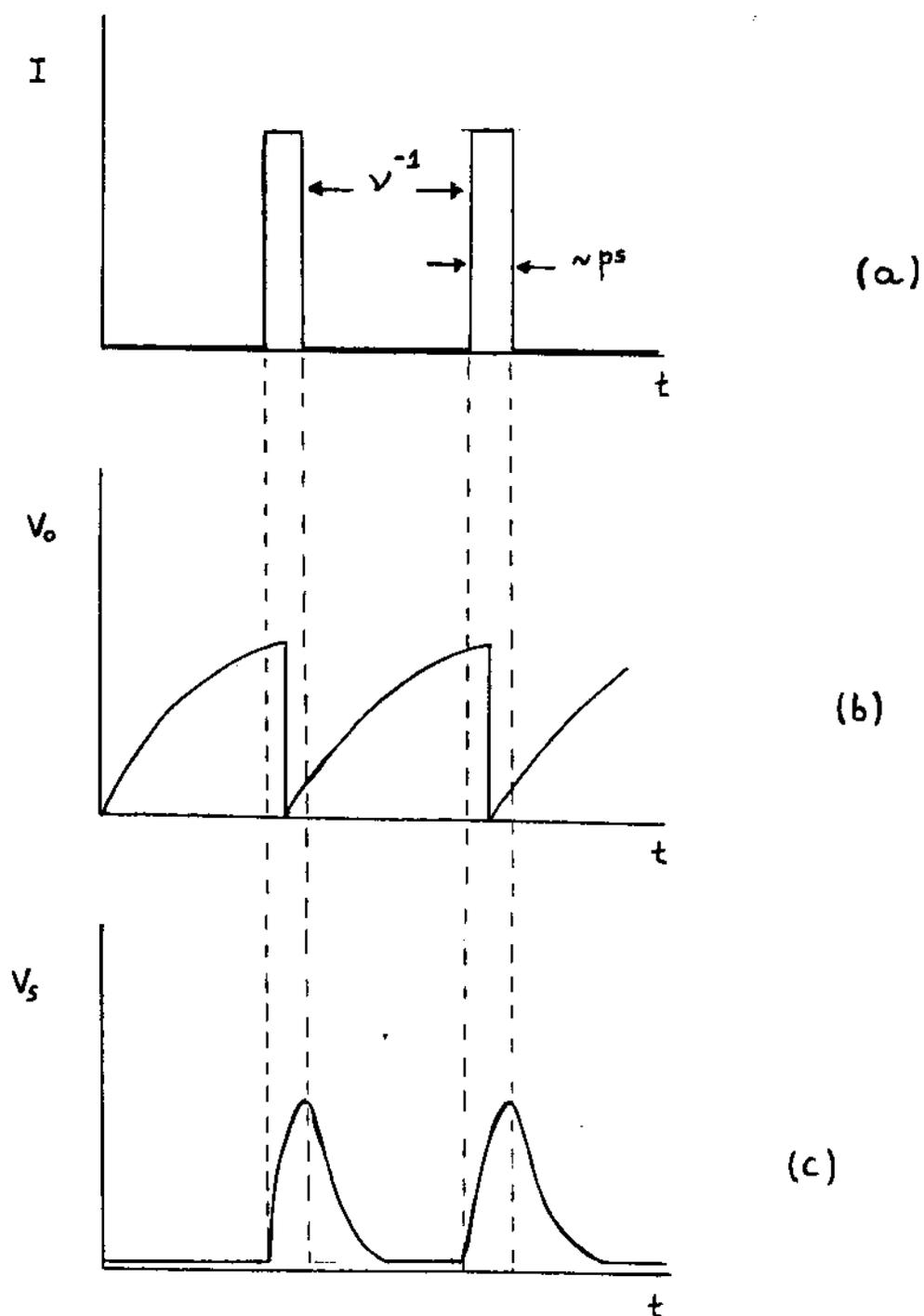


Fig. 41 - a) Intensidade luminosa
 b) Carregamento e descarregamento da linha
 c) Pulso elétrico (saída).

conectados à linha de transmissão da placa com tinta de prata EMETRON.

Foi preciso várias vezes limpar a superfície do semiconductor. A limpeza foi feita através de papel próprio para limpeza de espelhos, fixo em uma pinça, para não ter contato com a mão, embebido de álcool. A sujeira entre os eletrodos causavam escape de voltagem, principalmente em semicondutores que apresentavam menores separações.

VI.4 - Esquema geral do Experimento

A montagem experimental feita no laboratório está esquematizada na figura 42.

O laser, que apresenta pulsos com duração de picosegundos, utilizado para acionar a chave foi descrito anteriormente (item VI.2).

Para o alinhamento do feixe óptico foram utilizados dois espelhos planos (figura 42). Uma lente foi colocada para a focalização da luz na superfície do semiconductor entre os eletrodos. O feixe laser incide perpendicularmente no semiconductor.

Como suporte para o dispositivo, utilizamos o posicionador de ajuste XYZ, que proporciona a melhor maneira de alinhar o "gap" (L) da chave ($\sim \mu\text{m}$) para ser iluminado com o feixe laser.

A fonte de tensão utilizada foi de 0 - 45 Volts.

O osciloscópio utilizado foi o 7904. A gaveta uti

lizada para medidas verticais foi 7511, "sampling unit", com uma "sampling head" com tempo de resposta $t_r < 25$ ps; a 7T11, "sampling sweep unit" para escala horizontal. No processo de alinhamento do experimento foi usada a gaveta 7A19 com tempo de resposta $t_r \sim 700$ ps.

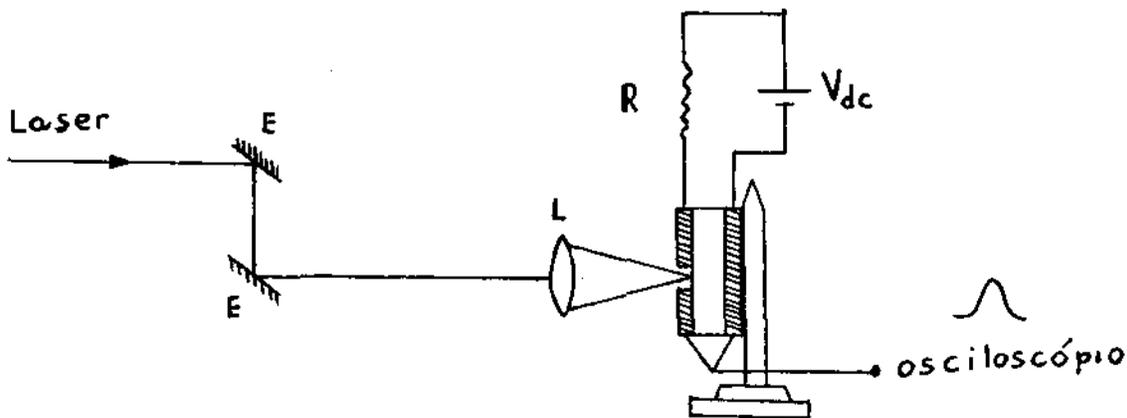


Fig. 42 - Esquema do experimento.

REFERÊNCIAS - CAPÍTULO VI

- (1) - H.C. Casey, Jr. e F.A. Trumbore; Mater. Sci. Eng. 6, 72, (1970).
- (2) - S. Jayarama, Chi H. Lee; Appl. Phys. Lett. 20, 392 (1972)
- (3) - V.K. Mathur, S. Rogers; Appl. Phys. Lett. 31, 765 (1977)
- (4) - Chi H. Lee, A. Antonetti, G. Mourou; Opt. Comm., 21, 158 (1977).
- (5) - E.O. Göbel, G. Veith, J. Kuhl, H.V. Habermeier, K. Lubke, A. Perger - Appl. Phys. Lett. 42 (1) (jan. 1983).
- (6) - D.L. Rode, em Semiconductors and Semimetals, ed. por R.K. Willardson e A.C. Beer (N.Y., 1975) Vol. 10, p.74.
- (7) - F.J. Leonberger e P.F. Moulton; Appl. Phys. Lett., 35 (9), 712 (1979).
- (8) - Walter Margulis; Picosecond Semiconductor Switching Devices; Tese de Doutorado, Universidade de Londres, Cap. 3, p. 46 (1981).
- (9) - A. G. Foyt, F.J. Leonberger, R.C. Williamson, Appl. Phys. Lett. 40 (5), (Março 1982).
- (10) - C.H. Brito Cruz, M.A.F. Scarparo, R. Srivastava, Revista Brasileira de Física, 13 (2), (1983).
- (11) - E. Garmire, A. Yariv, IEEE J. Quantum Electron, QE-3, 222, (1977).
- (12) - V.S. Letokov, Sov. Phys JETP 28, 1943 (1968).
- (13) - Ultrashort light pulses, ed. por S.L. Shapiro (Springer Verlag, Berlin-Heidelberg, London, 1977).

- (14) - M.W. Hosking; *Wireless Word*, p. 131 (Março, 1973)
- (15) - M. Caulton, J.J. Hughes, H. Sabol; *RCA Review*, p.377
(Set., 1966).
- (16) - A. H. Know; *Microwave Journal*, p. 61 (jan., 1976)
- (17) - I. J. Bahl, D.K. Trivedi, *Microwave*, p.174 (Maio, 1977).

CAPÍTULO VII - RESULTADOS

Como já foi dito anteriormente (Capítulo V), a chave elétrica a semicondutor consiste de dois eletrodos sobre o semicondutor (GaAs : Cr ou InP : Fe) separados por uma pequena distância ($\sim \mu\text{m}$). Quando o "gap" entre os eletrodos é iluminado com um intenso pulso laser que é absorvido no semicondutor, o plasma elétron-buraco gerado forma um caminho de condução através desse "gap", fazendo com que a chave se torne ligada.

