

GERAÇÃO E APLICAÇÃO DE TRANSIENTES ELÉTRICOS DE SUBPICOSSEGUNDOS

por

FRANKLIN MASSAMI MATINAGA

Orientador: Prof. Dr. Carlos Henrique de Brito Cruz

21.05.2000
Este exemplar corresponde
à versão final da Tese defendida
por al. Franklin Matinaga
e aprovada pelo com. julgado
6/6/91

Tese de Doutorado apresentada ao
Instituto de Física Gleb Wataghin
Universidade Estadual de Campinas

Maio de 1991

BANCA EXAMINADORA:

Dr. Carlos Henrique Brito Cruz (orientador - IFGW)

Dr. Mauro M. Carvalho (IFGW)

Dr. Artêmio Scalabrin (IFGW)

Dr. Nilson Dias (IPEN-USP)

Dr. Evandro Conforti (FEE-UNICAMP)

Dr. Daniel Pereira (IFGW)

Dr. Oseas Avilez (FEE-UNICAMP)

Este trabalho contou com o apoio financeiro do

CPqD-Telebrás,

FAPESP, CNPq, FINEP e FAP-UNICAMP.

AGRADECIMENTOS

Agradeço ao Prof. Dr. C.H. Brito Cruz pela oportunidade em realizar este trabalho no laboratório de Fenômenos Ultra-rápidos.

Agradeço ao Prof. Dr. M. Saito (LME-USP), pela confecção das máscaras das chaves.

Agradeço ao grupo do LPD/IFGW e CADO/DIT-CPqD, pelo fornecimento e confecção das chaves de GaAs e InP, em especial ao “Totó” e ao Helio Godoi, pela paciência na deposição e solda das chaves.

Agradeço a todas as pessoas que me ajudaram de alguma forma a realizar este trabalho.

Agradeço à minha família e a meus amigos, pelo apoio durante todo este período.

E, agradeço ao grupo de Opto-eletrônica do CPqD-Telebrás, pelo apoio durante a fase final deste trabalho.

RESUMO

Descrevemos neste trabalho, o desenvolvimento de chaves elétricas fotocondutivas, utilizadas no estudo da geração e aplicação de transientes elétricos de subpicossegundos. A análise dos transientes elétricos foi feita pela técnica de amostragem eletro-óptica com um cristal de LiTaO_3 . Esta técnica explora as propriedades do laser de pulsos ultra curtos ($\text{FWHM} \leq 100$ fs) em 625 nm com uma energia de 0.1 nJ, operando a uma taxa de repetição de 100 MHz, assim como o tempo de resposta quase instantânea (≤ 50 fs) do efeito Pockels. Estas características são imprescindíveis tanto na geração do transiente elétrico rápido em GaAs e InP, quanto na técnica de amostragem de alta velocidade.

Obtivemos um dispositivo eletro-óptico com uma largura de banda de 0.78 THz. i.e. um sistema de medida de sinais elétricos com uma resolução de 0.46 ps. A performance deste dispositivo associada a outras vantagens desta técnica, tal como a amostragem de sinais elétricos em circuitos integrados, sem contato com o mesmo, torna-o único no estado da arte de amostragem de sinais elétricos ultra-rápidos.

A resolução deste dispositivo permitiu o estudo de efeitos de dispersão sobre um transiente de picossegundo, quando se propaga em microlinhas de transmissão coplanar, mostrando-nos a importância do efeito da dispersão material, para sinais com uma largura de banda próximo de THz.

Também estudamos o efeito de "overshoot" que ocorre na resposta de chaves elétricas de GaAs e InP, quando excitados por pulsos ópticos de 100 fs. Mostramos que o efeito se deve principalmente ao efeito de cargas espaciais desenvolvido na chave elétrica.

ABSTRACT

We describe in this thesis the development of photoconductive switching technique, utilized in the generation and application of the subpicosecond electrical transients. A LiTaO_3 crystal was used to sample the electrical signal. The generation of the ultrafast electrical transient with GaAs and InP switches and also in the electro-optic sampling technique, we exploits the properties of the ultrashort pulse laser on 625 nm with 100 MHz repetition rate, as well as the ultrafast response time (≤ 100 fs) of the Pockels effect to generate the electrical transient (with GaAs and InP switches) and also in the electro-optic sampling technique.

We measured a electrical signal with 0.46 ps rise time, wich corresponds a 0.78 THz bandwidth to eletro-optical sampling system. The electro-optical technique with this performance and the other advantage, e.g. the noncontact sampling of integrated circuits, become this technique unique in high speed sampling systems.

This resolution allowed us the study of dispersion effects on ultrafast electrical signal propagation in coplanar transmission lines, showing the material dispersion effect on the picosecond electrical pulse propagating on transmission lines.

We also study the overshoot effect on the electrical response of the picosecond electrical switches of GaAs and InP, when pumped by a 100 fs pulse laser. We conclude from these measurements that the overshoot effect is caused by the spatial charge developed on the electrical switch.

Conteúdo

1	Introdução	1
2	Teoria	9
2.1	Introdução	9
2.2	Fotocondutividade em regime de picossegundos	9
2.3	Impedância em linhas de transmissão	16
2.4	Dispersão em linhas de transmissão	18
2.5	O efeito eletro-óptico	20
2.5.1	Modulação da luz	23
2.6	Sensibilidade e ruído	30
2.7	Teoria da amostragem de transientes elétricos	32
3	Sistema Experimental	37
3.1	Introdução	37
3.2	Fontes de luz laser de pulsos curtos	38
3.2.1	Laser de Nd:YAG	38
3.2.2	O laser CPM e o controle da dispersão no CPM	40
3.2.3	Laser de diodo semiconductor	46
3.3	Chave elétrica e linha de transmissão	53
3.4	Porta de amostragem e-o	59
3.5	Sistema de aquisição de dados	60
4	Amostragem Eletro-óptica	67
4.1	Foto-detector com resolução de sub-nanossegundos	67
4.2	Sistema de amostragem e-o	71
4.2.1	Caracterização da linearidade	71

4.2.2	Aplicação do sistema e-o na caracterização de um sistema fotodetector-amplificador rápido	72
4.3	Geração e amostragem em regime de sub-picossegundo	75
4.4	Dispersão em linhas coplanares	79
4.4.1	Modelo teórico para a dispersão em linhas coplanares	80
5	“Overshoot” na resposta da chave elétrica	91
5.1	Mecanismos de “overshoot” de velocidade	92
5.1.1	Relaxação do momento	92
5.1.2	Efeito de separação de cargas	92
5.1.3	Discussão do modelo teórico do efeito de separação de cargas na chave elétrica	95
5.1.4	Espalhamento entre vales	98
5.2	Observações anteriores do “overshoot”	99
5.3	Observação experimental do “overshoot”	100
5.3.1	Efeito da temperatura	101
5.3.2	Efeito da variação da densidade de portadores	103
5.3.3	Efeito do campo elétrico aplicado	109
5.4	Análise dos resultados	111
6	Conclusão	115
	Apêndice A	122

Lista de Figuras

1.1	Esquema de um osciloscópio para medida de sinais elétricos	2
1.2	Evolução da largura de banda dos dispositivos opto-eletrônicos nos últimos anos	3
1.3	Esquema do sistema de amostragem eletro-óptico	3
2.1	Chave elétrica de Auston.	11
2.2	Esquema da linha de transmissão interrompida a) e o seu circuito equivalente b).	15
2.3	Tipos de linhas de transmissão empregados em circuitos de microondas.	17
2.4	Índice efetivo em função da frequência na linha de transmissão coplanar.	21
2.5	Constante dielétrica em função da frequência de um cristal.	23
2.6	Esquema dos índices elipsóides para um cristal uniaxial no sistema principal de eixos coordenados.	26
2.7	Cela de Pockels.	27
2.8	Curva de transmissão da intensidade na cela de Pockels em função do campo aplicado.	28
2.9	Esquema da detecção diferencial.	32
2.10	Sinal elétrico das etapas da amostragem e-o.	34
3.1	O sistema de amostragem eletro-óptico.	39
3.2	Autocorrelação do pulso comprimido do laser de Nd:YAG.	40
3.3	Esquema do laser CPM com um conjunto de quatro prismas na cavidade para o controle da dispersão.	42
3.4	Figura de autocorrelação do pulso laser CPM utilizando um interferômetro de Michelson.	43
3.5	Esquema dos prismas com o feixe laser incidindo em ângulo de Brewster.	44
3.6	Caminho óptico dos raios entre os prismas.	45

3.7	Circuito de ganho chaveado, usando um transistor em avalanche para gerar pulsos de corrente rápidos	48
3.8	Medida do pulso laser de diodo com uma largura temporal de 100 ps usando o PD-15.	49
3.9	Montagem experimental para a medida de pulsos ópticos ultra-curtos no infra-vermelho, usando uma "Streak-camera"	50
3.10	Medida do pulso laser de diodo, com uma largura temporal de 60 ps usando a "Streak-camera".	50
3.11	Espectro do laser de diodo da RCA-2001, com uma largura de banda de 3.7 nm.	52
3.12	Sistema para a medida do "Chirp" do pulso laser de diodo	53
3.13	A chave elétrica sobre a linha de transmissão coplanar.	54
3.14	Linha de transmissão coplanar	55
3.15	Chave elétrica acoplada à cela de Pockels em uma linha de transmissão coplanar	56
3.16	Foto da linha de transmissão coplanar, com uma largura de linha W e separação S	58
3.17	O dispositivo E-O montado sobre uma moldura banhada a ouro com conectores SMA.	58
3.18	Esquema da unidade de amostragem eletro-óptica, com as linhas de campo elétrico.	60
3.19	Circuito amplificador de corrente dos foto-detectores PIN-10.	61
3.20	Esquema do circuito para a amplificação diferencial dos sinais provenientes dos PIN's para a medida do sinal modulado, assim como para a compensação do ruído proveniente do laser.	61
3.21	Circuito redutor de tensão.	62
3.22	Gerador de pulsos de tensão com o cartão de relés.	63
4.1	Esquema do detector fotocondutivo, utilizando uma chave elétrica do tipo microlinha.	68
4.2	Comparação das medidas usando o detector fotocondutivo (superior) e o ITL-1850 (inferior), quando excitado pelo laser de N_2	70
4.3	Comparação das medidas usando o detector-fotocondutivo (superior) e o ITL-1850 (inferior), quando excitado pelo laser de corante Rh6G bombeado pelo laser de N_2	70
4.4	Pulso do laser CPM detectado com a chave elétrica, amostrado no osciloscópio, com as gavetas 7S11 e 7T11 da Tektronix.	71

4.5	Modulação da luz pelo sistema eletro-óptico, mostrando a linearidade do sistema.	73
4.6	Sistema de amostragem eletro-óptico utilizando o laser de Nd:YAG mode-locked. O sinal amplificado do foto-detector PD15 é lançado na linha de transmissão, sendo amostrado com uma resolução de 3 ps.	74
4.7	Amostragem do sinal gerado pelo fotodetector PD-15, com uma resolução de 3 ps.	76
4.8	Sinal gerado pelo PD-15, amostrado com a gaveta de sampling (7S11 e 7T11 da Tektronics).	77
4.9	Amostragem de um transiente elétrico com um tempo de subida de 460 fs, medida em uma chave de GaAs, sob um campo de 10 KVolts/cm.	78
4.10	Resposta da chave, mostrando a variação do tempo de subida do transiente elétrico, quando propaga-se 0.3 mm (a), 1.5 mm (b) e 2.5 mm (c) na linha de transmissão coplanar.	81
4.11	Medidas do transiente elétrico na linha de transmissão em função da posição.	82
4.12	Forma do sinal elétrico simulado, quando progaga 3 mm em uma linha de transmissão coplanar.	85
4.13	Dispersão simulada do sinal elétrico, quando progaga em uma linha de transmissão coplanar sobre o GaAs.	86
5.1	Figura típica do "overshoot" na resposta de um dispositivo elétrico rápido para campos de 1 KVolts/cm, 5 KVolts/cm e 10 KVolts/cm	93
5.2	Evolução das cargas (elétrons e buracos) gerados em um semicondutor, sob a ação de um campo elétrico DC.	94
5.3	Resposta simulada da chave elétrica de GaAs em função da densidade de portadores injetada, para $10^{15}cm^{-3}$ a), $10^{16}cm^{-3}$ b) e $10^{17}cm^{-3}$ c), de acordo com Evenson	97
5.4	Estrutura de banda do GaAs, ilustrando a banda Γ , X e L.	98
5.5	Resposta da chave, mostrando o "overshoot", medida a 300 K.	101
5.6	Resposta da chave, mostrando o "overshoot" da chave elétrica de GaAs medida a 77 K.	102
5.7	Esquema do "overshoot" com a largura τ à meia altura (FWHM) e sua amplitude $R = I_p/I_e$ relativa.	104
5.8	Resposta da chave, mostrando a variação da largura à meia altura do "overshoot" da resposta da chave elétrica de GaAs para densidades de a) $0,93 \times 10^{16} cm^{-3}$, b) $1,16 \times 10^{16} cm^{-3}$ e c) $2,14 \times 10^{16} cm^{-3}$	105

5.9	Resposta da chave mostrando a variação da largura do "overshoot" na chave elétrica de InP com um espaçamento $W = 50\mu m$, para as densidades de a) $3,28 \times 10^{16} cm^{-3}$, b) $5,0 \cdot 10^{16} cm^{-3}$ e c) $7,4 \cdot 10^{16} cm^{-3}$.	106
5.10	Largura temporal do "overshoot" em função da densidade de portadores na chave elétrica de GaAs.	107
5.11	Largura do "overshoot" em função da densidade de portadores na chave elétrica de InP.	108
5.12	Resposta da chave elétrica ao pulso óptico em função do campo elétrico na chave de GaAs, para um campo de 2 KVolts/cm a), 5 KVolts/cm b) e 12 KVolts/cm c).	110
.1	Diagrama de blocos do programa de aquisição de dados.	123

Lista de Tabelas

3.1	Atraso da posição do pulso, em função do comprimento de onda. . .	51
3.2	Parâmetros S e W para uma linha de transmissão coplanar de $50\ \Omega$. . .	55
5.1	Valores relativos da amplitude do “overshoot” em função do campo elétrico na chave de GaAs medidos a 300 K.	109
5.2	Valores relativos da amplitude do “overshoot” em função do campo elétrico na chave de GaAs medidos a 77 K.	111

Capítulo 1

Introdução

Com o desenvolvimento de laser do tipo “Colliding Pulse Mode-locked dye lasers” (CPM) [1,2] no início da década de 80, foi possível a geração de pulsos lasers de menos de 100 fs, chegando se hoje a pulsos de 6 fs por um processo de amplificação e posterior compressão [3]. Estes lasers de pulsos ultra-curtos têm uma aplicação importante na opto-eletrônica ultra-rápida [4,5,6], através do efeito foto-condutivo de semicondutores, tanto na geração de transientes elétricos rápidos ($\leq 1ps$) quanto na técnica de amostragem dos mesmos, via chaveamento eletro-óptico [7,8,9] ou mesmo foto-condutivo [10].

Com as técnicas convencionais (osciloscópio), a medida de sinais elétricos fica limitada a algumas dezenas de GHz, uma vez que há uma limitação física na resolução deste tipo de medida. Na figura 1.1 temos o esquema típico do sistema utilizado na medida de sinais elétricos, no qual o sinal $v(t)$ é aplicado nos eletrodos do tubo de raios catódicos de um osciloscópio, desviando o feixe de elétrons proporcionalmente à intensidade do sinal aplicado $v(t)$. A resolução deste sistema fica limitada pelo tempo que o elétron necessita para interagir com o campo entre os eletrodos.

No final da década de 50, foram introduzidos os osciloscópios de amostragem, que com os diodos túnel tem alcançado uma resolução de 50 ps. Com a utilização dos lasers CPM, houve uma evolução da resolução temporal para ps com os sistemas de amostragem foto-condutiva [10] e para sub-ps com o sistema de amostragem eletro-óptico [7,8,9]. Na figura 1.2 temos uma representação da evolução da largura de banda dos sistemas de amostragem de sinais elétricos em função dos anos.

O chaveamento eletro-óptico tem uma grande vantagem em relação às demais técnicas, pelo fato de ter uma largura de banda maior, e não interferir na estrutura

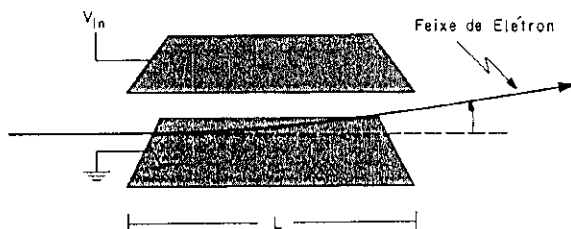


Figura 1.1: Esquema de um osciloscópio para medida de sinais elétricos

do sistema sob medida, como acontece na amostragem foto-condutiva. A Junção Josephson, também alcança uma resolução de ps, no entanto, necessita de temperaturas criogênicas para a sua operação, limitando o uso da mesma.

Recentemente vimos grupos que também alcançaram uma resolução de sub-ps na amostragem de sinais elétricos, utilizando o efeito da eletro-absorção de pulsos lasers ultra-curtos em poços quânticos de semicondutores [11]. No trabalho descrito nesta tese estudamos a técnica de amostragem eletro-óptica.