Vamos agora discutir, através dos resultados obtidos experimentalmente, os diversos parâmetros que podem influenciar nesses resultados.

Começaremos discutindo as limitações na eficiência e tempo dos pulsos chaveados, como a influência de cabos coaxiais, reflexões no descasamento de impedância e no contato metal-semicondutor. Os efeitos causados pela potência média do laser iniciante também são discutidos assim como o comportamento do chaveamento em relação ao campo elétrico externo aplicado. E, finalmente uma breve discussão a respeito da eficiência máxima obtida.

VII.1 - Limitações

Vários fatores poderiam causar limitações na duração e eficiência do pulso elétrico chaveado.

VII.1.1 - Cabos Coaxiais

O maior problema causado pelos cabos coaxiais é na

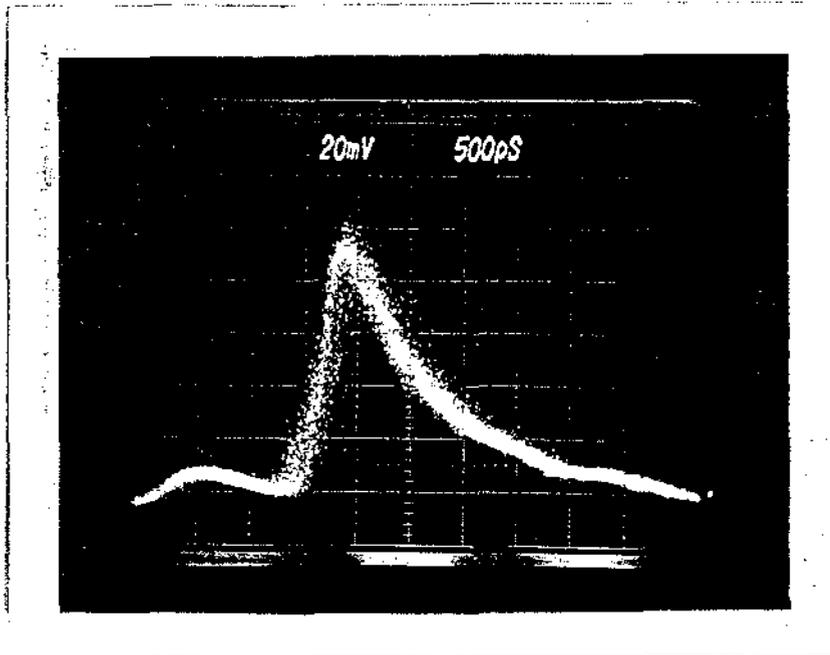
forma do pulso elétrico. O cabo coaxial RG58/U não é apropriado para ser usado neste tipo de experimento que envolve altas frequências e pulsos ultra-curtos. Este cabo coaxial causa dispersão do pulso, i. é, há um alargamento no pulso elétrico ao longo do cabo.

Devido a isto, após termos usado este tipo de cabo coaxial, passamos a utilizar em nossos experimentos o SMA, que é devidamente apropriado para altas frequências (até 18 GHz).

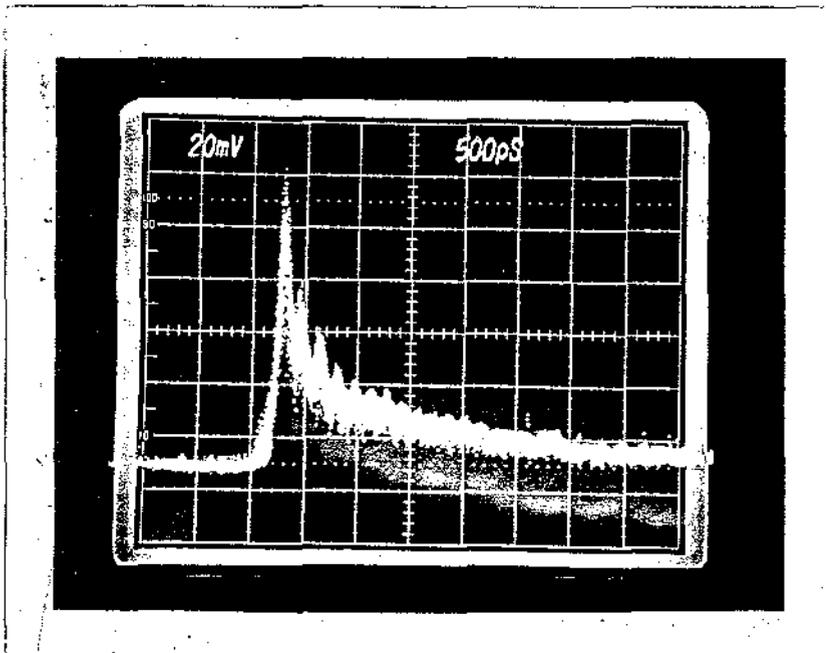
Pudemos observar o comportamento desses cabos coaxiais quando para uma chave elétrica, usamos primeiramente um cabo coaxial RG58/U com 3,0 m de comprimento e depois um SMA, com comprimento de 1,5 m para ligar a linha de transmissão ao osciloscópio. A chave elétrica foi feita com arsenieto de gálio, com distância entre os eletrodos ($= 70 \mu\text{m}$) e a placa de circuito impresso apresentando duas linhas de transmissão de 50Ω , tanto para entrada quanto para saída.

As figuras 43a e 43b mostram as limitações causadas, respectivamente, pelo RG58/U em comparação ao SMA. Podemos notar que o pulso elétrico mostrado pela figura 43a (RG58/U) apresenta maior tempo de subida ($t_s \sim 300 \text{ ps}$), de descida ($t_d \sim 1500 \text{ ps}$) e conseqüentemente maior duração do pulso ($t_p \sim 700 \text{ ps}$) que o pulso da figura 43b (SMA), onde os tempos são, respectivamente, $t_s = 150 \text{ ps}$, $t_d \sim 700 \text{ ps}$ e $t_p \sim 300 \text{ ps}$.

Também pudemos observar uma diferença no pulso elétrico, quando utilizamos, em mesmas condições, 33 cm a mais do cabo coaxial SMA. Neste caso, a chave utilizada foi de fosfeto de índio com a distância entre os eletrodos, $L = 35 \mu\text{m}$. A geometria da linha de transmissão foi a mostrada na figura



(a)



(b)

Fig. 43 - Pulso obtido por uma chave de GaAs usando 3,0 m de cabo coaxial RG58/U (a) e 1,5 m de cabo coaxial SMA(b).

37b e o cabo coaxial foi ligado a linha de 50Ω do conector SMA com o auxílio da placa de cobre (figura 39c).

As figuras 44a e 44b mostram a diferença de resposta do pulso. A figura 44a apresenta o pulso elétrico obtido com o dispositivo tendo os 33 cm de cabo SMA a mais, i. é, $33 \text{ cm} + 1,0 \text{ m}$ e a figura 44b, a resposta da chave que foi ligada ao osciloscópio por $33 \text{ cm} + 1,0 \text{ m}$ de cabo coaxial SMA. É nítida a reflexão observada na figura 44a causada pela ligação entre os cabos $33 \text{ cm} + 33 \text{ cm}$, que não é vista na figura 44 b.

Sendo assim, para melhores respostas de pulsos elétricos obtidos é conveniente o uso de cabos coaxiais apropriados e sempre que possível, sem juntas para não causar problemas de reflexões em emendas.

VII.1.2 - Reflexões no Descasamento de Impedância

O pulso de saída gerado por condições ideais (i. é, sistema com perfeito casamento de impedância entre as linhas de transmissão e cabos coaxiais, contatos perfeitos (sem resistência de contato) intensidade de iluminação do dispositivo, tal que a impedância no semicondutor (entre os eletrodos) fique muito menor que as impedâncias de linhas e cabos, não ocorra dispersão do pulso) é um pulso quadrado com voltagem de saída $V_s = V_o/2$, e a largura do pulso igual a $t_p = 2 \ell / v_p$, onde ℓ é o comprimento da linha de transmissão e v_p , a velocidade da onda.

No caso real, esta condição não ocorre, pois não há

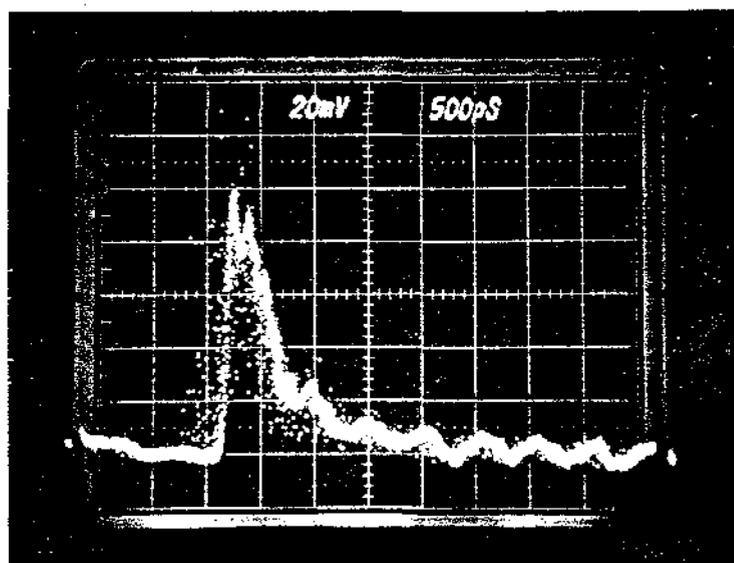
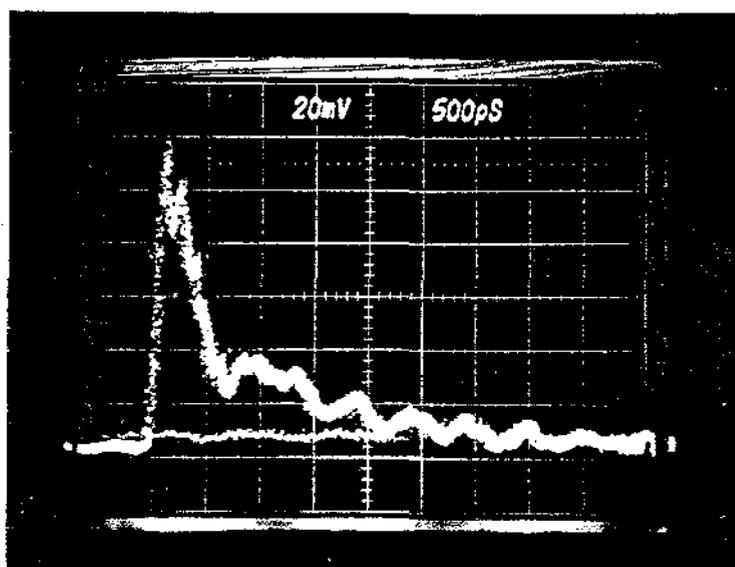