Para gerar o sinal elétrico, utilizamos uma chave elétrica a semiconductor ativada pelo laser CPM, i.e. polarizamos uma micro-linha de transmissão coplanar e criamos um plasma elétron-buraco em uma pequena região da linha, alterando desta forma a impedância local, gerando um transiente elétrico na linha com o pulso CPM. Este transiente se propaga na linha, conforme esquematizado na figura 1.3, passando pela cela de Pockels, que nada mais é do que um cristal eletro-óptico ($LiTaO_3$) acoplado à linha de transmissão. Este sinal, ao passar pelo cristal, altera a polarização do meio, de maneira que a luz que passa pelo cristal sofre uma rotação na polarização proporcional ao campo gerado pelo sinal elétrico. Desta forma, com um atraso controlado do feixe de ativação em relação ao feixe de prova na cela de Pockels, podemos tirar a forma de onda do sinal gerado na chave elétrica, analisando-se a luz polarizada que passa pelo analisador (figura 1.3), i.e. analisando-se o sinal dos foto-detecutores D_1 e D_2 .

Adotamos este sistema principalmente pela resolução permitida de sub-ps. No

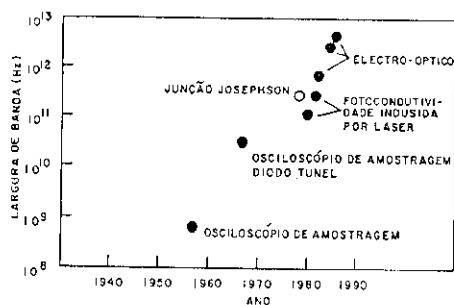


Figura 1.2: Evolução da largura de banda dos dispositivos optoeletrônicos nos últimos anos

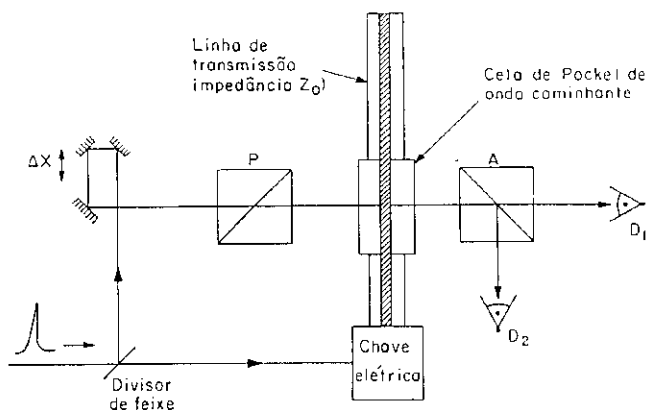


Figura 1.3: Esquema do sistema de amostragem eletro-óptica

entanto vale ressaltar aqui algumas das características e vantagens que auxiliou-nos na escolha do sistema de amostragem eletro-óptico:

1. A largura de banda da resposta da cela de Pockels é da ordem de de 10 THz, correspondente à frequência de ressonância de rede do cristal LiTaO_3 . Isto dá uma resolução de menos de 100 fs, suficiente para os propósitos deste trabalho.
2. Outra grande vantagem é a montagem experimental, que nos permite fazer a amostragem do sinal elétrico sem realizar contato elétrico na estrutura do circuito sob teste. Necessitamos apenas aproximar o cristal não linear sobre a linha, o suficiente para que possamos modular a luz de prova pelo campo gerado pelo sinal elétrico. Desta forma podemos analisar o sinal sem interferir no mesmo, o que pode ser fundamental no estudo da resposta de dispositivos rápidos em circuitos integrados [12].
3. O cristal aqui utilizado LiTaO_3 nos permite altas intensidades ópticas, contendo uma alta rigidez e não é higroscópico, permitindo o uso do mesmo sem qualquer proteção especial. O LiTaO_3 tem uma das menores birefringências entre os cristais uniaxiais (18 vezes menor do que o LiNbO_3). Como estamos trabalhando com pulso laser curto, esta característica é importante, uma vez que estaremos vendo o efeito eletro-óptico sobre o pulso laser sem efeitos de retardo de múltipla ordem, em relação às suas componentes de frequências.

Devido à resolução de sub-ps, podemos estudar técnicas de geração de transientes elétricos de sub-ps e utilizar o mesmo, por exemplo, no estudo da dispersão de pulsos elétricos ultra-curtos em linhas de transmissão ou fenômenos de transporte em semicondutores. A amostragem sem contato desta técnica permite o estudo de dispositivos eletrônicos com igual resolução, sem qualquer modificação no dispositivo sob teste. Utilizamos um pulso laser comprimido de Nd:YAG (FWHM $\leq 3\text{ps}$) inicialmente, passando para o laser CPM, aumentando a resolução do sistema. Como a fonte laser encarece este sistema, complementamos este trabalho estudando a geração de pulsos de luz ultra-curtos, utilizando um laser semicondutor [13].

A descrição deste trabalho está dividida em quatro partes:

1. No segundo capítulo descrevemos a teoria do efeito Pockels, estendendo-se à amostragem de transientes elétricos de subpicossegundo, utilizado em

conjunto com a chave elétrica. Também descrevemos a teoria da foto-condutividade de picossegundo, aplicada a linhas de transmissão. Por fim discutimos a teoria de ruídos no sistema de amostragem eletro-óptico, provenientes tanto de componentes eletrônicos quanto mecânicos.

2. No terceiro capítulo descrevemos em detalhes o sistema experimental utilizado na amostragem eletro-óptica. Discutimos inicialmente uma modificação introduzida no laser "colliding pulse mode-locked" (CPM) utilizado no sistema de amostragem eletro-óptico. O objetivo foi de melhorarmos o controle da dispersão intracavidade, cujo controle era essencial na estabilidade do laser e conseqüentemente no sistema de amostragem. A seguir descrevemos a unidade de amostragem, composta pela chave elétrica e pela cela de Pockel, ou seja, a linha de transmissão e o cristal eletro-óptico. Por fim, o sistema de amostragem eletro-óptico completado com o sistema de aquisição de dados, controlado com o micro computador.
3. No quarto capítulo descrevemos as principais aplicações do sistema de chaveamento e amostragem eletro-óptico, onde registramos a utilização da chave elétrica como um foto-detector de subnanossegundo para lasers de potência; a linearidade do sistema de amostragem eletro-óptico; a utilização deste sistema na caracterização de circuitos rápidos, onde utilizamos um foto-detector com tempo de resposta de 50 ps; a aplicação deste sistema no estudo da dispersão de transientes elétricos com largura de banda de THz em linhas de transmissão coplanar.
4. No quinto capítulo, estudamos fenômenos de transporte em semicondutores, onde apresentamos o efeito de "overshoot" observado na resposta de chaves foto-condutivas de GaAs e InP em particular.
5. Na conclusão deste trabalho, discutiremos os principais resultados e sua relevância para futuros trabalhos na área de opto-eletrônica de subpicossegundo deste grupo.

Bibliografia

- [1] R.L. Fork, B.I. Greene and C.V. Shank, Appl. Phys. Lett., 38, pp. 671-672, 1981.
- [2] C.H. Brito Cruz, M.A.F. Scarparo and R. Srivastava, Revista Brasileira de Física, Vol. 13, pp. 374-383, 1983.
- [3] R.L. Fork, C.H. Brito Cruz, P.C. Becker and C.V. Shank, Opt. Lett., Vol. 12, pp. 483-485, 1987.
- [4] J.A. Valdmanis and G. Mourou, Laser Focus, pp. 84-96, February 1986.
- [5] J.A. Valdmanis and G. Mourou, Laser Focus, pp. 96-106, March 1986.
- [6] D. H. Auston, Physic Today, February, pp. 46-54, 1990.
- [7] M.V. Exter, Ch. Fattinger and D. Grishkowsky, Opt. Lett., V.14, pp. 1128-1130, 1989.
- [8] J.A. Valdmanis, G. Mourou, IEEE J. Quantum Electron. QE19, pp. 664-667, 1983.
- [9] F. M. Matinaga and C.H. Brito Cruz, aceito para publicação na Revista Brasileira de Física Aplicada e Instrumentação.
- [10] C.H. Lee, "Picosecond Optoelectronic Devices", Cap. 8, Academic Press INC. New York, 1984.
- [11] W.H. Knox, J.E. Henry, K.W. Goossen, K.D. Li, B. Tell, D.A.B. Miller, D.S. Chemla, A.C. Gossard and S. Shimitt-Rink, IEEE J. Quantum Electron., vol.25, pp. 2586-2595. 1989.

- [12] J.A. Valdmanis, and S.S. Pei, "Picosecond Electronics and Optoelectronics II", pp. 4-10, Springer-Verlag, New York, 1987.
- [13] F.M. Martinaga and C.H. Brito Cruz, Revista Brasileira de Física Aplicada e Instrumentação, Vol. 5 N.3, 1991.

Capítulo 2

Teoria

2.1 Introdução

Neste capítulo discutiremos aspectos teóricos envolvidos na técnica de amostragem eletro-óptica. Começaremos com o efeito de foto-condutividade, que ocorre em um cristal semiconductor quando incidimos luz sobre o mesmo. Trataremos da aplicação deste efeito na geração de transientes elétricos ultra-rápidos (< 1 ps). Em seguida descreveremos o processo de amostragem destes transientes elétricos via modulação eletro-óptica, detalhando as características do cristal $LiTaO_3$ utilizado. Também discutiremos problemas de impedância em linhas de transmissão e problemas relacionados à sensibilidade e ao ruído do sistema de amostragem.

2.2 Fotocondutividade em regime de picossegundos

Quando iluminamos um semiconductor com fótons de energia maior que o seu “gap” de energia, criamos portadores de cargas livres (elétrons e buracos), fenômeno já conhecido de longa data [1]. Este efeito veio a ter uma aplicação no chaveamento elétrico ultra-rápido [2,3] com o advento dos lasers “mode-locked” [4], pois com eles foi possível criar uma densidade de portadores (elétrons e buracos) da ordem de $10^{20}/cm^3$ em um intervalo de tempo curto (≤ 1 ps) no semiconductor, quando bombeado com um pulso laser ultracurto.

Quando incidimos um fóton de luz sobre o semiconductor, o tempo de absorção Δt para a geração de um par elétron-buraco é limitado somente pelo princípio da

incerteza. Considerando que a banda de absorção dos semicondutores como o GaAs tem uma largura espectral da ordem de alguns eVs, podemos ter um tempo de absorção do fóton tão pequeno quanto 10^{-15} s. O tempo de subida da foto-corrente não é limitado pelo tempo de geração dos portadores, mas principalmente pela resposta da chave elétrica, que depende da geometria do mesmo (RC da chave) e do tempo de relaxação dielétrica do semiconductor. Outro fator que limita o uso da foto-corrente em um dispositivo de picossegundos, é o tempo de recombinação do par elétron-buraco que varia de algumas centenas de picossegundos a nanossegundo nos materiais de interesse (GaAs, InP, Si,...etc). Este fator é limitante principalmente no uso da fotocondutividade em foto-detecetores rápidos, quando se requer uma resolução da ordem ou menor que o tempo de recombinação do semiconductor utilizado. Uma maneira efetiva de se reduzir o tempo de vida do par e-b, gerado na foto-corrente, é introduzir defeitos (por bombeio de prótons) ou impurezas na rede cristalina do semiconductor, criando assim centros que irão capturar os pares de e-b, reduzindo o tempo de vida τ_c do par. Podemos estimar o τ_c pela expressão [5]:

$$\tau_c = 1/(N_t \sigma_c < v_c >) \quad (2.1)$$

onde N_t é a concentração dos centros de recombinação, σ_c é a seção de choque e v_c a velocidade média do portador. Outra vantagem da introdução dos defeitos no semiconductor é que pode melhorar o contato ôhmico metal-semiconductor. Entretanto, a introdução excessiva de defeitos pode causar um acréscimo na resistividade do material, pois, de acordo com Erginsoy [6], a mobilidade do semiconductor pode ser estimada em função do espalhamento dos portadores por defeitos neutros pela equação:

$$\mu = \frac{1,4 \cdot 10^{22} m^*}{N_t} \frac{m^*}{m_0} \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \left(\frac{cm^2}{V.s} \right) \quad (2.2)$$

onde m^* é a massa efetiva do elétron, m_0 a massa do elétron em repouso e ϵ a constante dielétrica do material.

A eficiência quântica da foto-corrente de um semiconductor é determinada pela probabilidade de os pares elétrons - buracos gerados escaparem do campo de Coulomb mútuo, sendo aproximadamente 100 % na maioria dos semicondutores de alta mobilidade. Desta forma, consideramos que o número de portadores criado é igual ao número de fótons do pulso de luz injetado.

Na figura 2.1 temos um fotocondutor típico numa configuração adequada a medidas em escala de picossegundo. O fotocondutor consiste em uma micro linha de

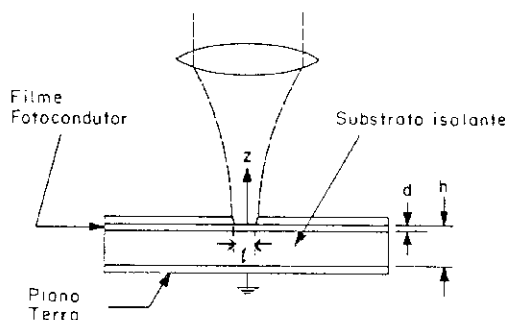


Figura 2.1: Chave elétrica de Auston.

transmissão metálica depositada sobre um semiconductor, contendo uma interrupção com um comprimento l (fig. 2.1). Aplicando-se uma tensão elétrica V_0 em uma das pontas da linha de transmissão, temos uma chave elétrica que gera um transiente elétrico rápido, quando incidimos um pulso laser ultra-curto na interrupção da linha. Uma análise da voltagem $V(t)$ transmitida pela chave elétrica pode ser feita representando o mesmo em termos de elementos de um circuito concentrado. Ou seja, considerando a taxa de dissipação da energia elétrica no fotocondutor, temos para a condutância $G(t)$ [2]:

$$GV_0^2 = \int d^3x \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} \quad (2.3)$$

onde $\mathbf{E}$, $\mathbf{J}$ são o campo elétrico e a densidade de corrente elétrica na direção x (paralela à micro linha de transmissão 2.2). Considerando $\mathbf{J} = \sigma \cdot \mathbf{E}$, sendo σ a condutividade, temos para a equação acima:

$$G(t) = \frac{1}{V_0^2} \int d^3x \sigma |\mathbf{E}|^2 \quad (2.4)$$

A condutância do semiconductor pode ser separada em uma parte devido aos portadores criados pela luz injetada $g(t)$ e outra térmica G_0 (de escuro), sendo:

$$G(t) = G_0 + g(t) \quad (2.5)$$

A condutividade pode ser escrita na forma: $\sigma(t) = e(n(t)\mu_n + p(t)\mu_p)$. Como para cada fóton temos um par de elétron buraco, consideramos no início que $n_0 = p_0$, logo temos para a condutância $g(t)$:

$$g(t) = \frac{1}{V_0^2} \int d^3x n e (\mu_n + \mu_p) |E|^2 \quad (2.6)$$

Quando incidimos um pulso óptico de largura temporal delta, teremos para a concentração inicial de portadores $n(t = 0^+)$:

$$n(t = 0^+) = (1 - R) \alpha \varepsilon(x, y) \frac{e^{-\alpha z}}{\hbar \omega} \quad (2.7)$$

onde $R = (1 + n_r) / 4n_r$, é o coeficiente de refletividade do material, send n_r o índice de refração, α o coeficiente de absorção óptica, ε a densidade de energia por unidade de área e $\hbar \omega$ a energia do fóton da luz.

Assumindo que os contatos são ôhmicos, a distribuição do campo elétrico inicial para um regime de baixa injeção óptica pode ser determinada pela condição de continuidade do campo $\nabla \cdot J = 0$, logo:

$$E(x) = \kappa / \sigma(x) \quad (2.8)$$

A constante de proporcionalidade κ é determinada pela condição:

$$\int_{l/2}^{l/2} E(x) dx = V_0 \quad (2.9)$$

Para uma geometria plana e um contato ôhmico (figura 2.1) temos uma constante para $E(x)$. Logo $E = V_0/l$ e para σ constante, em um regime de baixa injeção óptica ($g \ll G_0$), teremos para a eq.2.6:

$$g(t = 0^+) = (1 - R) \frac{e}{\hbar \omega} \frac{\mu_n + \mu_p}{l^2} \int d^3x \alpha \varepsilon(x, y) e^{-\alpha z} \quad (2.10)$$

No caso em que toda a luz é absorvida pela camada foto-condutiva do semicondutor, teremos:

$$g(t = 0^+) = (1 - R) \frac{e}{\hbar \omega} \frac{\mu_n + \mu_p}{l^2} W_p \quad (2.11)$$

Onde W_p representa a energia total absorvida pelo semicondutor. A expressão 2.11 é válida em regime de baixa injeção óptica, mas nem sempre é válida para fotocondutores de picossegundos, nos quais temos uma densidade de portadores

alta em um intervalo de tempo curto. No regime de alta injeção óptica ($g \gg G_0$), a distribuição do campo elétrico inicial pode ser radicalmente alterada pelos portadores injetados. Isto não acontece instantaneamente, uma vez que é gerada uma densidade de elétrons igual à de buracos. Mas à medida que eles se movem em direções opostas, para regiões de densidades de cargas diferentes dada a não uniformidade da iluminação, cria-se um campo devido a estas cargas espaciais. O tempo de evolução do campo devido às cargas, denominamos de tempo de relaxação dielétrica τ_d , que pode ser estimado considerando o fotocondutor em termos dos parâmetros (capacitância e condutância) de um circuito macroscópico, conforme representado pela equação [7,8]:

$$\tau_d \sim \frac{C_g}{G} = \frac{\int d^3x \epsilon |E|^2}{\int d^3x \sigma |E|^2} \quad (2.12)$$

A capacitância C_g da chave elétrica pode ser calculada pela expressão da energia armazenada pelo campo. Como $g(0)$ pode variar de 0 a alguns mhos e o valor típico de C_g é 1 pF, τ_d pode variar desde subpicossegundo (regime de alta injeção óptica) a nanossegundo (baixa injeção).