Fig. 44 - Resposta de uma chave de InP, sendo o dispositivo ligado ao osciloscópio por (a) 33 cm + 33 cm + 1,0 m de cabos coaxiais SMA e (b) 33 cm + 1,0 m dos mesmos cabos.

um perfeito casamento de impedância entre linhas de transmissão e cabos coaxiais, e mesmo entre linha de transmissão e semicondutor. Quando a chave é ativada pelo pulso laser, a resistência do "gap" entre os eletrodos muda com o tempo de subida finito. Como resultado, a saída não é um pulso quadrado, mas sim composto de superposição de muitas ondas vindo de reflexões das descontinuidades.

VII.1.2a - Reflexões Causadas entre a Linha de Transmissão e o Semicondutor

Através de uma chave elétrica de GaAs, com $L \approx 70 \mu\text{m}$, uma placa de circuito impresso com linha de entrada e saída de 50Ω e, a linha de entrada com 1 cm de comprimento, foi obtido o pulso elétrico mostrado na figura 45. A voltagem aplicada foi de $V_0 = 40 \text{ V}$ e a potência média do laser $P_m \sim 5 \text{ mW}$.

Tendo sido o semicondutor fracamente iluminado, sabemos que a recombinação dos portadores fotogerador é dada por uma função exponencial $e^{-t/\tau}$. Logo a resistência do "gap" (L) da chave varia com o tempo, pela função (equação 149):

$$R(t) = R_0 e^{t/\tau}$$

onde τ é o tempo de vida médio dos portadores que, neste caso é da ordem de $\sim 100 \text{ ps}$.

Assim, a voltagem de saída em função do tempo, é dada por (equação 151):

$$V_s(t) = \frac{V_0 R_0}{2R_0 + R_0 e^{t/\tau}}$$

Sabemos que a velocidade do pulso na linha de transmissão é $(v_p)^{-1} = 64 \frac{\text{ps}}{\text{cm}}$ (Capítulo VI), e que a cada 130 ps aparece uma reflexão na figura 45, daí concluímos que a reflexão estáva sendo causada entre a linha de transmissão e o semicondutor, pois a linha de transmissão até o semicondutor tem $\ell = 1,0$ cm de comprimento. Inicialmente, a onda "viaja" na linha de transmissão em direção ao semicondutor, chegando a este, ela encontra uma descontinuidade na impedância, sendo assim, uma parte da onda é transmitida e outra é refletida, a refletida volta em sentido oposto e quando chega ao fim da linha de transmissão, novamente é refletida e caminha em sentido do semicondutor, sendo novamente parte dela transmitida e parte refletida, e assim sucessivamente. Logo, sendo o comprimento da linha $\ell = 1,0$ cm, o tempo em que o pulso faz o percurso de ida e volta, i. é, $2\ell = 2,0$ cm, é de ~ 130 ps.

Lembrando que o coeficiente de reflexão é dado por (equação 114):

$$\rho(t) = \frac{R e^{t/\tau} - R_0}{R e^{t/\tau} + R_0}$$

a voltagem de saída foi calculada através de:

$$V_s(t) = \frac{V_0 R_0}{2R_0 + R e^{t/\tau}} m \rho(t) \quad (158)$$

onde $m = 1, 2, 3 \dots$ para intervalos de $m(0$ a 130 ps).

A figura 46 mostra a voltagem de saída em função do tempo, plotado através da equação (158). Podemos compará-la com a figura 45.

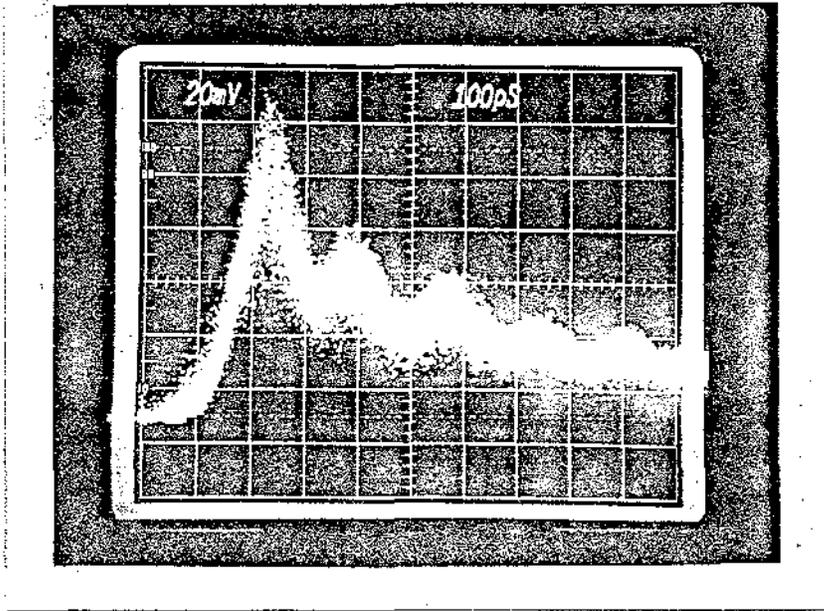


Fig. 45 - Reflexões causadas entre a linha de transmissão e o semiconductor, em uma chave de GaAs.

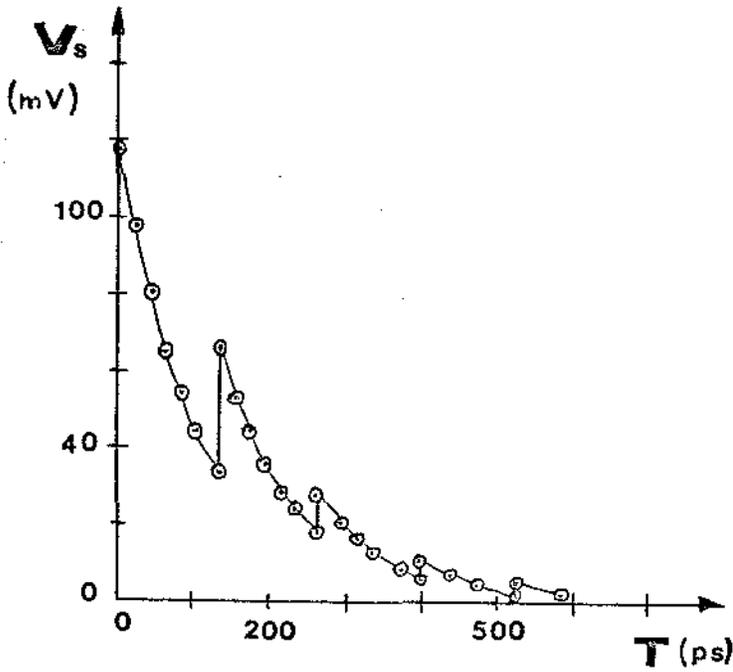


Fig. 46 - Gráfico voltagem de saída em função do tempo, plotado através da equação (158).

Ao calcularmos os valores da voltagem de saída a través da equação (158), consideramos como tempo de vida médio dos portadores $\tau = 100$ ps (GaAs).

O gráfico foi plotado com a aproximação em que não foi considerado o tempo de subida do pulso, no instante $t = 0$ considera-se o valor mínimo adquirido para resistência. Mesmo para o caso das reflexões foi negligenciado o valor do tempo de subida,

VII.1.2.b - Reflexões Causadas entre a Linha de Transmissão e o Conector SMA

Nas respostas dos pulsos elétricos, foram observadas reflexões no contato entre a linha de transmissão e o conector SMA, nas três maneiras diferentes em que este foi soldado.

Para o conector posto como indica a figura 39a, em uma chave de InP com $L = 20$ μm , e o comprimento da linha de transmissão semiconductor-conector igual a $\ell = 1$ cm, a resposta está mostrada na figura 47. O conector posto desta forma, causa uma indutância no final da linha de transmissão. O fio do interior do conector necessita ser dobrado quando soldado na linha de transmissão. Este "loop" do fio, causa a indutância, $L \sim 1,26$ nh, no término da linha. Sendo este o motivo de um tempo de subida na ordem de $t_p \sim 200$ ps. As reflexões que aparecem nesta figura, também são causadas nesta conexão.

A figura 48, mostra um pulso elétrico chaveado em um dispositivo de InP com $L = 25$ μm , apresentando também $\ell = 1$ cm,

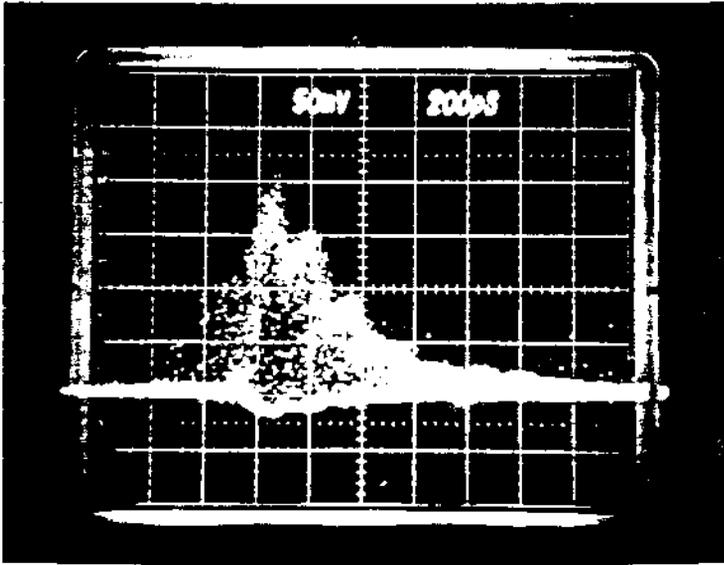


Fig. 47 - Resposta a uma chave InP com o conector SMA posto co
mo indica a figura 39a.

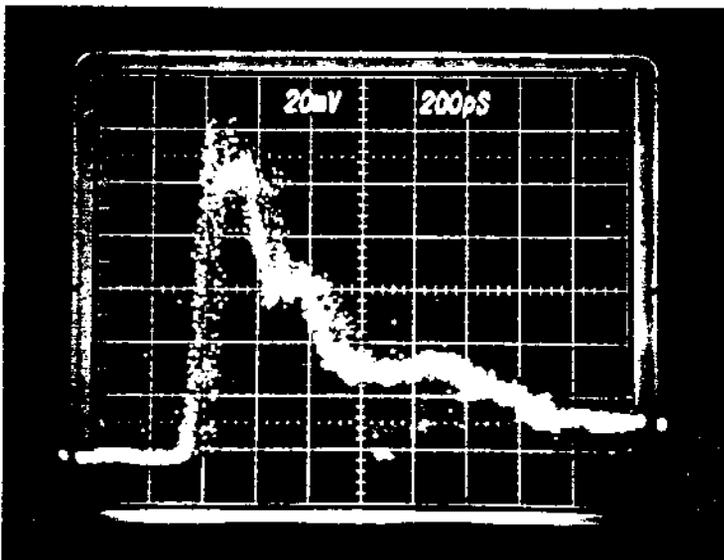


Fig. 48 - Pulso obtido por uma chave de InP, sendo utilizado o
conector SMA como indica a figura 39b.

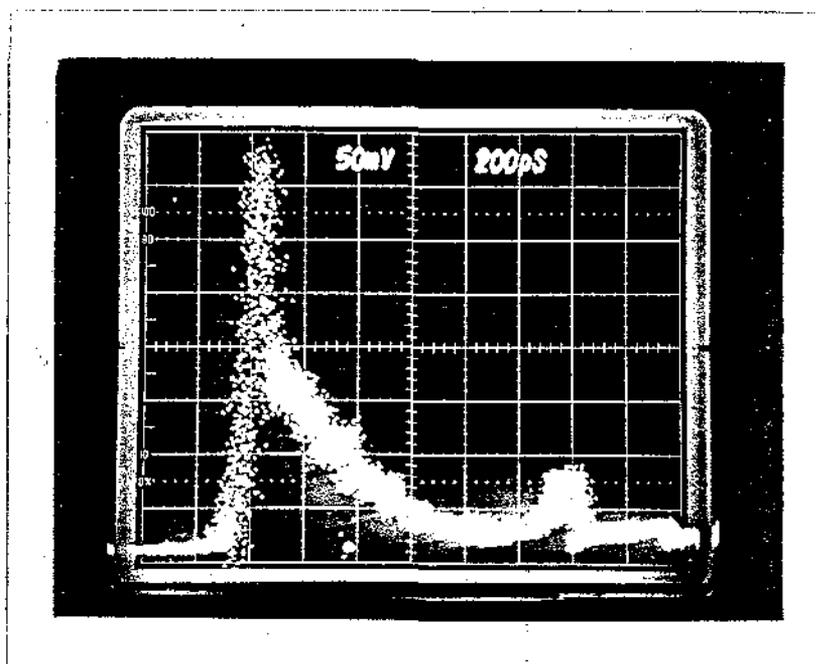


Fig. 49 - Pulso obtido pela chave de InP, com o conector SMA posto como mostra a figura 39c.

mas o conector é ligado à linha de transmissão como mostra a figura 39b. Neste caso, o efeito de indutância causado pelo fio é bem menor que o do caso anterior. O fio do conector, como mostra a figura 39b, fica da maneira mais reta possível quando soldado a linha de transmissão. Podemos observar que o pulso sobe mais rápido que no caso anterior (figura 47). Ainda vemos as reflexões causadas na conexão (figura 48), mas, neste caso de uma maneira diferente, o pulso está muito mais próximo de ser quadrado do que no caso anterior.

Em ambas figuras, as reflexões se repetem em intervalos de ~130 ps, como já era esperado ($(v_p)^{-1} = 64 \frac{\text{ps}}{\text{cm}}$).

E, para o conector posicionado como na figura 39c em uma chave de InP, com $L = 35 \mu\text{m}$ e linha de transmissão com comprimento igual a $l = 9 \text{ cm}$, a resposta do pulso é mostrado na figura 49. O efeito do indutor é aproximadamente o mesmo no caso anterior (figura 48). A reflexão é vista após um intervalo de ~1150 ps, confirmando nossas expectativas.

Estimando o tempo de subida do nosso pulso na ordem de ~25 ps, e sabendo que a velocidade do mesmo é de $v_p = (64 \text{ ps/cm})^{-1}$ temos como comprimento de onda $\lambda \sim 0,4 \text{ cm}$. Sendo desta ordem (0,1 - 1,0 cm) a descontinuidade entre a linha e conector causa realmente uma perturbação no comportamento da onda,

VII.1.3 - Contato Metal-Semicondutor

Nós consideramos que o contato dos eletrodos (Au Ge Ni - GaAs ou InP) tenha sido ohmico para os casos de

baixa intensidade de excitação mas em alta intensidade de excitação, a eficiência da chave pode ser reduzida devida a resistência de contato. Quando o semiconductor é iluminado com uma intensidade muito alta, pode haver uma alteração no seu nível de Fermi, por exemplo para o caso de um semiconductor tipo-n, o nível de Fermi do semiconductor fica mais elevado que o do metal e o contato se torna bloqueante.

Os níveis de iluminação empregados usualmente excedem as condições de injeção de portadores minoritários, pois é extremamente baixa a condutividade devido a esses portadores. Assim sendo, requer-se que o contato seja ôhmico tanto para elétrons quanto para buracos. Contatos como esses usado em nossos experimentos provavelmente não são ôhmicos e sim bloqueantes para o tipo de portadores menos importante, e possivelmente para ambos. Isto pode produzir uma acumulação de carga espacial nos contatos e mudar o campo elétrico vistos pelos portadores de arraste e pode causar grave influência na resposta da corrente.

O tempo característico da formação das cargas espaciais é o tempo de relaxação dielétrica do fotocondutor iluminado (Capítulo V), $T_{rel} = \epsilon/\sigma$. O campo de cargas espaciais se opõe ao campo da voltagem aplicada e reduz a corrente.

VII.2 - Efeito de Potência

A figura 50 mostra a curva da resistência versus a potência média do laser incidente, para vários valores de voltagens aplicadas. Notamos a grande variação nos valores da resis