Considerando a resposta da chave elétrica, levando-se em consideração o tempo de recombinação do par e-b, quando incidimos um pulso de luz, a condutividade causada pelo pulso desaparecerá depois de um tempo devido à recombinação dos portadores τ . Essa variação da concentração dn/dt de portadores pode ser descrita pela equação [9]:

$$\begin{aligned} \frac{dn(t)}{dt} &= \gamma(n(t)p(t) - n_0p_0) \\ &= \gamma(n_0\delta p + p_0\delta n + \delta n\delta p) \end{aligned} \quad (2.13)$$

onde $n = n_0 + \delta n$ e $p = p_0 + \delta p$ são as concentrações instantâneas dos portadores e γ uma constante de proporcionalidade. Considerando um baixo nível de excitação, $n_0 + p_0 \gg \delta n$ e para um semiconductor intrínseco, onde $\delta n = \delta p$, teremos:

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= \gamma(n_0 + p_0)\delta n \\ &= \frac{\delta n}{\tau} \end{aligned} \quad (2.14)$$

onde $\tau = 1/(\gamma(n_0 + p_0))$ é o tempo de vida dos portadores. Integrando esta última equação, chegamos a:

$$\delta n = \delta n(0)e^{-t/\tau} \quad (2.15)$$

$\delta n(0)$ é a quantidade de portadores inicial gerado pelo pulso de luz, i.e. da eq.2.7 temos:

$$\delta n(t) = \frac{4n_r}{(1+n_r)^2} \frac{\epsilon}{h\nu} \frac{1}{V} e^{-t/\tau} \quad (2.16)$$

Logo, a variação da condutividade será:

$$\sigma(t) = e(\mu_n n + \mu_p p) \delta e^{-t/\tau} \quad (2.17)$$

Com este resultado temos para a variação da resistência $R(t)$ na chave elétrica:

$$\begin{aligned} R(t) &= \frac{1}{e(\mu_n n + \mu_p p)} \frac{(1+n_r)^2}{4n_r} \frac{h\nu}{\epsilon} \frac{1}{V} e^{-t/\tau} \\ &= R(0)e^{-t/\tau} \end{aligned} \quad (2.18)$$

Essa variação na resistência da chave elétrica, i.e. na linha de transmissão, provocará uma variação na impedância da linha de transmissão. Para uma onda caminhando na linha, teremos uma parte refletida e uma transmitida na interrupção, gerando um transiente elétrico, conforme esquematizado na figura 2.2. Para o cálculo deste transiente de voltagem, podemos resolver o circuito equivalente da chave elétrica (figura 2.2 b) em termos de uma onda caminhante que se propaga na linha de transmissão, tomando o coeficiente de transmissão, temos para a voltagem gerada a forma:

$$V(t) = \frac{Z_0 V_0}{(2Z_0 + R(t))} \quad (2.19)$$

sendo $R(t)$ a resistência na chave. Da eq.2.18 teremos:

$$V(t) = \frac{Z_0 V_0}{(2Z_0 + R(0)e^{-t/\tau})} \quad (2.20)$$

Onde Z_0 é a impedância da linha de transmissão. Da eq.2.20 podemos concluir que para uma alta intensidade do pulso laser, i.e. $R(0) \ll 2Z_0$ teremos para a amplitude de voltagem transmitida na chave elétrica:

$$V(t) = \frac{V_0}{2} \quad (2.21)$$

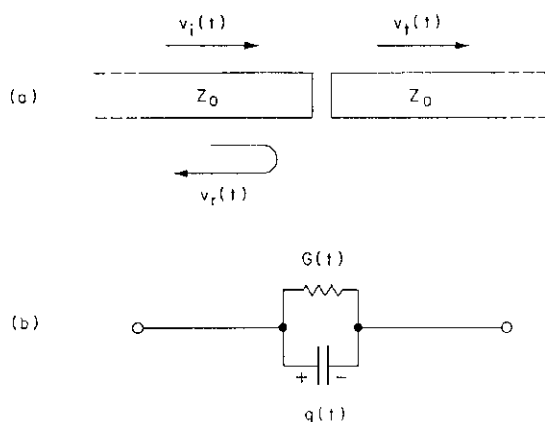


Figura 2.2: Esquema da linha de transmissão interrompida a) e o seu circuito equivalente b).

E para o caso de uma fraca excitação, o sinal de voltagem seguirá a forma:

$$V(t) = \frac{Z_0 V_0}{R(0)e^{-t/\tau}} \quad (2.22)$$

Algumas considerações devem ser feitas, quanto à validade deste tratamento para um dispositivo fotocondutor em regime de picossegundos:

1. Não são considerados os efeitos de atraso nos circuitos e o tratamento é feito em termos de elementos de um circuito concentrado, uma vez que as dimensões do foto-condutor são relativamente pequenas em relação à distância que um sinal propaga no menor tempo de interesse (e.g. em Si ou GaAs 1 ps = .1 mm). Também são desprezados perdas por radiação.
2. O contato metal/semicondutor é considerado ôhmico, além de considerarmos verdadeiro o fato da interface ser ôhmica em regime de longa ou curta duração temporal.
3. A densidade de corrente é assumida como sendo linear ao campo elétrico local, omitido por simplicidade o efeito de saturação da velocidade do mesmo.
4. Foi desprezado o efeito de campo de borda.

2.3 Impedância em linhas de transmissão

As linhas de transmissão em microonda se caracterizam pela baixa impedância (50 Ω) e uma largura de banda alta ($\sim$ THz). Na figura 2.3 temos alguns tipos de linhas de transmissão conhecidas na literatura de microondas. Temos linhas com uma largura de banda de 4 GHz (cabo BNC-RG58) [10], até de algumas centenas de THz (linhas coplanares [11]), dependendo do substrato e dos parâmetros geométricos da linha de transmissão. Para o caso da linha utilizada no dispositivo eletro-óptico, é importante que o mesmo seja de fácil construção e ao mesmo tempo de manuseio simples, sem perder as características de impedância e largura de banda. Vários trabalhos [12] indicam as vantagens da linha do tipo coplanar, em termos da impedância e da largura de banda do mesmo.

Uma vez decidida a montagem da chave eletro-óptica sobre uma linha de transmissão coplanar, projetamos a mesma para uma impedância de 50 Ω , para facilitar a operacionalidade em termos experimentais. Para o projeto da linha coplanar,

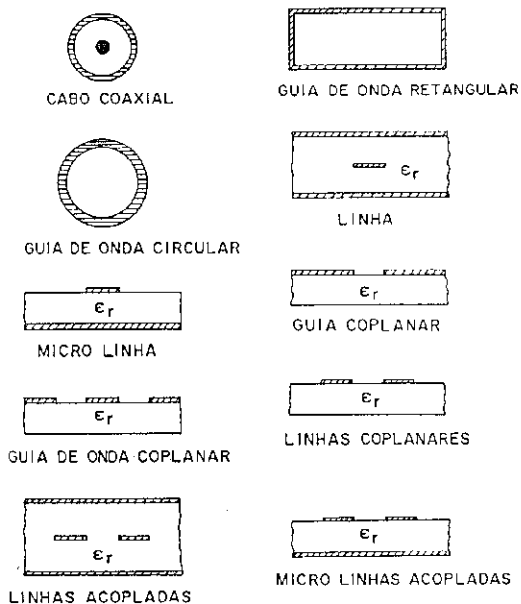


Figura 2.3: Tipos de linhas de transmissão empregados em circuitos de microondas.

utilizamos os resultados de Wen [13] para a impedância da micro linha coplanar Z_{mic} :

$$Z_{mic} = \frac{120\pi}{\epsilon_{re}} \frac{K(\kappa)}{K'(\kappa)} \quad (ohm) \quad (2.23)$$

onde

$$\kappa = \frac{S}{S + 2W} \quad (2.24)$$

Sendo S a distância entre as micro linhas e W largura das linhas e

$$\frac{K(\kappa)}{K'(\kappa)} = \begin{cases} \left[\frac{1}{\pi} \ln \left(2 \frac{1 + \frac{2}{\sqrt{\kappa}}}{1 - \frac{2}{\sqrt{\kappa}}} \right) \right]^{-1} & \text{para } 0 \leq \kappa \leq 0.7 \\ \frac{1}{\pi} \ln \left(2 \frac{1 + \frac{2}{\sqrt{\kappa}}}{1 - \frac{2}{\sqrt{\kappa}}} \right) & \text{para } 0.7 \leq \kappa \leq 1 \end{cases} \quad (2.25)$$

Uma expressão aproximada para ϵ_{re} , foi obtida por Davis [14] por cálculo numérico, na forma:

$$\epsilon_{re} = \frac{\epsilon + 1}{2} \left(\tanh[0.775 \ln(h/W) + 1.75] + \frac{\kappa W}{h} [0.04 + 0.7\kappa - 0.01(1 - 0.1\epsilon)(0.25 + \kappa)] \right) \quad (2.26)$$

Devemos observar, no entanto, que esta expressão não é válida para altas frequências, onde a constante dielétrica passa a depender da frequência do campo. O fator de correção desta dependência foi introduzida posteriormente por Hasnain [20].

2.4 Dispersão em linhas de transmissão

Quando trabalhamos com transientes elétricos de picossegundos, torna-se importante considerar a dispersão quando se propagam em linhas ou guias de transmissão. A dispersão ocorre principalmente em virtude da dificuldade de se conseguir um dispositivo que tenha uma largura de banda de THz ou mais, correspondentes à faixa espectral de transientes elétricos de picossegundos. Nos primeiros trabalhos utilizaram a chave elétrica de Auston [2], as mesmas foram montadas sobre uma linha de transmissão do tipo "microstrip". Os problemas da dispersão neste tipo de linha já vem sendo discutido desde Hasnain [20], para quem a frequência de corte F_C é dada por [18]:

$$F_C = \frac{c}{2\pi h} \sqrt{\frac{2}{\epsilon - 1}} \tan(\epsilon)^{-1} \quad (2.27)$$

e para ϵ maior que 10, simplifica-se para:

$$F_C = \frac{10.6}{h\sqrt{\epsilon}} \quad (h \text{ em cm}) \quad (2.28)$$

onde h é a espessura do “micro-strip”. Vemos que a largura de banda fica limitada principalmente pela espessura do linha, devido às dificuldades na construção e utilização de linhas com espessuras menores do que $100 \mu\text{m}$. Pela eq.2.28, pode-se concluir que estas condições limitam a largura de banda do dispositivo em 300 GHz. Esta limitação nos levou a trabalhar com linhas de transmissão do tipo coplanar, nas quais não há esta limitação, dentro da resolução que pretendemos trabalhar, i.e. na faixa de THz (ou regime de subpicossegundo).

Para uma linha de transmissão do tipo coplanar, a dispersão do pulso no material dielétrico é a principal fonte de dispersão para um pulso propagando na linha. Para se analisar esta dispersão, estudamos a constante dielétrica efetiva ϵ_{eff} da linha coplanar em função da frequência. De acordo com o trabalho de Hasnain [20] temos:

$$(\epsilon_{eff}(f))^{1/2} = (\epsilon_{eff}(0))^{1/2} + \frac{(\epsilon)^{1/2} - (\epsilon_{eff}(0))^{1/2}}{1 + aG^{-b}} \quad (2.29)$$

onde a e b são constantes geométricas, estimadas numericamente por Hasnain:

$$b = 1.8$$

$$\log(a) = u \log(s/w) + v \quad (2.30)$$

u e v são calculados pela equação:

$$u = 0.54 - 0.64q + 0.015q^2$$

$$v = 0.43 - 0.87q + 0.54q^2 \quad (2.31)$$

para $q = \log(s/h)$, sendo h a espessura do semiconductor. A precisão destes resultados de Hasnain é de 5% dentro dos seguintes limites:

$$0.1 < s/W < 5;$$

$$0.1 < s/h < 5;$$

$$1.5 < \epsilon_r < 50;$$

$$0 < f/f_{TE} < 10$$

Aplicando estes resultados para o caso da linha de transmissão coplanar que utilizamos, simulamos o comportamento da constante dielétrica em função da frequência, para os seguintes parâmetros:

$$\epsilon = 13 \text{ (GaAs);}$$

$$s = 40\mu\text{m};$$

$$w = 320\mu\text{m}$$

Na figura 2.5 temos o comportamento de ϵ_{eff} para variados valores da espessura h do substrato da micro linha de transmissão coplanar. Observamos o quanto varia ϵ_{eff} para frequências próximas de THz, devido ao material semicondutor para uma espessura de $h = 400\mu\text{m}$. Ou, ainda, vemos uma variação no ponto de inflexão, de algumas centenas de GHz, quando variamos a espessura de 40 a 400 μm . Este resultado é importante na medida em que precisamos de um dispositivo com linhas de transmissão com largura de banda maior que THz.

2.5 O efeito eletro-óptico

O efeito eletro-óptico em um meio se dá pela mudança da sua propriedade dielétrica em resposta a um campo elétrico aplicado, ou seja há uma mudança do seu índice de refração. Para uma melhor compreensão deste mecanismo deve-se investigar o comportamento das cargas eletrônicas dentro deste meio. A aplicação de um campo elétrico em um meio, desloca os íons presentes, bem como a orientação das órbitas eletrônicas dos elétrons em relação ao seu estado não perturbado, criando dipolos elétricos, resultando em uma polarização do meio. Esta polarização P pode ser representada pela seguinte série de potências [15]:

$$P_i(w_l) = \chi_{ij}^{(1)} E_j(w_l) + \chi_{ijk}^{(2)} E_j(w_m) E_k(w_n) + \dots \quad (2.32)$$

Onde $\chi^{(1)}$ e $\chi^{(2)}$ são os tensores que relacionam os vetores E e P , i, j e k são os índices cartesianos, l, m e n são as diferentes componentes de frequências. Cada termo é somado sobre todos os índices repetidos de acordo com a convenção de Einstein. χ é um tensor, uma vez que em cristais a polarização induzida P não é necessariamente colinear a E .

O termo $\chi^{(1)}$ é dominante, sendo uma boa aproximação para campos pequenos, caso da óptica linear. O termo $\chi^{(2)}$ com 27 elementos, representa misturas de ondas, geração de segundo harmônico e efeito Pockels. Isto ocorre somente em cristais ou

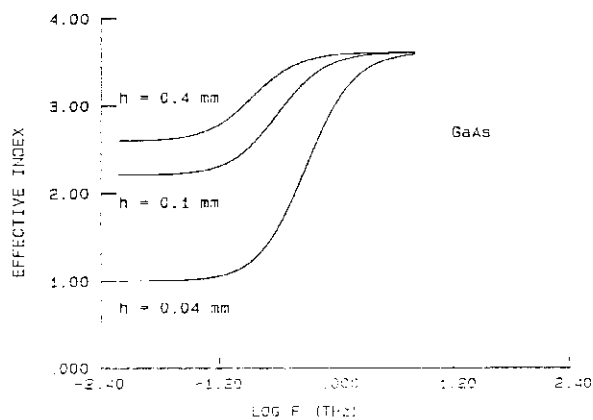


Figura 2.4: Índice efetivo em função da frequência na linha de transmissão coplanar.

meios que não tem simetria de inversão, caso contrário todos os termos do tensor seriam nulos. Em geral podemos escrever $\mathbf{P}$ na forma:

$$\mathbf{P}_i \left(\begin{matrix} w_m + w_n \\ w_m - w_n \end{matrix} \right) = \chi_{ijk}^{(2)} \mathbf{E}_j(w_m) \mathbf{E}_k(w_n) \quad (2.33)$$

Esta equação relaciona os campos das três frequências diferentes, descrevendo mistura de três ondas. No caso em que $w_m = w_n$, $\mathbf{P}$ tem uma frequência de $2w$, caracterizando a geração de segundo harmônico. Se um dos campos for DC, teremos o efeito Pockels, com os campos de entrada e saída com as mesmas frequências, onde $\chi^{(2)}$ será uma função do campo DC, isto é:

$$\mathbf{P}_i(w_l) = (\chi_{ijk}^{(2)} \mathbf{E}_k(\text{DC})) \mathbf{E}_j(w_l) \quad (2.34)$$

Desta forma, similarmente à óptica linear, $\chi^{(2)}$ produz uma variação no índice de refração que depende da intensidade do campo elétrico aplicado. O campo $\mathbf{E}$ não tem que necessariamente ser DC, podendo ser estendido até a faixa de radio frequência (rf) sem mudar sensivelmente a frequência do campo de saída, prevalecendo apenas o efeito eletro-óptico.