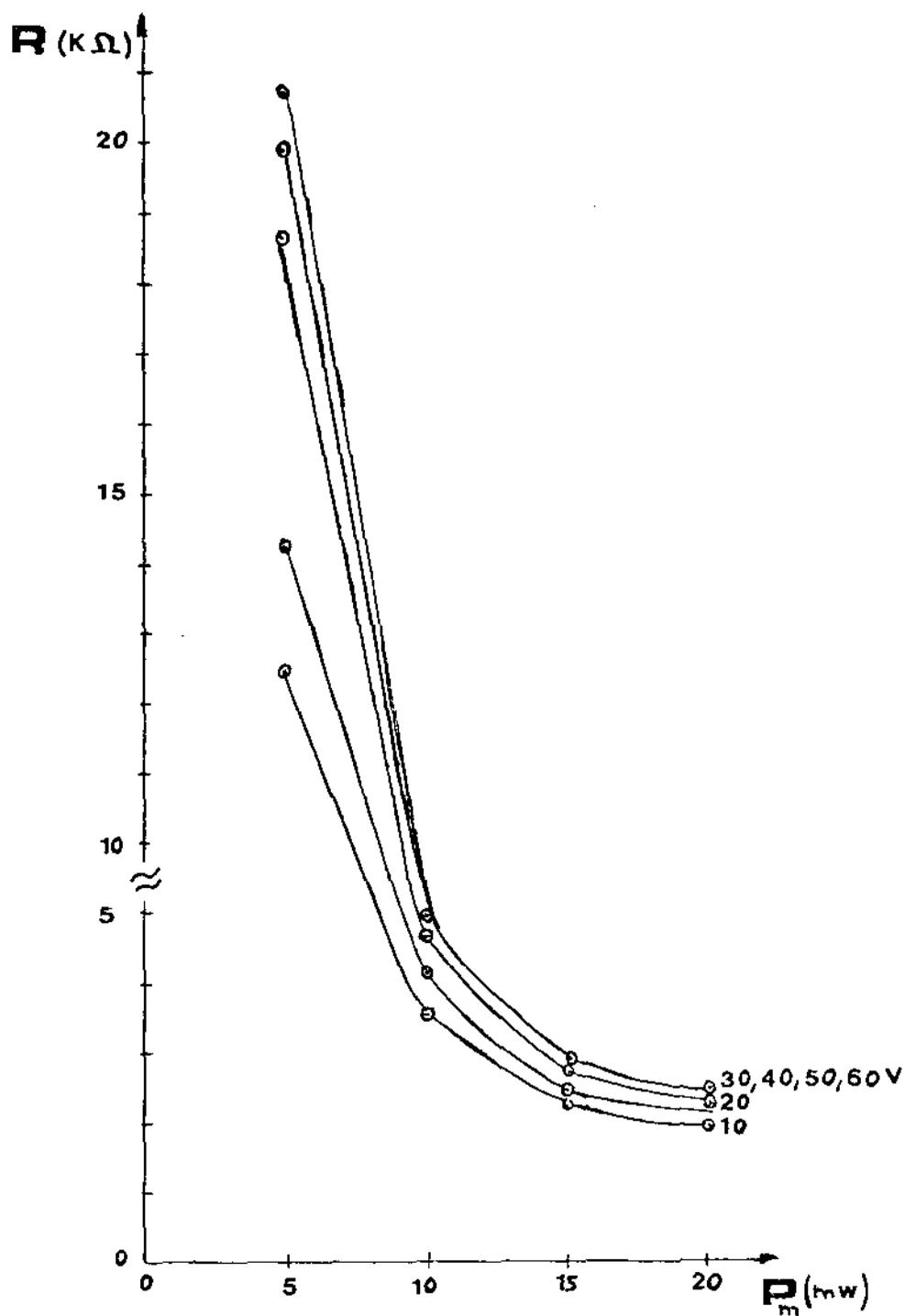


Fig. 50 - Gráfico da resistência do "gap" (L) da chave versus a potência média do laser incidente. A chave utilizada foi de InP com $L = 25 \mu m$.

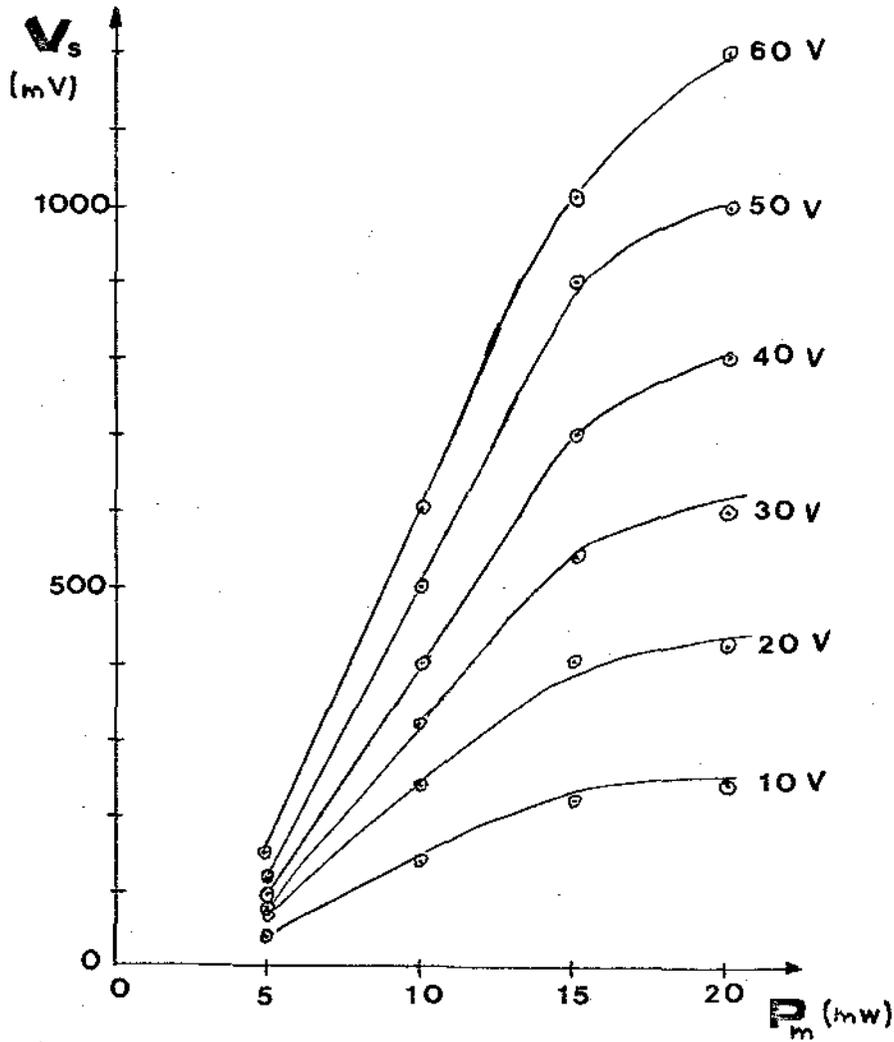


Fig. 51 - Voltagem de saída em função da potência média laser incidente. Chave utilizada, InP com $L = 25 \mu\text{m}$.

tência causada entre 5 e 10 mW, sendo que de 10 a 20 mW a resistência diminui mais lentamente. Este comportamento pode ser devido a um início de uma saturação dos portadores fotocriados. Isto também pode ser observado através da figura 51, onde estão plotados os valores da voltagem de saída em função da potência média. Na figura 51, podemos ver as diferentes inclinações das retas para diferentes intervalos de potências. Para uma mesma voltagem aplicada, a voltagem de saída aumenta bastante de 5 para 10 mW de potência, pouco de 10 mW para 15 mW e quase nada quando mudamos a potência de 15 mW para 20 mW.

A voltagem de saída da chave, para uma dada potência do laser, pode ser calculada através de (equação 151).

$$V_S = \frac{R_0 V_0}{2R_0 + R(t)}$$

$R(t)$ representa a resistência do "gap" (L) da chave e é inversamente proporcional a concentração de portadores $n(t)$.

Quando a intensidade do laser é baixa, de tal forma que $R(t)$ é sempre grande comparado com $2R_0$, a equação (151) torna-se:

$$V_S = \frac{R_0 V_0}{R(t)}$$

Como $R(t)$ é inversamente proporcional a $n(t)$, o pulso de voltagem de saída é proporcional a $n(t)$.

Para um alto nível de excitação, $n(t)$ pode ser tão grande que $R(t)$ torna-se comprável ou menor a $2R_0$, em certo

intervalo de tempo em que ele conduz. Neste caso,

$$V_S = \frac{V_0}{2}$$

e resulta numa alta transferência de voltagem, mas a voltagem de saída não segue $n(t)$, tanto que o pulso "achata" quando $R(t)$ é comparável ou menor a $2 R_0$.

Assim sendo, os pulsos são mais largos que os pulsos obtidos com baixa intensidade laser, mas apresentam alta eficiência transferida. Este compromisso entre eficiência e tempo de duração do pulso, pode ser observado através da figura 52, onde representamos o perfil calculado para voltagem de saída em função do tempo em várias intensidades da excitação, i, é, para alguns valores de $R(0)$.

A focalização do feixe laser sobre o "gap" (L) da chave traz grande influência na eficiência do chaveamento. Primeiramente usamos uma lente com distância focal $f = 5$ cm, onde obtivemos baixas eficiências. Depois passamos a usar uma lente objetiva (10X) causando melhores resultados. Isto é porque a luz fica muito mais concentrada na região do "gap" (L) da chave, gerando assim maior número de portadores, causando conseqüentemente menor impedância nessa região e portanto maior eficiência.

A relação entre o diâmetro da luz incidente e o foco é dada por:

$$\omega_2^2 = \frac{f^2}{f^2 + z_{01}^2} \omega_1^2 \quad (159)$$

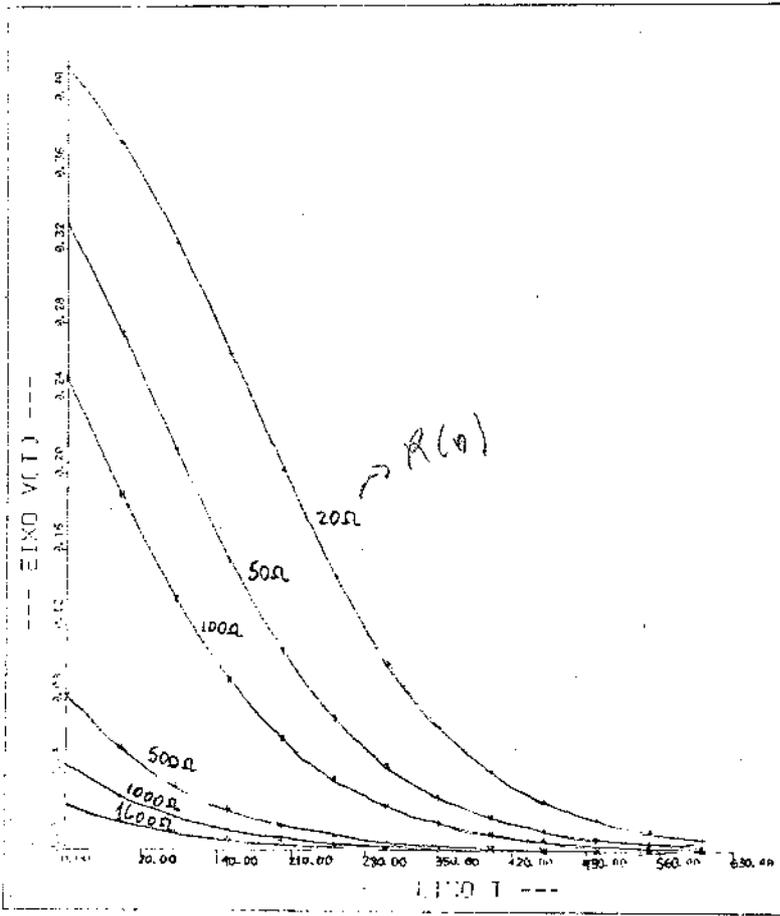


GRAFICO DE V X T
 TAU=50. PS

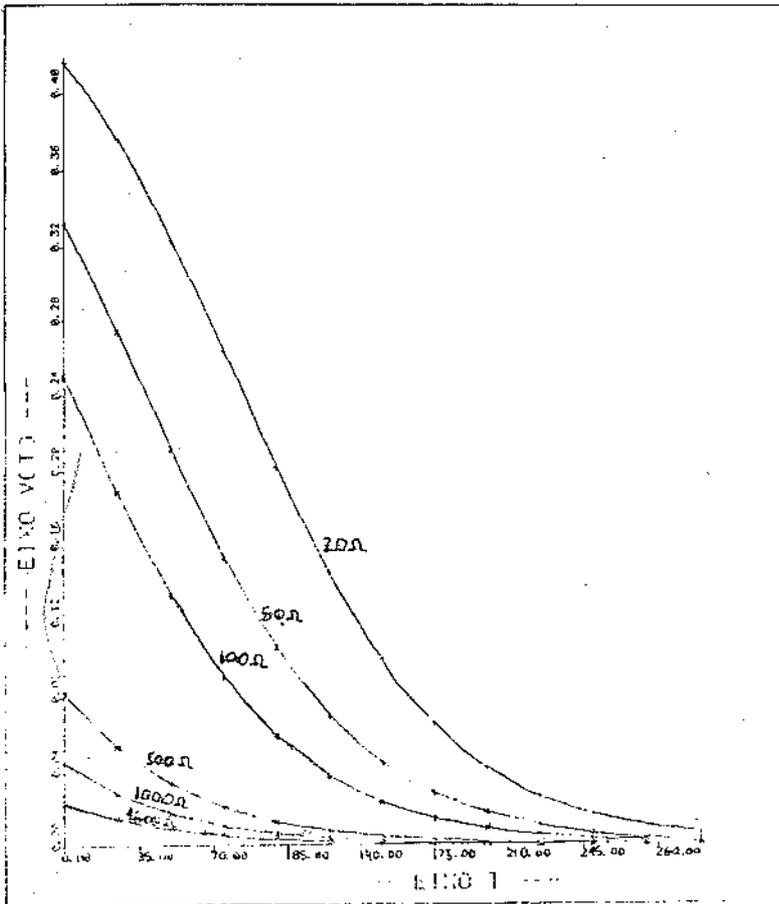


Fig. 52 - Voltagem de saída em função do tempo, para várias intensidades de excitação.

Sendo:

$$z_{01} = \frac{n\pi}{\lambda} \omega_1^2 \quad (160)$$

o parâmetro confocal. A distância focal da lente é f , ω_1 o diâmetro do "spot" do laser (~ 3,0 mm) e ω_2 , o diâmetro do raio no foco da lente.

VII.3 - Efeito do Campo Elétrico Externo Aplicado

O campo elétrico aplicado exerce grande influência no chaveamento elétrico.

A figura 53 mostra um comportamento típico da amplitude do pulso elétrico chaveado versus a voltagem aplicada para uma chave de arsenieto de gálio com $L = 70 \mu\text{m}$, tendo como geometria duas linhas de transmissão (entrada e saída) de 50Ω . Não se vêmos que a amplitude tende a sofrer menos variação quando a voltagem aplicada excede 40 - 50 V, que neste caso corresponde a um campo elétrico de 5,7 - 6,7 KV. Existem um vale alto, na banda de condução do GaAs, onde a mobilidade é baixa. Este vale (L) é 0,36 eV acima do vale de alta mobilidade (Γ) no centro da zona. A distribuição dos elétrons nestes dois vales depende do campo. O campo elétrico aqui citado é maior do que o campo limiar para transferir elétrons do vale Γ para o mínimo L (efeito Gunn). Para campos maiores que o limiar (3,2 KV) é possível os elétrons estarem no vale mais alto e o comportamento observado, pode entretanto ser atribuído à redução da mobilidade e conseqüentemente da condutividade dos portadores devi-

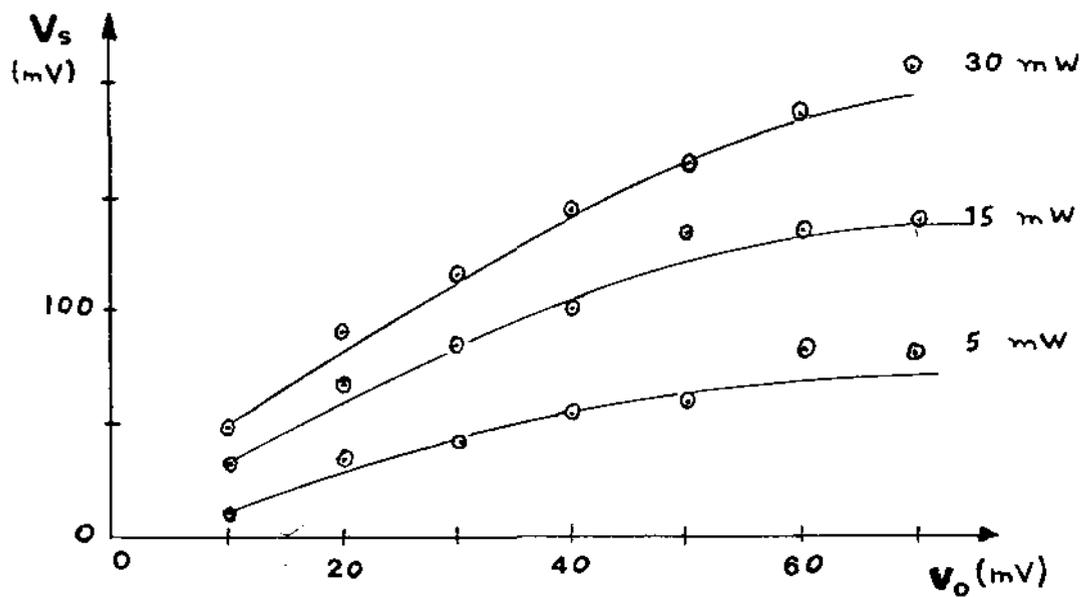


Fig. 53 - Amplitude de voltagem de saída versus a voltagem aplicada. Chave GaAs, $L = 70 \mu\text{m}$.

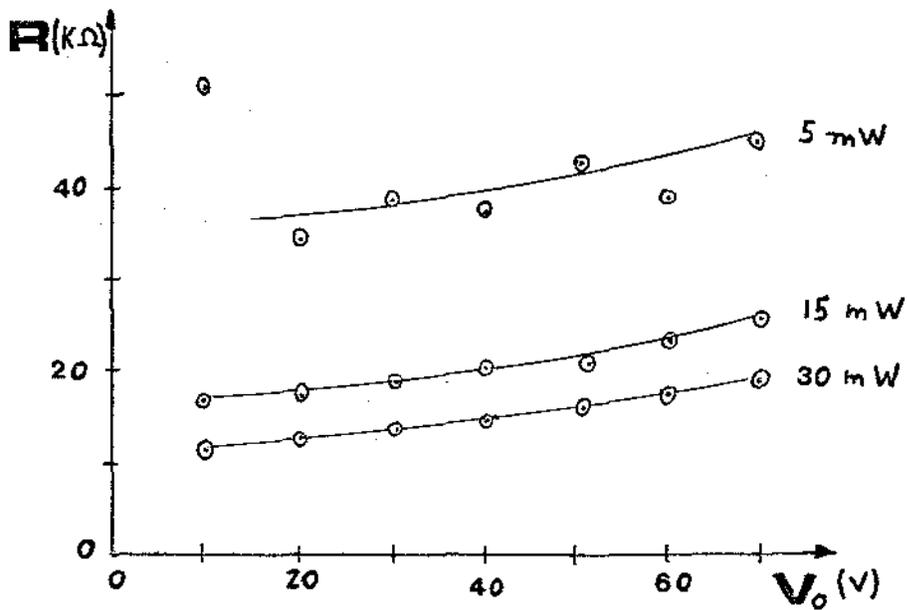


Fig. 54 - Resistência inicial em função da voltagem aplicada.
Chave GaAs, $L = 70 \mu m$.