Em muitos materiais eletro-ópticos, a constante dielétrica ϵ é uma função da frequência, conforme comportamento geral ilustrado na figura 2.5 [16], onde vemos que ϵ apresenta vários pontos de ressonância característica do material. Geralmente o ponto de ressonância acústica depende dos parâmetros físicos do cristal, tais como o tamanho e a configuração da amostra. Em frequências próximas a 10 THz, a ressonância depende da rede cristalina e na faixa de 1000 THz depende da ressonância eletrônica. Entre os pontos de ressonância a dispersão de ϵ é desprezível. É de se esperar portanto, que χ apresente um comportamento similar.

Um campo modulante $\mathbf{E}$ a uma frequência w_m abaixo da frequência de ressonância da rede, induz uma variação na susceptibilidade $\chi(w_0)$, devido à deformação do potencial pela mudança do espaçamento da rede. E para uma frequência óptica, a perturbação é somente devida à deformação do potencial eletrônico, devido à ação direta do campo elétrico. Este efeito pode ser escrito na forma:

$$\frac{d\chi(w_0)^{(2)}}{dE(w_m)} = \left(\frac{\delta\chi(w_0)^{(2)}}{\delta E(w_m)} \right)_{\text{elct.}} + \left(\frac{\delta\chi(w_0)^{(2)}}{\delta E(w_m)} \right)_{\text{rede}} \quad (2.35)$$

A contribuição eletrônica é da ordem de 10 % do efeito da rede. Abaixo da ressonância acústica, temos uma contribuição predominante do efeito elasto-óptico.

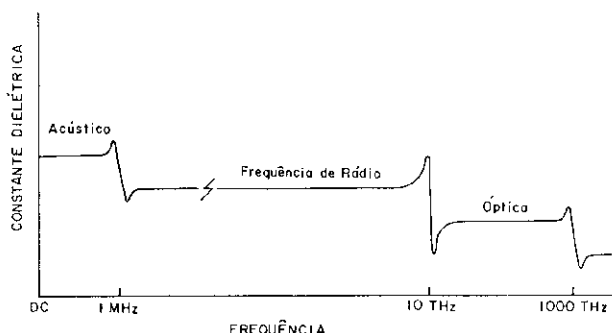


Figura 2.5: Constante dielétrica em função da frequência de um cristal.

Assim, o efeito eletro-óptico é mais fácil de se ver acima de frequências acústicas. Desta forma vemos que o mecanismo do efeito eletro-óptico, quando observado, é extremamente rápido, podendo se estender para frequências acima de THz. Por exemplo, teremos uma limitação da resposta do efeito eletro-óptico do LiTaO_3 , na região próximo a ~ 6 THz, ou seja, um sinal com algumas dezenas de fentossegundos, onde temos um comportamento anômalo de $\chi^{(2)}$. Felizmente esta banda está bem acima da região de frequência que pretendemos trabalhar.

O efeito eletro-óptico pode ser representado também como uma mudança na impermeabilidade óptica B_{ij} , que é proporcional ao campo elétrico aplicado, definido por [17] :

$$B_{ij} = \left(\frac{1}{\epsilon} \right)_{ij} = \left(\frac{1}{n^2} \right)_{ij} \quad (2.36)$$

sendo n o índice refração do material. Geralmente é através desta grandeza que a susceptibilidade $\chi^{(2)}$ se relaciona com o coeficiente eletro-óptico r_{ijk} com vários materiais tabelados na literatura [17]. A relação é representada na forma:

$$\Delta B_{ij} = r_{ijk} E_k \quad (2.37)$$

Nesta fórmula o tensor r_{ijk} tem 27 elementos correspondentes aos 27 da susceptibilidade $\chi^{(2)}$. Da relação de permutação, pode ser mostrado que (ijk) é equivalente a (jik) , podendo assim ser usada a forma reduzida do tensor r_{pk} . Este tensor tem 18 elementos, dos quais muitos são iguais ou identicamente nulos de acordo com a simetria do cristal. Neste caso $\mathbf{P}$ representa a forma simplificada de (ij) , ou seja $1 = (11)$, $2 = (22)$, $3 = (33)$, $4 = (23)$, $5 = (13)$ e $6 = (12)$. Logo, re-escrevendo a eq. 2.37, temos:

$$\Delta B_p - r_{pk} \mathbf{E}_k \quad (2.38)$$

A eq. 2.36 pode ser transformada para uma relação entre o índice de refração e o campo aplicado na forma:

$$\Delta B_p = \Delta \left(\frac{1}{n_p^2} \right) = -2 \frac{\Delta n_p}{n_p^3} \quad (2.39)$$

para $\Delta n_p \ll n_p$ como é o caso geral. Obtemos assim da eq. 2.37, 2.38 a relação eletro-óptica usual:

$$\Delta n_p = -\frac{1}{2} n_p^3 r_{pk} \mathbf{E}_k \quad (2.40)$$

Para compreender como a mudança dos índices do tensor Δn_p altera as características de birefringência do meio, devemos introduzir o sistema de coordenadas elipsoidal para representar os índices n_i . Este tratamento consiste em uma construção matemática usada para mostrar as propriedades anisotrópicas do índice do cristal bi-refringente. Nestes cristais, para qualquer direção particular, podemos decompor a polarização em duas componentes, paralela e ortogonal. Elas sofrerão índices diferentes e portanto terão velocidades diferentes. Geralmente o elipsoide será triaxial, sendo uma elipse qualquer plano da secção transversal. As amplitudes de quaisquer pares de eixos ortogonais dentro da elipse, são proporcionais aos índices vistos pelas ondas polarizadas ao longo dos mesmos eixos e que se propagam normal ao plano da elipse.

A forma geral do elipsoide de índices em um sistema de coordenadas cartesiano é:

$$\frac{X^2}{N_1^2} + \frac{Y^2}{N_2^2} + \frac{Z^2}{N_3^2} + \frac{2YZ}{N_4^2} + \frac{2XZ}{N_5^2} + \frac{2XY}{N_6^2} = 1 \quad (2.41)$$

Os índices 1-6 correspondem novamente à forma reduzida das coordenadas cartesianas: 1 = xx, 2 = yy, ... Pela re-orientação dos eixos, podemos ter a forma simples para a eq.2.34.

$$\frac{X^2}{N_1^2} + \frac{Y^2}{N_2^2} + \frac{Z^2}{N_3^2} = 1 \quad (2.42)$$

Neste caso o eixo maior e menor da elipse são orientados ao longo dos eixos cartesianos. Estes são chamados de eixo principal do cristal e têm os índices correspondentes n_1, n_2 e n_3 .

Muitos cristais eletro-ópticos são uniaxiais. Isto implica que, para uma direção particular dentro do meio, o índice para ambas as polarizações são iguais. Assim o plano da seção transversal do índice elipsoide normal para esta direção é um círculo. Esta direção é usualmente chamada de eixo óptico "c" do cristal e em coordenadas cartesianas, é orientada ao longo do eixo Z. A figura 2.6 ilustra o índice elipsóide e suas principais seções transversais (xy e zx(y)) para um cristal uniaxial em seu sistema de coordenada principal. A equação do elipsóide no sistema de eixos principal se torna:

$$\frac{X^2}{n_o^2} + \frac{Y^2}{n_o^2} + \frac{Z^2}{n_e^2} = 1 \quad (2.43)$$

Um feixe de luz caminhando no plano x y, pode ser resolvido em duas polarizações ortogonais ao longo do plano perpendicular ao eixo principal do cristal. A componente da polarização perpendicular ao eixo óptico é referida como o raio ordinário e sofre um índice ordinário n_o . A outra onda sofre um índice extraordinário n_e , sendo chamada de raio extraordinário. Se a luz se propagar na direção Z não se verá nenhuma bi-refringência, pois nesta direção $n_o = n_e$.

Qualquer cristal eletro-óptico em seu estado não perturbado pode ser representado pela eq.2.41. A aplicação de um campo elétrico pode distorcer o elipsóide de índices, mudando não somente sua simetria, mas também a sua orientação, devido à natureza tensorial do coeficiente eletro-óptico.

2.5.1 Modulação da luz

Uma onda de luz (E) que se propaga em um cristal eletro-óptico é resolvida em duas componentes ortogonais $E_{\parallel}$ e $E_{\perp}$, cada uma sofrendo em geral índices de refração diferentes. Depois de se propagarem pelo material um comprimento l, a diferença de fase δ entre as ondas é dada pela equação:

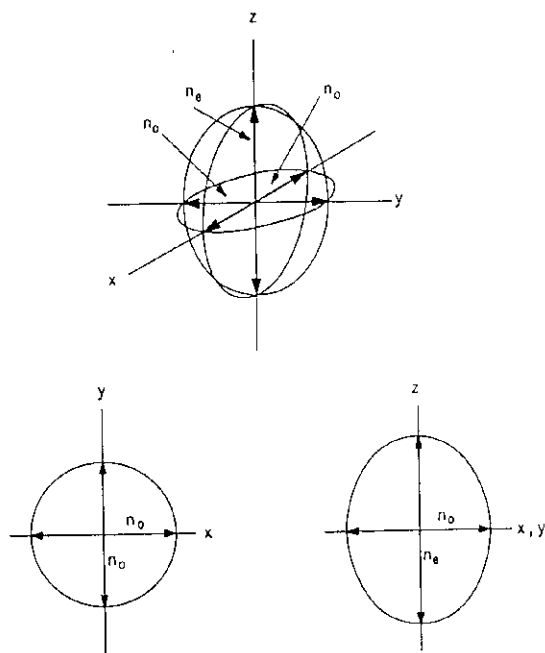


Figura 2.6: Esquema dos índices elipsóides para um cristal uniaxial no sistema principal de eixos coordenados.

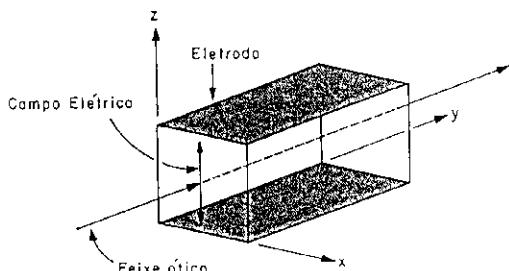


Figura 2.7: Cella de Pockels.

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} l \Delta n \quad (2.44)$$

onde λ é o comprimento de onda no espaço livre e Δn é a bi-refringência. Assim o estado da polarização da luz é alterado, a menos que δ seja um número inteiro de 2π . Esta mudança da polarização pode ser vista colocando-se o cristal e-o entre dois polarizadores lineares cruzados (fig.2.7). Orientando-se a polarização de entrada a 45° do eixo principal do cristal e-o, obtemos a máxima eficiência de mudança da intensidade para um dado δ . O resultado da função de modulação é periódica em δ , com um período π , de acordo com a equação:

$$I = I_0 \sin^2(\delta/2) \quad (2.45)$$

I e I_0 são as intensidades da luz de saída e de entrada respectivamente. Definindo a taxa de transmissão $T = I/I_0$, vemos pela figura 2.8 que podemos modular a transmissão $T = I/I_0$ pela aplicação de um campo externo.

Vemos pela figura 2.8, que a modulação de intensidade é melhor operada no ponto de eficiência de 50%. Nesta região, a sua sensibilidade está em seu valor máximo e a resposta é linear para um pequeno valor de δ relativamente a π . Para operar o modulador neste ponto, ajustamos o atraso de fase com um compensador de Babinet, de maneira que o atraso estático δ_s devido à bi-refringência do cristal e-o, seja um múltiplo par de $\pi/2$. O atraso de $\pi/2$ é o mesmo atraso de um quarto

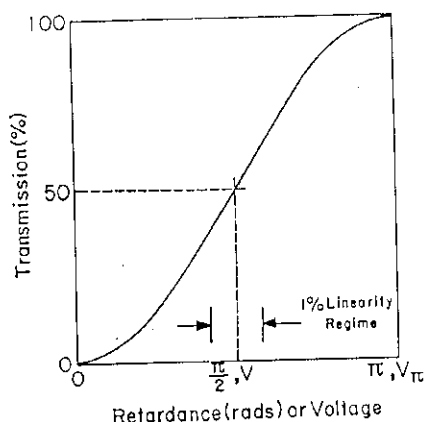


Figura 2.8: Curva de transmissão da intensidade na cela de Pockels em função do campo aplicado.

de comprimento de onda, logo 50% de transmissão é referido como o ponto de um quarto de onda. Para um erro de 1% na linearidade, o atraso total δ_T , já incluído aquele do campo aplicado, deve ser menor do que 0.08π . E um erro de 5% ocorre para um atraso de 0.18π .

O atraso que a luz sofre no sistema e-o, entre o polarizador de entrada e o analisador, têm vários componentes. O cristal eletro-óptico em si tem uma birefringência estática que provoca um atraso δ_s . Se δ_s não é suficiente para dar ao modulador o seu ponto de quarto de onda, então um atraso estático compensatório δ_c deve ser introduzido (usualmente um compensador de Babinet). O atraso de fase total δ_T , que também inclui a componente de atraso δ_F devido ao campo elétrico, pode ser representado na forma:

$$\delta_T = \delta_s + \delta_F \quad (2.46)$$

onde,

$$\delta_s = \delta_z + \delta_c \quad (2.47)$$

A componente estática é dada pela eq.2.38 $\delta_c = (2\pi + \pi/2) - \delta_i$, para i inteiro. E em termos gerais, δ_F é relacionado com uma voltagem aplicada V .

A figura 2.7 mostra o caso geral de um cristal em geometria transversa, tendo um comprimento l e uma espessura d entre os eletrodos. Tendo o campo aplicado $E = V/d$, os coeficientes eletro-ópticos do cristal e utilizando as eq.2.40, 2.43, podemos calcular a fase introduzida pelo campo:

$$\delta_F = -\frac{\pi}{\lambda} n^3 r \frac{l}{d} V \quad (2.48)$$

A sensibilidade de um modulador de intensidade para uma voltagem aplicada pode ser especificada de duas maneiras:

- i) Pela voltagem de meia onda do modulador V_π ,
- ii) Pela função T de transmissão no ponto de quarto de onda.

A voltagem de meia onda é a voltagem necessária em uma geometria específica para induzir $\delta_F = \pi$ e assim achar uma modulação de 100 %. Podemos também definir uma voltagem específica não geométrica V_π^* por:

$$V_\pi^* = V_\pi L/d \quad (2.49)$$

que é a voltagem de meia onda necessária para um cristal com $L = d$ (fig.2.7).

Dada a voltagem de meia onda, podemos calcular a birefringência induzida por uma voltagem δV , da seguinte relação:

$$\delta_F = \frac{\Delta V}{V_\pi} \quad (2.50)$$

A modulação subsequente pode então ser determinada usando a eq.2.45:

$$I = I_0 \sin^2(\delta_F/2) \quad (2.51)$$

Por outro lado, o método mais direto para especificar a sensibilidade é meramente determinar a função de transmissão definida por $\Delta T/\Delta V$. A transmissão pode ser determinada experimentalmente e relaciona a voltagem aplicada para uma mudança na intensidade de transmissão. Calculando a derivada da função de transmissão no ponto de quarto de onda, podemos relacioná-la com a voltagem de meia onda por:

$$\frac{\Delta T}{\Delta V} = \frac{\pi/2}{V_\pi} \quad (2.52)$$

Desta forma, medindo ΔT e conhecendo função transmissão ou modulação da voltagem de meia onda, temos informações suficiente para determinar a voltagem aplicada. Para esta medida, a eq.2.52 é re-escrita usualmente como:

$$\Delta V = \frac{\Delta T}{1.57} V_\pi \quad (2.53)$$

2.6 Sensibilidade e ruído

A sensibilidade do sistema de detecção do sinal está intimamente ligada ao ruído gerado e captado pelo mesmo. As fontes de ruído podem ser de várias naturezas. As principais fontes são o ruído térmico, o ruído provocado pela fonte de luz laser (CPM ou do Nd:YAG) e a luz espalhada pelo "chopper" na modulação do feixe de excitação, que provoca um sinal de fundo que prejudica a relação S/R.

1. O ruído térmico vem do foto-detector, devido à geração probabilística da carga no detector e também da resistência de carga do circuito. A flutuação da corrente no detector se manifesta na forma [22]:

$$i_{\text{ruído}}(rms) = (2q i_{DC} B)^{1/2} \quad (2.54)$$

onde q é a carga do elétron e B a largura de banda do sistema de medida e i_{DC} a corrente gerada no fotocondutor. A corrente gerada no foto-detector se deve à corrente do sinal mais a corrente de escuro, que é uma característica intrínseca do foto-detector e do sistema. Temos portanto:

$$i_{\text{ruído}}(rms) = (2qB(i_s + i_d))^{1/2} \quad (2.55)$$

Logo, a flutuação na voltagem, aplicando a lei de Ohm, será:

$$V_{\text{ruído}}(rms) = R_L i_{\text{ruído}}(rms) \quad (2.56)$$

Sendo R_L a resistência de carga. O ruído devido às resistências do sistema (ruído Johnson) [22] vem pela flutuação da voltagem nas terminações do resistor, sendo da forma:

$$V_{termico}(rms) = (4kTR_LB)^{1/2} \quad (2.57)$$

sendo k a constante de Boltzman e T a temperatura absoluta.