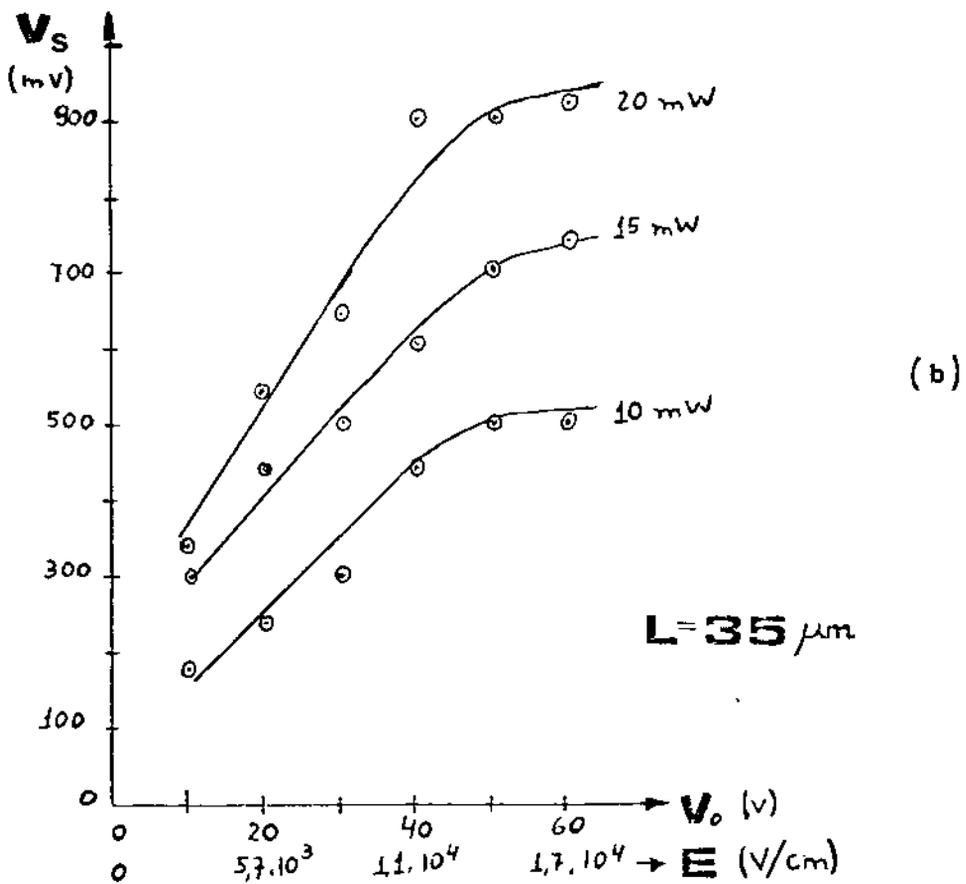
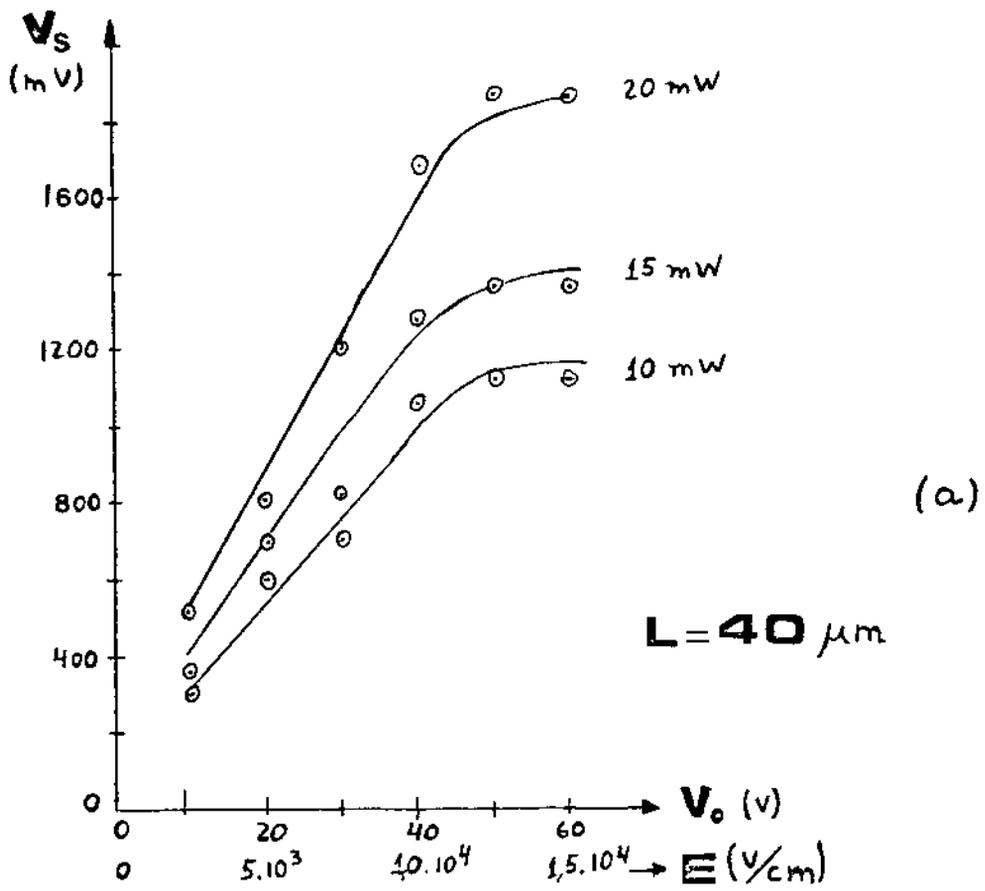


Fig. 55 - Gráfico da amplitude da voltagem de saída versus voltagem aplicada. Chave de InP com $L = 40 \mu\text{m}$ (a) e, $L = 35 \mu\text{m}$ (b).

do a transferência dos mesmos.

A figura 54, resistência inicial $R(0)$ versus a voltagem aplicada, mostra também o comportamento da resistividade de negativa da chave de GaAs.

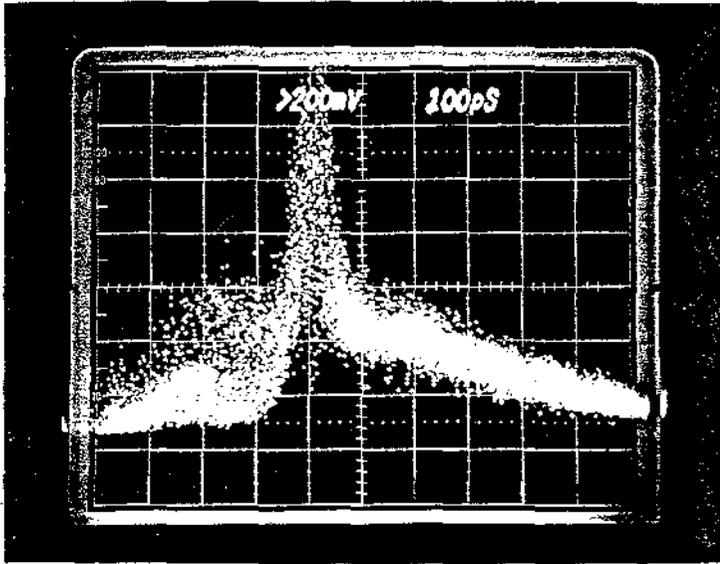
As chaves feitas de InP também apresentam limitações devido a altos campos elétricos. As figuras 55a e 55b, respectivamente para $L = 40$ e $35 \mu\text{m}$ dá amplitude da voltagem de saída versus a aplicada, mostram essas limitações.

As limitações causadas pelos campos elétricos intensos, não são devidas somente ao espelhamento entre vales (efeito Gunn), mas também a não validade da lei de Ohm para campos elétricos acima de $\sim 10^3$ V (Capítulo III). E, para campos maiores que $\sim 10^4$ V, ocorre a saturação da densidade de corrente, não dependendo mais do campo elétrico (Capítulo III). Porém, não trabalhamos com estes campos tão altos devidos à limitação causada pela ruptura dielétrica na superfície da interrupção.

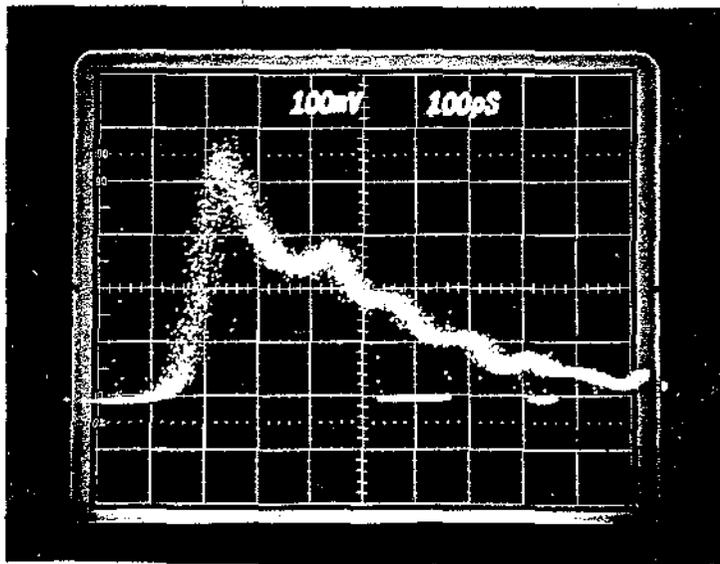
VII.4 - Eficiência do Chaveamento

A eficiência é definida pela relação entre a voltagem obtida pela máxima que poderia ser obtida (equação (154)).

Obtivemos chaveamentos com eficiência de $\sim 16\%$ (figura 53a) para chaves elétricas feitas com fosfetos de índio. Essas chaves apresentavam uma linha de saída de 50Ω e a antrada de 4Ω , i. é, largura $W = 5 \text{ cm}$ e comprimento $\ell = 3 \text{ cm}$, a distância entre os eletrodos $L = 25 \mu\text{m}$. A potência média do laser foi de $8,5 \text{ mW}$ e, para uma voltagem aplicada de $V_0 = 20 \text{ V}$, a ampli



(a)



(b)

Fig. 56 - Chave de InP com $L = 25 \mu\text{m}$. Laser incidente com potência média de 8,5 mW (a) e, 2,5 mW (b). A voltagem incidente foi $V_0 = 20 \text{ V}$.

tude do pulso de saída foi de $V_s = 2,8 \text{ V}$ ($\rightarrow \eta = 16\%$). Para uma mesma chave, com as mesmas condições, exceto a potência média, que foi de $2,5 \text{ mW}$, a eficiência do chaveamento foi de 3% , como mostra a figura 56b.