2. O espalhamento da luz no sistema de medida provocado pelo "chopper" diminui sensivelmente a resolução do sistema, uma vez que não permite uma aproximação maior do feixe de excitação com o de amostragem. Para contornar o problema, introduzimos no sistema de medida, filtros ópticos espaciais, focalizando com uma lente ($F = 10$ cm) os feixes de amostragens sobre uma abertura ($\phi = 200\mu m$).
3. O ruído introduzido no sistema pelas fontes de luz, é uma característica natural da luz laser [23], variando de um laser a outro. No laser CPM temos um fator agravante, devido a um ruído provocado pela fonte de corrente elétrica do laser de bombeio (Spectra Physic mod. 170), sendo um ruído constante com uma frequência na faixa de 300 Hz.

Como não temos controle sobre o ruído térmico, sobre o ruído Johnson nos resistores terminais e no ruído da fonte de luz, devemos limitar o efeito dos mesmos eletronicamente. Como a amplitude da voltagem do ruído depende da largura de banda do sistema de detecção, devemos reduzir a largura do mesmo. Para o ruído térmico ou Johnson (ruído branco), esta técnica funciona bem a qualquer frequência, mas para o ruído da fonte de luz, que tem uma amplitude maior para frequências fixas, devemos trabalhar em uma faixa estreita distante do DC. Para 1 KHz, a maior parte deste ruído é cortado, o que pode ser feito com um Lock-in [21].

Para melhorar o nosso sistema de medida, pode ser utilizada ainda a detecção diferencial, melhorando mais a relação S/R. Na figura 2.9 temos o arranjo da detecção diferencial utilizada, onde o sinal modulado passa pelo analisador, inicialmente com a forma:

$$I = I_{DC} + N(t) \quad (2.58)$$

onde $N(t)$ é a parte da luz correspondente ao ruído flutuante. Quando esta luz passa pelo modulador (célula de pockels), a modulação resultante transmitida no analisador possui a forma:

$$I_A = \frac{1}{2}(I_{DC} + N(t)) + A \sin(\omega t) \quad (2.59)$$

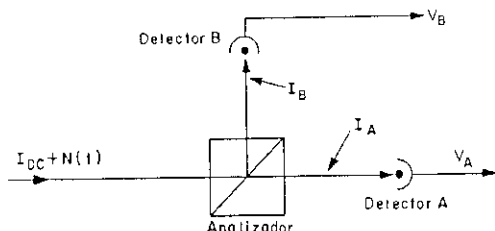


Figura 2.9: Esquema da detecção diferencial.

onde A é a amplitude da voltagem modulada. O feixe rejeitado no analisador com uma modulação complementar tem a forma:

$$I_B = \frac{1}{2}(I_{DC} + N(t)) - A \sin(\omega t) \quad (2.60)$$

$N(t)$ não tem a parte complementar uma vez que é uma flutuação e não uma variação da polarização. Desta forma, a diferença de voltagem entre os detectores A e B será:

$$\Delta V = K(I_A - I_B) = 2KA \sin(\omega t) \quad (2.61)$$

onde K é uma constante de proporcionalidade. Logo, tendo uma intensidade igual para os dois sinais A e B, podemos cancelar o ruído flutuante, bem como o sinal DC pela técnica de detecção diferencial.

2.7 Teoria da amostragem de transientes elétricos

A técnica de amostragem eletro-óptica permite que se faça um mapeamento do transiente elétrico com uma resolução limitada pela duração do pulso óptico que utilizamos ($\sim 50fs$). Para uma representação esquemática do processo de amostragem e-o, consideremos um pulso óptico (figura 2.10a) o pulso de amostragem e o sinal elétrico (fig.2.10b) interagindo na cela de Pockels. O sinal de amostragem está representado por $S(t)$ e o sinal elétrico $V(t)$ (simbolizado por uma onda triangular)

que está com um atraso T em relação ao primeiro. Esse trem de pulsos, tanto o de amostragem como o elétrico, vem a uma taxa de repetição de 100 MHz, determinado pelo laser CPM. Os dois sinais S e V estão sincronizados e sem "jitter", encontrando-se no cristal eletro-óptico com um atraso τ variável. Da seção 2-5, vimos que a intensidade da luz que passa pelo analisador sai modulada proporcionalmente ao campo elétrico no cristal eletro-óptico, tanto para a componente da luz com polarização vertical (I_A) quanto para a horizontal (I_B). Esta modulação da intensidade pode ser estimada pela convolução do sinal elétrico e o pulso de amostragem no cristal eletro-óptico, da seguinte forma:

$$\Delta I(\tau) = k \int V(t)S(t - \tau)dt \quad (2.62)$$

onde k é a constante de proporcionalidade. Como o pulso óptico de amostragem ($\sim 50fs$) é muito menor que o transiente elétrico ($\sim 1ps$) que queremos medir, consideramos $S(t - \tau)$ uma função delta. Logo pela teoria da convolução, temos:

$$\Delta I(\tau) = kV(\tau) \quad (2.63)$$

Desta forma, V pode ser mapeado linearmente, a menos de uma constante k . Isto é, variando-se τ , o sinal modulado I_A e I_B proporcional a $V(\tau)$, pode ser medida pela detecção diferencial (sec.2-6) auxiliada por um Lock-in. O procedimento experimental desta técnica será detalhado no capítulo 3.

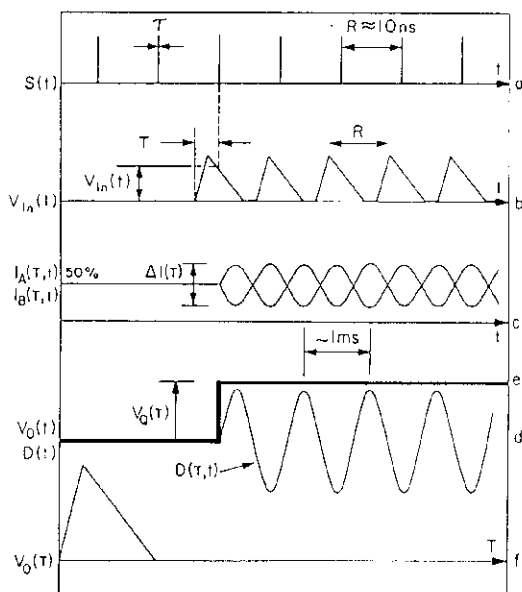


Figura 2.10: Sinal elétrico das etapas da amostragem c-o.

Bibliografia

- [1] D.T. Stevenson and R.J. Keyes, J. Appl. Phys., 26, pp. 190, 1955.
- [2] D.H. Auston, IEEE J. Of Quantum Electron. Vol. QE-19, N.4, pp. 639-648, 1983.
- [3] C.H. Lee and V.K. Mathur, IEEE J. Of Quantum Electron. Vol. QE-17, pp. 2098, 1981.
- [4] A.J. De Maria, W.H. Glenn, M.J. Brienza and M.E. Mack, Proc. IEEE, Vol. 57, pp. 2-25 1969.
- [5] P.R. Smith, D.H. Auston and W.M. Augustyniak, Appl. Phys. Lett. 39, pp. 739-741, 1981.
- [6] C. Erginsoy, Phys. Rev. 79, pp. 1013-1014, 1950.
- [7] D.H. Auston, Picosecond Optoelectronic Devices, Cap. 4, Ed. Chi H. Lee, Academic Press. INC, New York, 1984.
- [8] S.M. Sze, "Physics of Semiconductor Devices", John Wiley & sons, New York, pp. 639, 1981.
- [9] K.V. Shalimova, "Física de los semicondutores", pp. 300, Ed. Mir - Moscou, 1975.
- [10] J.H. Moore, "Building Scientific Apparatus", pp. 362, Addison-Wesley Publishing Company, London, 1983.
- [11] W.H. Knox, J.E. Henry, K.W. Goossen, K.D. Li, B. Tell, D.A.B. Miller, D.S. Chemla, A.C. Gossard, J. English and S Schmitt-Rink, IEEE J. Quantum Electron., Vol. 25, N.12, pp. 2586-2595, 1989.

- [12] K.C. Gupta, "*Computer Aided Design of Microwave Circuits*", Artech House INC., Washington, 1981.
- [13] C.P. Wen, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. MTT-17, pp. 1087-1090, 1969.
- [14] M.E. Davis et al, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. MTT-21, pp. 594-596, 1973.
- [15] W.Koechner, "Solid State Laser Engineering" pp. 489-491, Springer-Verlag, New York, 1976.
- [16] I.P. Kaminow, "An Introduction to Electro-optic Devices", Academic Press, New York, 1974.
- [17] I.P.Kaminow and E.H.Turner, "Linear electro-optic materials," in "Handbook of Lasers," pp. 447-459, Chemical Rubber Co., Cleveland, Ohio, 1971.
- [18] I.J.Bahl e D.K. Trivedi, Microwaves, pp. 174-183, May 1977.
- [19] D.E.Cooper, Applied Physics Letter, 47(1), 1985.
- [20] G. Hasnain, IEEE Trans. Micr. Theory and Technique, V. MTT-34, pp. 738, 1986.
- [21] Princeton Appl. Res. Model 124A Lock-in Amplifier Operating Manual, pp. III,3-III,13, EGG. PAR, Princeton, NJ. 1982.
- [22] P. Horowitz and W.Hill, "*The Art of Electronics*", Cambridge University Press, Cambridge 1987.
- [23] Amnon Yariv, "*Quantum Electronics*", Cap. 13, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1967.

Capítulo 3

Sistema Experimental

3.1 Introdução

Discutiremos neste capítulo a montagem da chave elétrica e do sistema de amostragem eletro-óptico, descrevendo em detalhes cada um dos componentes, bem como o sistema de aquisição de dados e as fontes de pulsos lasers ultracurtos.

Utilizamos o laser Nd:YAG “mode-locked” com pulso comprimido com $\lambda = 1.06\mu m$ e uma largura temporal $T \sim 3$ ps e em seguida utilizamos o laser “Colliding pulse mode-locked dye laser” (CPM). O laser CPM, já detalhado amplamente na literatura [1,2,10], fornece-nos pulsos lasers de 50 fs com uma taxa de repetição de 100 MHz e uma energia de 0.1 nJ.

Na montagem do sistema para a geração e amostragem do sinal elétrico, temos a chave elétrica (parte da linha de transmissão), a unidade de amostragem eletro-óptica, e o sistema de aquisição de dados (foto-deteciores, linha de atraso, Lock-in, “chopper”,...etc) e o micro computador PC para o controle do sistema de medidas, conforme esquematizados à figura 3.1.

O pulso laser ultra-curto é dividido em duas partes com um divisor de feixe. 96 % do feixe é utilizado para excitar a chave elétrica, ou seja, para gerar o transiente elétrico, o qual se propaga na linha de transmissão. Os 4% restantes do feixe inicial são usados para a amostragem do transiente elétrico gerado pelo primeiro. O pulso de prova passa por um prisma Glan Thompson de calcita (com uma taxa de extinção $R = 10^{-4}$) saindo linearmente polarizado. A luz polarizada passa por um compensador de Babinet e é focalizada no cristal e-o, sendo refletida de volta na mesma direção pelo espelho depositado na face inferior do cristal e-o. O feixe é focalizado no cristal e-o na direção do centro da linha de transmissão, para se

ter uma maior eficiência do chaveamento eletro-óptico, uma vez que o feixe óptico cruzará as linhas do campo elétrico perpendicularmente (fig.3.6). Quando o feixe refletido passa pelo compensador de Babinet, é corrigida a fase δ_x introduzida pela birefringência do cristal e-o. E também adicionamos uma fase de $\pi/2$ entre os campos $E_{\parallel}$ e $E_{\perp}$, de maneira a trabalharmos na região de máxima eficiência e linearidade do cristal e-o (sec.2-5). Por fim, o pulso de amostragem passa pelo analisador (prisma de Glan Thompson) e em seguida por um divisor de feixe (50 %). Esta sequência nos permite analisar a componente da polarização paralela $E_{\parallel}$ e a componente da polarização perpendicular $E_{\perp}$, i.e. a componente rodada pelo modulador e-o (sec. II.3-5).

A sincronização do pulso óptico com o transiente elétrico na cela de Pockels é feita com um atraso variável controlado com um motor de passo acoplado a um micro-computador. Este atraso tem uma resolução de $0.5 \mu\text{m}$ por passo, i.e. uma resolução de 1.6 fs por passo. Desta, forma variando o atraso do pulso de prova em relação ao transiente elétrico, podemos fazer uma amostragem completa do sinal elétrico com uma resolução limitada pelo pulso laser de 50 fs, o que, para efeitos práticos, consideramos uma delta frente a um transiente elétrico de picossegundo.

Discutiremos no restante do capítulo cada uma das partes do sistema, o qual subdividimos em fontes de luz, a chave elétrica, a porta de amostragem e o sistema de aquisição de dados.

3.2 Fontes de luz laser de pulsos curtos

Todo o trabalho foi desenvolvido a partir dos pulsos lasers ultracurtos ($< 100 \text{ ps}$) disponíveis no laboratório. Utilizamos o Nd:YAG, que nos fornecia pulsos no infravermelho ($\lambda = 1.06 \mu\text{m}$). Por ser um laser comercial, este laser pode ter aplicações em estudos de circuitos rápidos. Para uma resolução maior (subpicossegundo), recorreremos ao laser CPM, com pulsos de 50 fs e uma energia de 0.1 nJ. Também estudamos processos de geração de pulsos curtos com lasers de diodos comerciais, usando um circuito de ganho chaveado.

3.2.1 Laser de Nd:YAG

Utilizamos inicialmente o laser Nd:YAG comercial da Quantronix, modelo 114. Operamos o laser em $1.06 \mu\text{m}$ com uma taxa de repetição de 100 MHz, gerando pulsos de 100 ps com uma energia de 10 nJ. Esta fonte de luz foi utilizada na caracterização

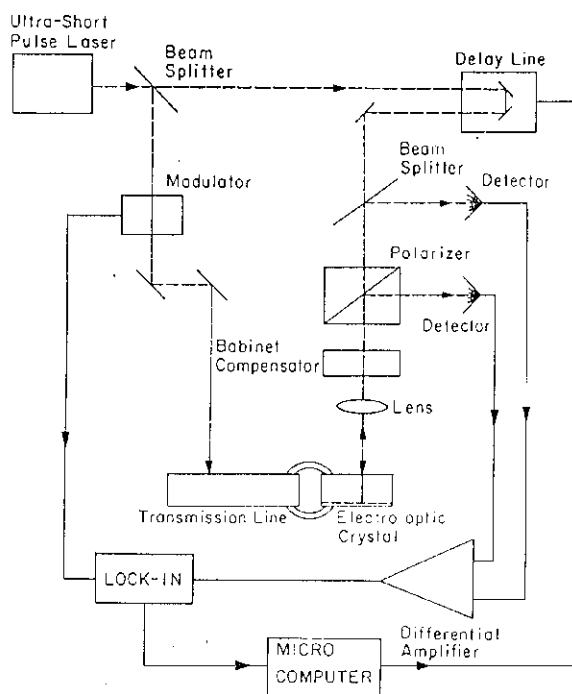


Figura 3.1: O sistema de amostragem eletro-óptico.

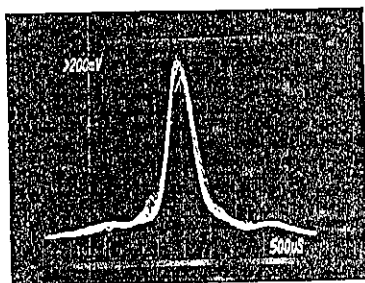


Figura 3.2: Autocorrelação do pulso comprimido do laser de Nd:YAG.

de um foto-detector, cuja resolução pode ser estendida a menos de 2 ps, por um processo de compressão do pulso laser [3]. Na figura 3.2 temos a autocorrelação típica do pulso comprimido para 1.7 ps, medido com o interferômetro de Michelson em uma configuração não colinear.

3.2.2 O laser CPM e o controle da dispersão no CPM

Uma limitação dos sistemas de amostragens ópticos é a largura temporal dos pulsos ópticos em si, que limita a resolução do sistema, uma vez que utilizamos cristais eletro-ópticos com uma largura de banda de 6 THz, i.e., não há distorsão na resposta do meio eletro-óptico dentro desta janela de frequência. Por este motivo houve uma aplicação imediata destes lasers de pulsos curtos em sistemas de amostragens, principalmente os lasers tipo CPM. A utilização destes lasers na opto-eletrônica tem estendido a capacidade de medida destes dispositivos para uma largura de banda próxima de THz [4,5].

O laser CPM pode nos fornecer pulsos de menos de 100 fs, com uma taxa de repetição de 100 MHz e uma energia média de 0.1 nJ. Na figura 3.3 temos o esquema do laser CPM com quatro prismas em sua cavidade para o controle da dispersão intracavidade e na figura 3.4 temos uma figura típica da autocorrelação do pulso laser com uma largura FWHM de 50 fs. Este laser opera em regime "mode-locked", tendo como meio de ganho a Rh6G dissolvida em etileno glicol e como

meio saturador o DODCI (Diethyloxadicarbocyanine Iodide), também dissolvido em etileno glicol, para uma concentração aproximada de 10^{-6} mol [1].

Para o bombeio do laser CPM utilizamos um laser de Argônio da Spectra Physics modelo 170. Utilizamos a linha de 514 nm, com uma potência usual de 3 Watts. O Argônio bombeia o jato de Rhodamina 6G (espessura da ordem de 300 μm), cuja concentração é ajustada previamente para uma transmissão de 10 % do feixe de bombeio. Temos na saída do laser CPM dois feixes idênticos com pulsos ultracurtos sincronizados. Esta sincronização se deve à condição de menor perda, que é a situação em que os dois pulsos contrapropagantes se encontram no jato ($\sim 50\mu\text{m}$) de (DODCI).

Vários trabalhos [4,6,7] mostram que o processo de encurtamento do pulso laser em um laser CPM ocorre pela combinação da auto-modulação de fase, da dispersão da velocidade de grupo, da absorção saturada (no DODCI) e do ganho (na Rh6G) dentro da cavidade do laser. Ou seja, o efeito da auto-modulação de fase que ocorre no absorvedor saturável resulta em uma varredura de frequência no pulso laser, onde teremos as frequências maiores na frente do pulso em relação à cauda. Com o ajuste da dispersão da velocidade de grupo no meio, podemos controlar a velocidade de grupo do pulso, colocando uma fase entre as componentes de frequências maiores em relação às menores, contribuindo para o encurtamento do pulso laser. Este processo pode ser feito colocando-se quatro prismas dentro da cavidade do laser CPM, onde teremos uma competição da dispersão geométrica dos prismas com a dispersão material do prisma. A vantagem desta configuração é que podemos controlar a dispersão material simplesmente deslocando um dos prismas, conforme indicado na figura 3.3 e 3.5.

Discutiremos aqui o sistema de ajuste da dispersão intra-cavidade do laser CPM através do conjunto prismas, uma vez que introduzimos este sistema para o controle da largura temporal (FWHM) do CPM e também para a estabilização do laser. A importância deste controle se deve ao fato de a estabilidade do laser ser proporcional à sensibilidade do nosso sistema de amostragem eletro-óptico. A resolução de subpicossegundo obtida com este tipo de medida é garantida pela duração do pulso laser CPM que tem ~ 50 fs).

Os quatro prismas estão dispostos em uma geometria simétrica em relação à linha tracejada. Fork [10] mostrou que pode-se obter uma dispersão positiva ou negativa no pulso laser. Estes quatro prismas isósceles com $\alpha = 68.9^\circ$ são alinhados para que o feixe laser sofra o menor desvio em sua trajetória, o que corresponde ao ajuste do ângulo de Brewster, ou seja, à condição de menor perda quando o pulso passa pelo conjunto de prismas. Sob as condições acima, o caminho geométrico do

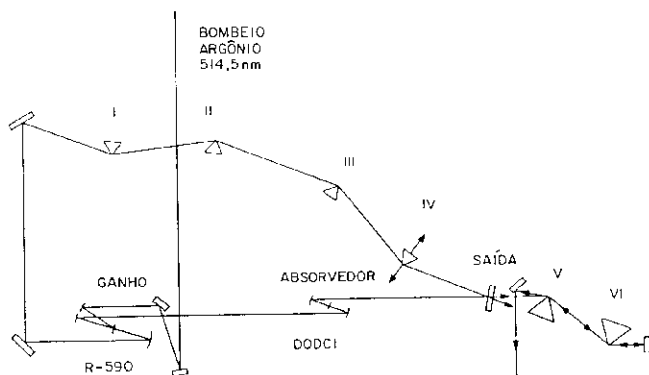


Figura 3.3: Esquema do laser CPM com um conjunto de quatro prismas na cavidade para o controle da dispersão.

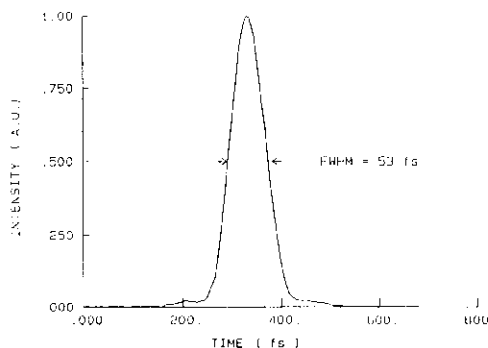


Figura 3.4: Figura de autocorrelação do pulso laser CPM utilizando um interferômetro de Michelson.

feixe laser é simétrico em relação ao plano M-M' (figura 3.5), de maneira que o feixe incidente sai colinear em relação ao da entrada. De acordo com Martinez [8], a constante de dispersão do feixe laser será:

$$D = -L \frac{1}{\lambda} \frac{dT}{d\lambda} = \frac{\lambda}{cL} \frac{d^2P}{d\lambda^2} \quad (3.1)$$

Onde L é o comprimento físico do caminho óptico, P o comprimento do caminho óptico, λ o comprimento de onda no ar e T o tempo para o pulso de luz viajar L. Tomando como referência os raios que se propagam entre os vértices dos prismas (figura 3.5), podemos calcular $\frac{d^2P}{d\lambda^2}$.

O caminho óptico do raio que se propaga a um ângulo β com respeito ao de referência, pode ser calculado usando-se o esquema geométrico da figura 3.6. Na figura 3.6a, CB é o raio de referência, que vai do vértice do prisma 1 ao vértice do prisma 2. Vemos que o caminho CDE é igual a AB, uma vez que AC e BE são frentes de ondas possíveis do feixe laser. O caminho CJ na figura 3.6b é igual e paralela a AD por construção e assim, também igual a CDE. Logo o caminho óptico CDE é:

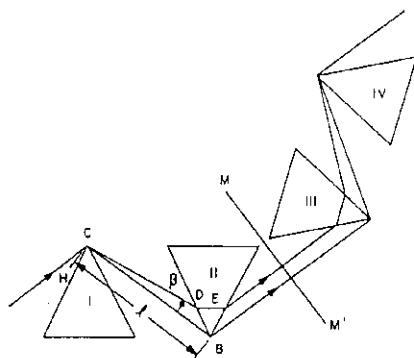


Figura 3.5: Esquema dos prismas com o feixe laser incidindo em ângulo de Brewster.

$$P = 2l \cos \beta \quad (3.2)$$

O fator 2 vem pela simetria do conjunto de prismas, i.e. o segundo par de prismas introduz a mesma quantia de dispersão no feixe laser, apenas revertendo o deslocamento transversal dos raios. O caminho EFG e BH são também iguais, por serem BE e GH frentes de ondas possíveis e FG e BH serem paralelos pelo fato de sofrerem o mesmo efeito do prisma. Logo, o caminho EFG e BH não traz nenhuma contribuição para $\frac{d^2 P}{d\lambda^2}$.

Diferenciando a eq. 3.2, temos:

$$\frac{dP}{d\beta} = -2l \sin \beta \quad (3.3)$$

$$\frac{d^2 P}{d\beta^2} = -2l \cos \beta \quad (3.4)$$

Pela regra da cadeia temos:

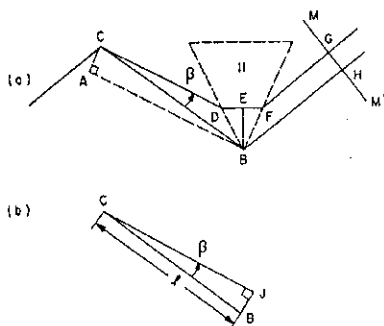


Figura 3.6: Caminho óptico dos raios entre os prismas.

$$\frac{d^2 P}{d\lambda^2} = \left[\frac{d^2 n}{d\lambda^2} \frac{d\beta}{dn} + \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \frac{d^2 \beta}{dn^2} \right] \frac{dP}{d\beta} + \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \left(\frac{d\beta}{dn} \right)^2 \frac{d^2 P}{d\beta^2} \quad (3.5)$$

Podemos avaliar quantitativamente esta equação a partir dos resultados de Fork [10], onde:

$$\frac{d\beta}{dn} = -2 \quad (3.6)$$

$$\frac{d^2 P}{dn^2} = -4 + \frac{2}{n^3} \quad (3.7)$$

Logo:

$$\frac{d^2 P}{d\lambda^2} = -4l \left[\left(\frac{d^2 n}{d\lambda^2} + \left(2n - \frac{1}{n^3} \right) \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \right) \sin\beta - 2 \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \cos\beta \right] \quad (3.8)$$

Em geral β é da ordem do ângulo de desvio do feixe, de maneira que $\sin\beta \ll \cos\beta$. Ou seja este arranjo de prismas tem uma dispersão negativa para valores suficientemente grandes de L ($> 13\text{cm}$). Pode-se fazer uma estimativa para a dispersão no conjunto de prismas dentro do CPM nas condições:

- prisma de quartzo ($n=1.467$)
- $\lambda = 625 \text{ nm}$,

Utilizando os resultados de Marcuse [14]:

$$\frac{dn}{d\lambda} = -0.03059 \mu\text{m}^{-1} \quad (3.9)$$

$$\frac{d^2n}{d\lambda^2} = 0.1267 \mu\text{m}^{-2} \quad (3.10)$$

logo,

$$\frac{d^2P}{d\lambda^2} = 1.0354 - l(7,48 \cdot 10^{-3}) \quad (3.11)$$

Para P e l em mm e λ em μm . Desta forma, para $l \geq 13.84 \text{ cm}$, teremos uma dispersão negativa para os prismas. Com a introdução destes prismas na cavidade tivemos que mudar a polarização do laser CPM de vertical para horizontal, de maneira que pudéssemos obter a condição de Brewster na cavidade com os prismas.

3.2.3 Laser de diodo semiconductor

Descreveremos nesta seção a aplicação de circuito de ganho chaveado [15,16] na geração de pulsos curtos menor do que 100 ps, a partir de um laser comercial da RCA modelo SG-2001. A geração de pulsos curtos usando lasers de semiconductor é de grande interesse tanto em comunicações ópticas quanto na caracterização de dispositivos rápidos. Uma aplicação potencial seria o uso deste tipo de laser na amostragem eletro-óptica da forma de onda em circuitos integrados rápidos (e.g. FET's de GaAs) [17]. Esta técnica seria uma alternativa aos lasers de pulsos curtos gerados a partir de lasers de Nd:YAG ou laser CPM, usados atualmente no estudo de dispositivos [18].

Circuito de ganho chaveado

Utilizando circuitos de ganho chaveado na geração de pulsos curtos de corrente, foram obtidos pulsos ultra-curtos de laser de semiconductor [15] injetando-se esta corrente em laser de diodo semiconductor. Estes circuitos geram pulsos de corrente em um breve intervalo ($< 1 \text{ ns}$), que são injetados em lasers de semicondutores a

um nível acima do limiar, de forma que quando se começa a formar o campo óptico a cavidade se encontra em um alto nível de ganho, que se satura em poucas voltas do pulso óptico na cavidade. Uma vez saturado o ganho, o campo óptico derruba a densidade de corrente para um nível abaixo do "limiar", inibindo a formação de pulsos subseqüentes. No caso de termos um pulso de corrente com uma duração maior, teremos uma recuperação do ganho na cavidade, permitindo a formação de pulsos secundários separados por centenas de picossegundos. Logo, é importante que o pulso de corrente tenha um tempo de subida rápido e com um tempo de queda menor do que o tempo de recuperação do ganho na cavidade, não permitindo a formação dos pulsos secundários. Isto pode ser feito diminuindo a largura temporal do pulso de corrente elétrica.

Para a obtenção de um pulso de corrente rápido, recorremos a uma técnica conhecida, usando transistor em regime de avalanche [19]. Com este tipo de circuito já foram obtidos pulsos de centenas de volts com um tempo de subida de 500 ps [21]. Montamos o transistor, o laser diodo e o capacitor de carga C em um circuito impresso, de maneira de eliminar as capacitâncias e as indutâncias parasitas conforme esquema da figura 3.7. O capacitor de carga foi montado na forma geométrica de uma linha de transmissão com uma capacitância de 51 pF (área de $6.3 \times 4 \text{ cm}^2$) e uma impedância $\sim 12 \Omega$, de maneira a casar a impedância da "linha" com a resistência de descarga, i.e. a resistência série R_1 mais a resistência do laser de diodo $\sim 5 \Omega$. Eliminando desta forma perdas por reflexões no processo de descarga elétrica do pulso de corrente sobre o laser de diodo. Este capacitor atua como uma linha de transmissão para transientes menores do que o seu tempo de propagação, sendo de 200 ps para 4 cm da linha.

Basicamente temos uma fonte de alta tensão que carrega o capacitor C_1 com um tempo $R_1 C_1$, o transistor 2N2222 (ou 2N5551) que entra em avalanche quando aplicamos um pulso de "trigger" de alguns volts com um tempo de subida de ns. Este pulso é gerado por uma fonte externa, sendo diferenciado pelo capacitor C_2 de entrada.

Variando os parâmetros RC do circuito e o transistor utilizado, conseguimos os melhores pulsos com o transistor 2N5551, com uma voltagem de carga próximo de 260 Volts, próxima à tensão de auto avalanche do transistor. Para limitar a corrente de picos em 30 A, usamos uma resistência série de 1Ω para R_3 , totalizando 6Ω com o laser de diodo. Pudemos injetar uma corrente acima dos 10 A (corrente de limiar especificada pelo fabricante para um pulso de corrente com largura de 200 ns). Obtivemos tal corrente devido à curta duração do pulso de corrente obtido com um RC menor, sem no entanto perder a energia, uma vez que aumentamos a

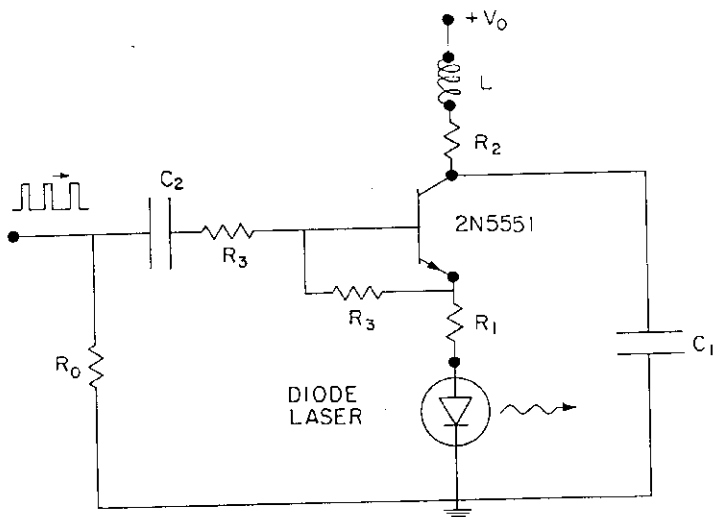


Figura 3.7: Circuito de ganho chaveado, usando um transistor em avalanche para gerar pulsos de corrente rápidos

tensão de polarização de 60 (para o 2N2222) para 260 Volts com o 2N5551. Ou seja, diminuimos a capacitância em 5 vezes e aumentamos a tensão em 6 vezes, logo aumentamos a energia $E = CV^2/2$ mais de sete vezes. Para esta configuração final, avaliamos um pulso de corrente com um tempo de subida da ordem de 165 ps, correspondentes ao RC de descarga do capacitor.

Operamos o laser a uma taxa de repetição de 100 KHz, i.e. o pulso de “trigger” foi de 100 KHz, com pulsos da ordem de 2 Volts e uma largura temporal de 3 ns, obtidos com o gerador de pulso da HP modelo 214B. A tensão de carga do capacitor foi obtida a partir da fonte de tensão modelo 246 da Keithley Instruments. A montagem experimental para a medida do pulso laser teve uma configuração simples, onde colimamos o feixe laser com uma objetiva de 20 X e $NA = 4.5$.

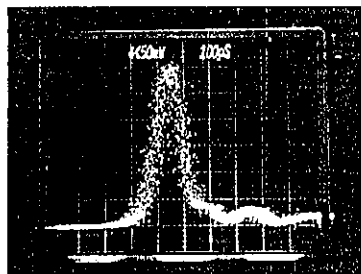


Figura 3.8: Medida do pulso laser de diodo com uma largura temporal de 100 ps usando o PD-15.

Focalizamos a seguir o pulso laser em um foto-detector PD-15, medindo o sinal com um osciloscópio de amostragem da Tektronix (gavetas 7S11 e 7T11). A resolução deste sistema é de 70 ps, calibrado previamente com o laser CPM(sec. 3-2) com um pulso óptico de 50 fs. Na figura 3.9 temos esquematizado um sistema de medidas com uma resolução maior, onde utilizamos uma “Streak-camera” da Imacon [24], com uma resolução temporal de 2 ps. A imagem do foto-catodo na “Streak-camera” foi obtida com uma foto-multiplicadora acoplada a um motor de passo, controlado por um micro-computador. Na figura 3.10 temos a forma do pulso laser diodo medida com a “Streak-camera”, onde registramos uma largura temporal de 60 ps, para uma taxa de repetição de 100 KHz e uma energia de 0.3 nJ.

A medida com o foto-detector PD-15, ilustrada na figura 3.8, mostra um pulso de 100 ps, no qual temos a convolução do pulso com o tempo de resposta do sistema de medida ($\sim 70ps$). Na figura 3.10 temos o pulso com a duração real, medida com a “Streak-camera”, com uma largura temporal de 60 ps. A potência média do pulso laser, medida com o detector de potência mod. 210 da Coherent, foi de $28 \mu W$, implicando em uma potência de pico de 5 W.