Logo, os pulsos ópticos devem gerar uma alta densidade de portadores para gerar uma condutividade de propriedades quase metálicas.

Vários portadores limitam a eficiência do chaveamento. Um fator importante foi observado nas respostas para os modos diferentes de serem colocados os conectores SMA. Podemos verificar isto através das figuras 47, 48 e 56.

A estrutura da linha de transmissão pode também afetar a eficiência e mesmo a velocidade de resposta do pulso. Os eletrodos fotogravados nos semicondutores, apresentavam uma largura de $220 \mu\text{m}$, isto implica numa impedância de $\sim 800\Omega$. Sendo assim, muitas reflexões ocorreram devido ao mau casamento de impedância deles com as linhas de transmissão e mesmo com a própria impedância, $R(t)$, do "gap" da chave elétrica.

Sendo assim, a cauda que o pulso elétrico apresenta (figura 56), será parcialmente devido as diversas reflexões e também por múltiplos armadilhamentos de portadores fotogerados.

A recombinação de vários efeitos em todo sistema, tais como cabos coaxiais, diversas reflexões, dispersão do pulso ao longo da linha de transmissão, mesmo o osciloscópio ($\sim 25 \text{ ps}$ de tempo de resposta) que sofre de altos níveis de ruídos, "trigger jitter" e reflexões, tende a limitar a velocidade de resposta do pulso elétrico chaveado. Aproximamos esse

valor para 50 ps, pois foi o menor tempo lido no osciloscópio (figura 57).

A formação de concentração de portadores livres sob a irradiação do laser é aproximadamente instantânea e, como o tempo do pulso laser é extremamente pequeno (170 ps), esse não influi na velocidade de resposta do pulso. A razão de repetição da chave é limitada pelo tempo de vida dos portadores (e também pelas limitações já citadas)

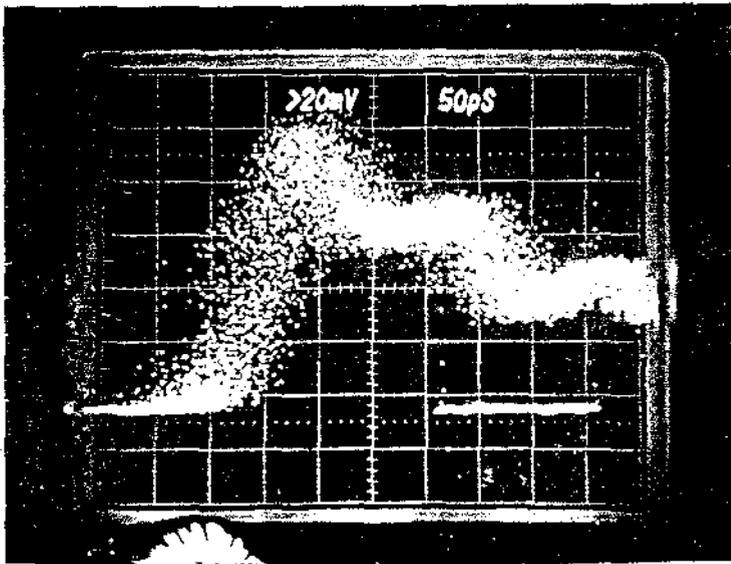


Fig. 57 - Tempo de subida da chave de InP ($t_s \sim 50$ ps).

CAPÍTULO VIII - CONCLUSÃO

As propriedades físicas mais importantes para o entendimento do comportamento e construção de "chaves elétricas a semicondutor controladas por pulso laser de picosegundos" foram apresentadas.

As propriedades ópticas dos semicondutores são de fundamental importância. A escolha do semicondutor depende de qual laser será usado para ativar a chave. O comprimento de onda do laser define o máximo "gap" de energia na escolha do semicondutor, isto influe na absorção da luz. A energia do pulso laser determina a concentração de portadores fotocriados para a eficiência do chaveamento.

Qualquer semicondutor cristalino de alta revestividade poderia ser usado em dispositivos de chaveamento ultra-rápido mas, outros parâmetros também influem na escolha do semicondutor. Materiais com menores tempos de recombinação são bem melhores na resposta de pulsos ultra-curtos, como também permitem maior taxa de repetição. A mobilidade dos portadores também influe na eficiência do chaveamento, pois a condutividade está diretamente relacionada com a mobilidade dos portadores. A mobilidade dos portadores de GaAs e InP é significativamente reduzida para altos campos elétricos aplicados. Este comportamento foi observado em nossos experimentos e a influência do campo elétrico externo aplicado ao semicondutor foi estudada.

A construção das chaves a semicondutor foi descrita,

e foi mostrada que a técnica desenvolvida para fabricar essas chaves foi relativamente simples e versátil. Os parâmetros como linha de transmissão, contato metal-semicondutor, cabos coaxiais, conexões entre cabos e linhas são de grande importância na construção do dispositivo. Grande atenção foi dispensada no estudo desses fatores, como também as consequências (reflexão, dispersão, alargamento e achatamento do pulso) causadas pelos mesmos no chaveamento.

Pode-se dizer que o dispositivo de fosfeto de Índio é melhor para algumas aplicações (como obtenção de pulsos elétricos ultra-curtos) de que as chaves de arsenieto de gálio. Para o fosfeto de Índio, a chave se desliga mais rapidamente que para a feita de arsenieto de gálio, devido ao curto tempo de vida de seus portadores. Com isso, além de poder obter pulsos elétricos mais curtos, é permitido também maior taxa de repetição desses pulsos.

O fosfeto de Índio apresenta uma velocidade de recombinação superficial (H.C. Casey, Jr. e E. Buehler, Appl. Phys. Lett., 30 (5) (março 1977)) muito mais baixa de que a apresentada pelo arsenieto de gálio dopado com cromo. Isso pode levar a melhores valores de fotocondutividade para o InP que para o GaAs.

Conseguimos eficiência de ~ 16 % no chaveamento elétrico, com pulsos apresentando tempos de subida < 50 ps, em chaves de fosfeto de Índio.

É interessante mencionar também que estes dispositivos podem ser utilizados como fotodetetores de tempo de resposta rápido e de simples construção. Novamente o importante aqui para obter os tempos rápidos de resposta é o tempo de recombinação do semiconductor e a adequada construção do dispositivo de tal modo a minimizar reflexões, dispersões, etc. Na figura 58 mostramos a resposta da chave de InP com $L = 35 \mu\text{m}$, onde reparamos que a limitação de tempo de resposta é devido à construção do dispositivo e que aparece no tempo de decaimento do ordem de $\approx 2 \text{ ns}$. Na utilização como detetor é importante ter em mente que não devemos iluminar com intensidade excessiva para evitar a saturação.

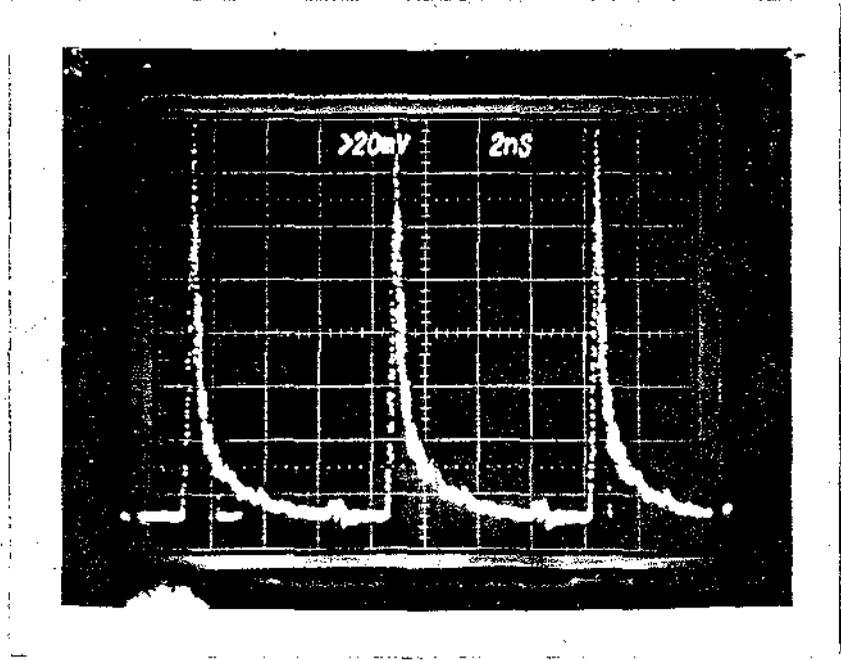


Fig. 58 - Resposta a chave de InP com $L = 35 \mu\text{m}$. Taxa de repetição $\approx 150 \text{ MHz}$.

Sugestões para Trabalhos Futuros

- Otimização do sistema em relação a casamento de impedâncias entre linhas de transmissão e cabos coaxiais.
- Estudo específico no que diz respeito à influência dos contatos entre metal e semicondutor.
- Seria de grande importância o uso desses dispositivos para o estudo de propriedades de semicondutores, como mobilidade, resistividade, tempo de vida médio dos portadores.
- A construção de fotodetetores que seriam de grande utilidade em laboratórios de pesquisas.
- Estudo das próprias chaves elétricas utilizando outros semi-condutores.
- Aplicação dessas chaves em pesquisa, como por exemplo prodúção de pulsos de picosegundos com laser de semicondutor.