A importância da escolha do transistor 2N5551, foi a de haver possibilitado um regime de operação otimizada para a geração de pulsos de corrente curtos com o

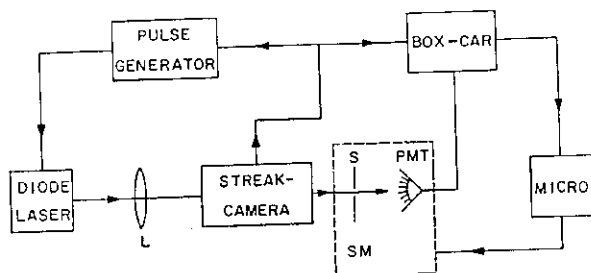


Figura 3.9: Montagem experimental para a medida de pulsos ópticos ultra-curtos no infra-vermelho, usando uma "Streak-camera"

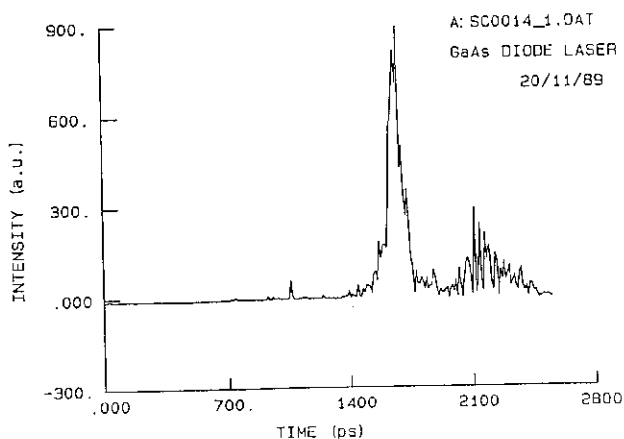


Figura 3.10: Medida do pulso laser de diodo, com uma largura temporal de 60 ps usando a "Streak-camera".

λ (nm)	τ (ps)
911.2	0.0
912.8	0.0
913.6	2.4
914.4	3.2
915.6	4.4

Tabela 3.1: Atraso da posição do pulso, em função do comprimento de onda.

circuito de ganho chaveado. Com o transistor 2N2222, com uma tensão de avalanche típica de 60 Volts, não foi possível obter um pulso laser menor do que 150 ps. Já com o transistor 2N5551, com uma tensão de avalanche próxima de 260 Volts, pudemos diminuir o capacitor de carga a 51 pF, otimizando também a resistência série R_2 a 1Ω , obtivemos o menor pulso laser, sem diminuir a energia do mesmo.

A obtenção de um pulso único no laser de diodo era crítico em relação à duração temporal do pulso de corrente injetado no laser. O ajuste deste valor foi feito escolhendo o resistor R_1 adequado, bem como ajustando o valor V_0 de polarização do capacitor C. Um pouco acima do valor crítico observamos uma série de pulsos secundários, separados por algumas dezenas de ps.

A largura de banda espectral do pulso laser foi de 3.7 nm, medido com o monocromador da Jarrell-Ash modelo 82-410, conforme figura 3.11. Isso significa que a largura temporal medida de 60 ps não está limitada pela transformada de Fourier. Para o caso de um pulso com um "Chirp" linear em um pulso gaussiano, temos $\Delta\nu \cdot \Delta t = 0.44$, um espectro de 3.7 nm possibilita a existência de um pulso de até 350 fs. Como não observamos nenhuma subestrutura com a "Streak-camera", o pulso deve ter uma varredura de frequência ("chirp"). Para o caso de um "chirp" linear, considerando para o caso de um pulso gaussiano, onde $\Delta\nu \cdot \Delta t = .44$, a largura temporal possível para este espectro é da ordem de 350 fs.

A medida do "Chirp" foi feita com o osciloscópio de amostragem da Tektronix, onde medimos o tempo de chegada do pico do pulso relativa ao "trigger" em função da frequência do pulso, sintonizado à frequência com um monocromador. Na figura 3.12 temos o esquema do sistema para a medida do "Chirp", usando um fotodiodo rápido na saída do monocromador. Medimos o atraso do pulso no osciloscópio, conforme variamos o comprimento de onda do laser com o monocromador. Na Tabela 3.1 temos os valores destas medidas, o que nos indica um "Chirp" negativo para este laser de semiconductor alimentado com um circuito de ganho chaveado.

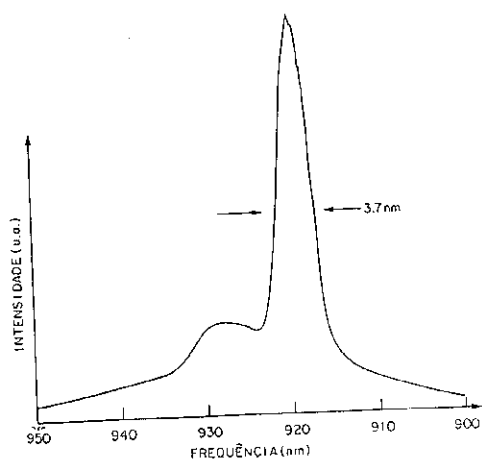


Figura 3.11: Espectro do laser de diodo da RCA-2001, com uma largura de banda de 3.7 nm.

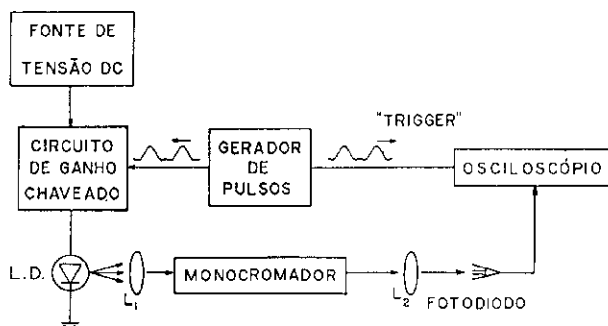


Figura 3.12: Sistema para a medida do "Chirp" do pulso laser de diodo

De acordo com o espectro da figura 3.11, o pulso laser não é limitado pela transformada de Fourier e contém um "chirp" negativo. Este resultado indica a possibilidade da compressão do mesmo, usando uma fibra óptica, encurtando ainda mais o pulso laser.

Pelos resultados da medida do "chirp" da Tabela 3.1, considerando $\lambda_0 = 913.6$ nm, temos uma dispersão de 20 ps para um $\Delta\lambda$ de 0.8 nm, ou seja $\Delta t/\Delta\lambda = 25$ ps/nm. Desta forma, se considerarmos uma fibra com uma dispersão de 60 ps/Km.nm, precisaremos de 400 m de fibra para o encurtamento do pulso.

Este laser não foi utilizado no sistema de geração e amostragem de transientes elétricos, uma vez que a intensidade obtida com o diodo laser é insuficiente para gerar uma densidade de portadores maior que 10^{16} cm^{-3} , sendo comparativamente da ordem de 10^3 vezes menor do que a intensidade obtida com o laser CPM.

3.3 Chave elétrica e linha de transmissão

O sistema de amostragem é baseado em um dispositivo eletro-óptico composto por uma chave elétrica e por uma cela de Pockels acoplados a uma linha de transmissão. A chave elétrica foi montada na forma de uma linha de transmissão, i.e. utilizamos

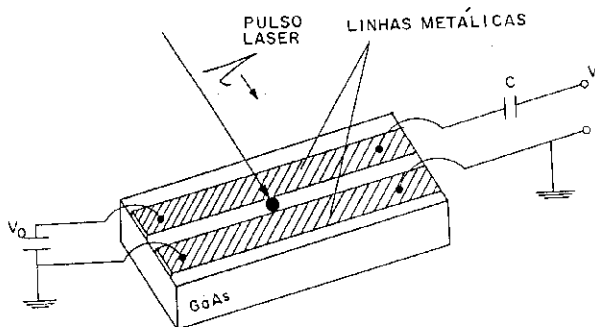


Figura 3.13: A chave elétrica sobre a linha de transmissão coplanar.

uma parte da linha de transmissão coplanar como uma chave elétrica, conforme esquematizado na figura 3.13. Este conjunto, i.e. a chave elétrica mais a cela de Pockels forma a unidade de geração e amostragem do transiente elétrico. A linha de transmissão utilizada é do tipo coplanar, esquematizado à figura 3.14. As dimensões da linha foram calculadas para uma impedância de $50\ \Omega$ [sec.2.3], de maneira que permita ter uma largura de banda aproximada de THz.

A chave elétrica utilizada é uma parte da linha de transmissão, conforme esquematizado na Fig.3.13. A linha de transmissão é do tipo coplanar, no qual foram depositadas duas linhas metálicas Au:Ge:Ni com uma largura W sobre um semicondutor (GaAs, InP), separadas de uma distância S . A linha foi configurada para uma impedância de $50\ \Omega$, i.e. para uma espessura do "wafer" semicondutor de $380\ \mu\text{m}$, obtivemos os parâmetros S e W pela equação 2.23 da sec.2-3, conforme ilustrada à Tabela 3-2. Alguns parâmetros foram escolhidos por questões práticas, tal como a impedância de $50\ \Omega$ da linha, pois os aparelhos para o monitoramento são de $50\ \Omega$ (Osciloscópio Tektronix). O espaçamento de $40\ \mu\text{m}$ foi escolhido pela facilidade de se trabalhar com lentes com distâncias focais maiores, permitindo-nos ajustes independentes do pulso de bombeio e o de amostragem (figura 3.15).

Uma vez definidas as dimensões geométricas da linha, foi feita uma máscara em uma placa de soda lime, de acordo com um desenho que fizemos para as micro fitas

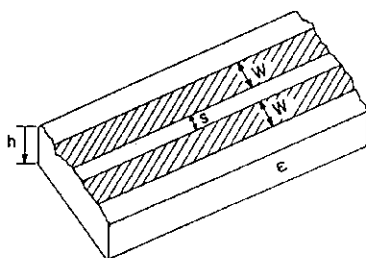


Figura 3.14: Linha de transmissão coplanar

Z_0 (Ω)	h (μm)	S (μm)	W (μm)
50	380	40	317
50	380	10	40

Tabela 3.2: Parâmetros S e W para uma linha de transmissão coplanar de 50 Ω

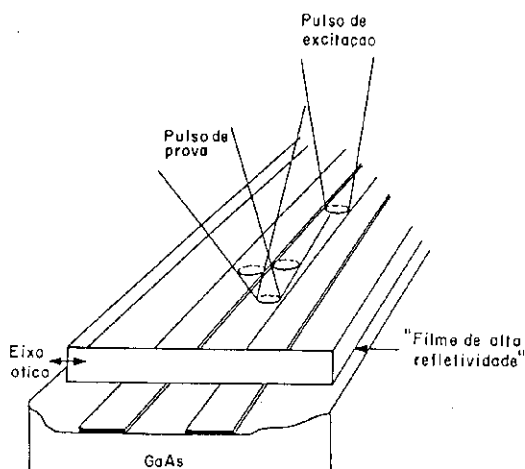


Figura 3.15: Chave elétrica acoplada à cela de Pockels em uma linha de transmissão coplanar

de transmissão, seguindo os parâmetros escolhidos previamente (Tab.1). A máscara foi confeccionada no laboratório de micro eletrônica LME-USP [9], utilizando-se uma técnica de redução fotográfica de 200 vezes. A deposição das micro fitas de Au:Ge:Ni sobre o "wafer" de semicondutor, foi feita utilizando-se o processo "lift-off" nos laboratórios do LPD-IFGW (UNICAMP). Em seguida o dispositivo foi submetido a um tratamento térmico ("alloying") de 400 C por 30 segundos, para se obter um contato ôhmico da fita metálica com o semicondutor. Na fig.3.16 temos uma foto da disposição das linhas de transmissão sobre o semicondutor. As fitas metálicas foram depositadas na face (100) do cristal GaAs, semicondutor não dopada com uma resistividade $\rho = 10^7 \Omega.cm$, fabricada pela Wacker Chemitronic. Cada deposição em um "wafer" de 2.5" nos fornecia vários dispositivos com os parâmetros especificados acima e com um comprimento de até 2 cm. Os dispositivos foram obtidos do "wafer", clivando-se cuidadosamente na direção cristalográfica cada conjunto de uma ou várias linhas de transmissão, de maneira que o dispositivo final tivesse uma dimensão da ordem de $2 \times 0.5 \text{ cm}^2$, área conveniente para a montagem e fácil de se manusear.

É conveniente acompanhar cada um dos processos na montagem da chave elétrica, pois qualquer imperfeição da linha de transmissão compromete o processo de geração do transiente elétrico, pois depende do contato elétrico da linha metálica com o semicondutor, bem como da geometria da chave elétrica na linha de transmissão. Na figura 3.16 temos uma foto da linha limpa sem interrupções na fita metálica, com uma boa definição da geometria da linha de transmissão.

A linha de transmissão foi montada sobre uma placa de alumina, sendo soldada com prata epoxi, conforme ilustrada na figura 3.17. Para monitorarmos os transientes elétricos gerados, usando um osciloscópio (gavetas de amostragem 7S11 e 7T11 da Tektronix), fizemos uma interface da linha de transmissão com o cabo SMA ($\Delta W = 18 \text{ GHz}$), depositando uma linha de ouro sobre a placa de alumina. Estas linhas foram ligadas com a linha de transmissão com duas linhas de Au ($\phi = 25 \mu m$), através de uma solda do Au com a linha de transmissão. Este dispositivo foi montado sobre uma moldura rígida de latão banhada a ouro (o banho de ouro serve para assegurar-nos um contato ôhmico melhor para altas frequências), conforme esquema da figura 3.17.

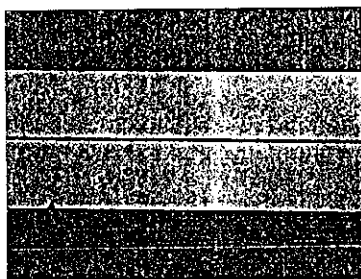


Figura 3.16: Foto da linha de transmissão coplanar, com uma largura de linha W e separação S

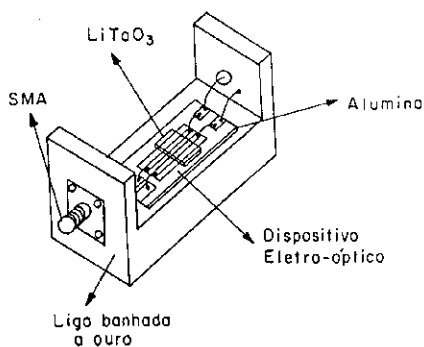


Figura 3.17: O dispositivo E-O montado sobre uma moldura banhada a ouro com conectores SMA.

3.4 Porta de amostragem e-o

A escolha do cristal e-o foi feita principalmente em função da facilidade de manuseio e montagem assim como das características e-o favoráveis ao uso do mesmo para um dispositivo de picossegundo. Sob este critério descartamos o uso do KDP devido à sua propriedade higroscópica, necessitando alguma proteção para não danificar a sua superfície com a umidade do ar. Valdmanis [4] estudou o cristal de $LiTaO_3$ analisando as vantagens do mesmo em relação aos demais cristais. Listaremos abaixo algumas das características e vantagens do $LiTaO_3$:

- cristal uniaxial de simetria 3m
- rigidez ante a um dano óptico para altas intensidades maior que o $LiNbO_3$
- coeficiente eletro-óptico 18 vezes maior que a do $LiNbO_3$
- Voltagem de meia onda 4 vezes menor que o KDP.
- cristal não higroscópico, podendo ser manuseado facilmente.

O fato de o $LiTaO_3$ ter uma birefringência estática 18 vezes menor do que o $LiNbO_3$ torna este cristal menos sensível à mudança de temperatura, no qual a birefringência varia 5×10^{-5} por grau Celsius. E também reduz os efeitos de retardo de múltipla ordem, para pulsos de banda larga e ou ultra-curtos, tornando evidente a opção pelo $LiTaO_3$ neste trabalho.

O cristal utilizado na unidade de amostragem eletro-óptica foi o $LiTaO_3$, cedido pelo Prof. Alfredo Gontijo [11]. Orientamos o cristal pela técnica de Laue e cortamos o cristal na direção paralela ao eixo "C" cristalino, nas dimensões $2 \times 5 \times 0.5 \text{ mm}^3$. Em seguida foi polido e espelhado em uma das faces com um filme dielétrico 100% refletor com $\Delta\lambda = 100 \text{ nm}$ centrada em 625 nm [13]. Este cristal foi fixado sobre a linha de transmissão com o filme refletor para baixo, colando-se as bordas do cristal com cola solúvel.

A espessura necessária para a cela de Pockels era da ordem de $100 \mu\text{m}$, uma vez que o campo elétrico efetivo da linha de transmissão com $S = 40 \mu\text{m}$ estaria dentro do cristal e-o. Logo, o cristal foi fixado com cuidado de maneira a ficar o mais próximo possível da linha e com a face paralela à linha de transmissão.

O filme refletor foi depositado parcialmente sobre o cristal, de maneira a deixar um espaço onde se pudesse bombear a chave elétrica, para a geração do transiente elétrico, conforme mostramos à figura 3.15. Esta técnica possibilita-nos bombear a chave elétrica e amostrar o transiente elétrico em um pequeno espaço, não permitindo a propagação do mesmo para a sua amostragem, evitando problemas de dispersão.

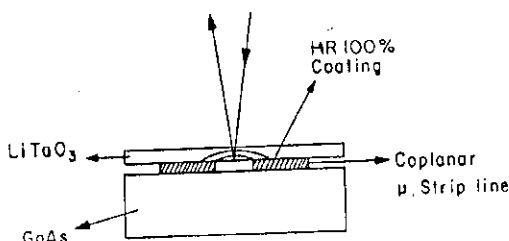


Figura 3.18: Esquema da unidade de amostragem eletro-óptica, com as linhas de campo elétrico.

3.5 Sistema de aquisição de dados

A amostragem do transiente elétrico gerado na chave elétrica é feita pela medida do sinal óptico que chega aos foto-detecores. Devido à diferença das intensidades, utilizamos um pré-amplificador em um dos sinais para igualar as amplitudes. Em seguida utilizamos o amplificador diferencial para analisarmos a amplitude da intensidade da luz modulada pelo transiente elétrico que se propaga pela linha de transmissão. Na figura 3.19 esquematizamos o circuito com o amplificador de corrente dos foto-detecores PIN 10 da United Detector Technology. O pré-amplificador e o amplificador diferencial utilizados são baseados nos amplificadores operacionais 747. O circuito ainda nos permite a utilização de uma das componentes dos sinais, para a referência da potência média do laser CPM, permitindo o monitoramento do mesmo. Para observarmos o sinal modulado, utilizamos o Lock-in da PAR modelo 214-A, operando à uma frequência de modulação de 1 KHz. A modulação foi feita com um "chopper" da Stanford Research Systems, modelo SR540.

O interfaceamento do sistema de medidas com o micro-computador PC-XT da Scopus modelo 2600, foi feita com o sistema GPIB ("General Purpose Interfacing Bus") STD8410 da Sistemas Técnicos Digitais SA.(STD). Este cartão conectado à saída do barramento paralelo do micro nos permite o controle de qualquer aparelho contendo uma interface GPIB. Como o Lock-in utilizado e o controlador do motor de passo não tinham a interface GPIB, recorremos ao multi-programador STD-AD850,

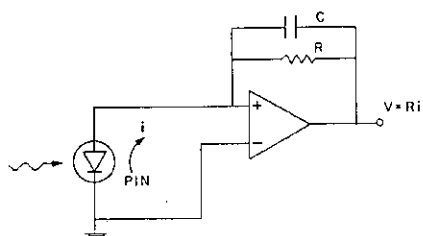


Figura 3.19: Circuito amplificador de corrente dos foto-detectores PIN-10.

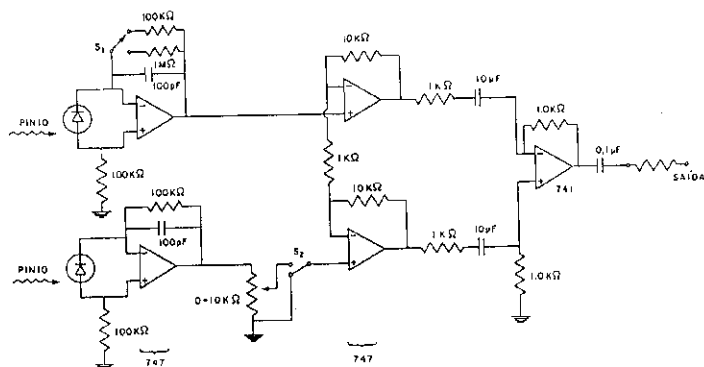


Figura 3.20: Esquema do circuito para a amplificação diferencial dos sinais provenientes dos PIN's para a medida do sinal modulado, assim como para a compensação do ruído proveniente do laser.

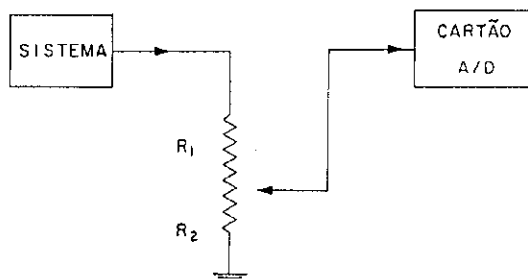


Figura 3.21: Circuito redutor de tensão.

também da STD. Para a leitura do sinal analógico, i.e. do sinal DC proveniente do Lock-in, utilizamos os cartões conversores analógicos digitais modelo STD-8502. Para o uso do cartão AD, construímos um redutor de tensão de 10^3 e 10^4 vezes, uma vez que a entrada dos conversores ADs tem uma entrada de tensão máxima de 20.4 mVolt, conforme esquema da figura 3.21.

Para o controle do motor de passo, utilizamos o cartão de relés (modelo STD-8402). O cartão de relés foi utilizado para ligar (e desligar) uma fonte DC +5 volts, gerando pulsos de tensão conforme esquematizado à figura 3.22. Este “gerador” de pulsos permitiu-nos controlar o aparelho de controle do motor de passo da Eastern Air Devices mod. LA23A CK-2F.

O programa para o controle deste sistema foi desenvolvido utilizando-se o Asyst (pacote de programas científicos) da Asyst Software Technologies, descrito com maiores detalhes no Apêndice A.

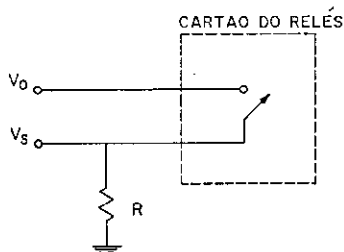


Figura 3.22: Gerador de pulsos de tensão com o cartão de relés.

Bibliografia

- [1] Gloria R. Jacobovitz, tese de Mestrado, IFGW-Unicamp, 1985.
- [2] C.H. Brito Cruz, M.A.F. Scarparo and R. Srivastav, Rev. Bras. de Fís., 13, pp. 374-383 1983.
- [3] Valeria L. Silva, Tese de Doutoramento, IFGW-UNICAMP, Campinas SP, 1990.
- [4] J.A. Valdmanis, G. Mourou and C.W. Gobel, IEEE J.of Quantum. Eletron., QE-19, pp. 664-667 1983.
- [5] D. Grishkowsky and M.B. Ketchen, Appl. Phys. Lett., 54(11), pp. 1046-1047, 1989.
- [6] R.S. Miranda, C.H.B. Cruz and M.A.F. Scarparo, Opt. Lett., 11 (4), pp. 224-226, 1986.
- [7] M.R.X. Barros, R.S. Miranda and C.H. Brito Cruz, Opt. Lett., Vol. 15 pp. 127, 1990.
- [8] R.L. Fork, O.E. Martinez, and J.P. Gordon; Optics Lett., 9 (5), pp. 150-152, 1984.
- [9] Megumi Saito, Laboratório de Micro Eletrônica da Politécnica (LME), USP - São Paulo, SP.
- [10] R.L. Fork, O.E. Martinez and J.P. Gordon, Opt. Lett., V.9, pp. 150, 1984.
- [11] Cristal de $LiTaO_3$ cedida pelo Prof. Dr. A. F. Gontijo da UFMG de Belo Horizonte - MG.

- [12] K.C. Gupta, Ramesh Garg and Rakesh Chadha, "Computer Aided Design of Microwave Circuits", Cap. 3 Artech House, INC. 1981.
- [13] Oficina de óptica do IFQSC-USP de São Carlos, Dep. de Física, Grupo de Óptica.
- [14] D. Marcuse, Appl. Optic 19, pp. 1653, 1980.
- [15] P.M. Downey, J.E. Bowers, R.S. Tucker and E. Agyekum; IEEE J. of Quantum Electron., QE-23, pp. 1039-1047, 1987.
- [16] Franklin M. Matinaga and C.H. Brito Cruz, Revista Brasileira de Física Aplicada e Instrumentação, Vol. 5, N. 3, 1991.
- [17] M. Shinagawa and T. Nagatsuma, Electron. Lett., Vol. 26, pp. 1341-1343, 1990.
- [18] K.J. Weingarten, M.J.W. Rodwell and D.M. Bloom, IEEE J. Quantum Electron. V. 24, pp. 198-220, 1987.
- [19] W.M. Henebry, Rev. of Scientific Instruments, 32, pp. 1198-1203 1961.
- [20] C.V. Shank, Science, Vol. 215, pp. 797-801, 1981.
- [21] C.H. Brito Cruz, E. Palange, e A.B. Villaverde, J. Physics E17, pp. 105 1984.
- [22] K. Meyer, M. Pessot and G. Mourou, App. Phys. Lett., 52 (23) , pp. 2254-2256 1988.
- [23] A.E. Evenson, R.M. Wysin, D.L. Smith and A. Redondo, Appl. Phys. Lett., 52 (25), pp. 2148-2150 1988.
- [24] "Streak-camera" Imacon do Instituto de Física Geral de Moscou, emprestado como parte de um convênio entre a Unicamp e Academia de Ciências da União Soviética 1989.

Capítulo 4

Amostragem Eletro-óptica

Neste capítulo descreveremos os principais resultados experimentais no estudo da geração, amostragem e aplicação de transientes elétricos ultra-curtos. A primeira aplicação da chave elétrica, foi em foto-detecores rápidos e a sua utilização, como uma fonte de pulsos elétricos de picossegundos. Uma vez desenvolvido o sistema de amostragem eletro-óptico, testamos o mesmo na caracterização de um foto-detector rápido, usando o laser de Nd:YAG com pulsos comprimidos. Em seguida, usando o laser CPM, geramos e medimos transientes elétricos com tempo de subida de sub-picossegundos. Tal resolução nos permitiu o estudo da dispersão de transientes elétricos rápidos em linhas de transmissão coplanares, fazendo-se a amostragem do transiente elétrico, na medida em que o mesmo propagava-se na linha de transmissão.

4.1 Foto-detector com resolução de sub-nanossegundos

Devido à simplicidade de construção e fácil uso em laboratórios, montamos algumas chaves elétricas em linhas do tipo "microstrip" correspondentes às chaves de Auston [1], para usá-las como foto-detecores rápidos. Na figura 4.1 temos o esquema da chave (foto-detector), onde utilizamos o semiconductor GaAs por ter uma alta resistividade ($\sim 10^8 \Omega cm$), um tempo de recombinação rápido ($\sim 200ps$) e uma energia de "gap" de 1.4 eV, cobrindo com isto o espectro visível. Montamos a chave em uma placa de circuito impresso com uma constante dielétrica $\epsilon = 3$, construindo uma linha de transmissão de 50Ω interrompida, com um espaçamento de $\sim 4mm$.

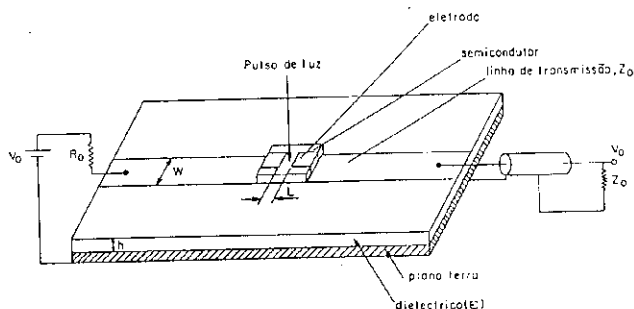


Figura 4.1: Esquema do detector fotocondutivo, utilizando uma chave elétrica do tipo microlinha.

Na interrupção foi fixada a lâmina de GaAs com uma espessura de 0.4 mm, contendo também uma linha de transmissão de 50Ω interrompida com um espaçamento de 2 mm. Conectamos a linha de transmissão do semicondutor com a do circuito impresso com tinta de prata Emetron.

As dimensões da micro linha foram obtidas a partir dos resultados de Bahl [2], segundo os quais, para uma placa de 1.8 mm de espessura, desprezando-se a espessura da linha metálica, calculamos o valor de W pela expressão:

$$\frac{W}{h} = \frac{8 \exp(A)}{\exp(2A - R_0)} \quad (4.1)$$

onde,

$$A = \frac{Z_0 \epsilon + 1}{60} \frac{1}{2} + \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 1} \left(0.23 + \frac{0.11}{\epsilon} \right) \quad (4.2)$$

4.1. FOTO-DETECTOR COM RESOLUÇÃO DE SUB-NANOSSEGUNDOS 69

para $Z_0 = 50\Omega$, $\epsilon = 3$, $h = 1.8$ mm encontramos uma largura de 4 mm para a linha de "micro-strip".

Quando iluminamos a interrupção do foto-condutor com um pulso de luz, com energia maior que a energia de "gap" do semiconductor, geramos um plasma de elétrons e buracos, que irá variar a condutividade do mesmo, gerando um sinal elétrico que se propaga na linha de transmissão. Conforme já discutido na sec. 2-2, o sinal gerado segue a forma:

$$V(t) = \frac{R_0 V_0}{2R_0 + R(0)} e^{-t/\tau} \quad (4.3)$$

onde $R(0)$ depende da mobilidade intrínseca dos portadores (elétrons e buracos) e da energia do pulso óptico, bem como da geometria do foto-condutor, conforme já demonstrado na sec. 2-2.

A medida da resposta do foto-detector, foi feita inicialmente com um laser de N_2 da AVCO modelo C950, tendo um pulso de 8 ns e uma energia de um mJ. Também foi utilizado um laser de corante Rh6G bombeado pelo laser de N_2 acima. A polarização do foto-detector foi feita com uma fonte de tensão DC convencional (0 - 60 Volts). Medimos a resposta do foto-detector com um osciloscópio Tektronix, com 0.5 ns de resolução temporal. Para efeito de comparação, medimos o mesmo pulso com o foto-diodo a vácuo ITL-1850 da Instrument Technology, com tempo de resposta de 200 ps. Na figura 4.2 mostramos os dois pulsos medidos para o laser de N_2 para $\lambda = 340nm$. Na figura 4.3 temos a resposta do foto-detector comparado à do ITL-1850 no caso de excitação com laser de corante Rh6G, para $\lambda = 570nm$. Estas medidas nos mostra que a resolução deste dispositivo foto-condutor é comparável ao do ITL-1850.

Este dispositivo foi projetado para a detecção de pulsos de dezenas de quilowatts, i.e. foi projetado para não haver a saturação do mesmo, fazendo-se um espaçamento de 2 mm na linha de transmissão sobre o semiconductor, conforme discutimos na sec. 2-2. Em situações onde os pulsos laser tenham menor energia, pode-se reduzir o espaçamento da interrupção, de maneira que o dispositivo tenha uma área foto-condutiva menor, i.e. pode-se criar uma densidade de portadores suficientes para gerar um sinal elétrico dentro da resolução do sistema de medida. Além de uma energia menor, o dispositivo também terá um tempo de resposta (RC) menor, uma vez que a capacitância do fotocondutor será menor para a mesma impedância de 50 Ω . Isto permitirá a detecção de pulsos com menos de 100 ps.

Na figura 4.4 temos uma resposta de um dispositivo foto-condutivo sobre uma linha coplanar, cuja limitação no tempo de subida do sinal, provém do cabo SMA

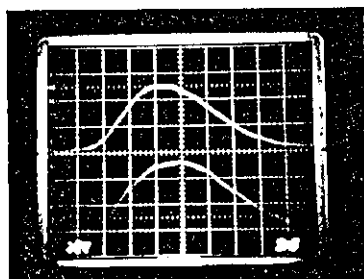


Figura 4.2: Comparação das medidas usando o detector fotocondutivo (superior) e o ITL-1850 (inferior), quando excitado pelo laser de N_2 .

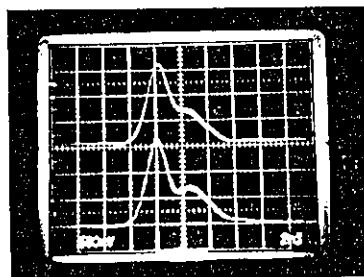


Figura 4.3: Comparação das medidas usando o detector-fotocondutivo (superior) e o ITL-1850 (inferior), quando excitado pelo laser de corante Rh6G bombeado pelo laser de N_2 .

4.2. SISTEMA DE AMOSTRAGEM E-O

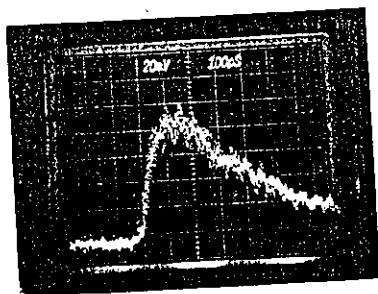


Figura 4.4: Pulso do laser CPM detectado com a chave elétrica, amostrado no osciloscópio, com as gavetas 7S11 e 7T11 da Tektronix.

(18 GHz) utilizado e mesmo do osciloscópio de amostragem ($\tau \sim 50$ ps) utilizado na medida.

Este resultado indica, no entanto que, apesar do tempo de subida estar limitado pelas gavetas de amostragem há um decaimento lento no pulso registrado, devido ao tempo de recombinação superficial dos pares e-b gerados no semiconductor. No caso desta medida com a chave de GaAs, observamos um tempo de recombinação $\tau \sim 200$ ps.

4.2 Sistema de amostragem e-o

4.2.1 Caracterização da linearidade

O primeiro teste que fizemos com o sistema de amostragem, foi a verificação da linearidade do sistema. Aplicando uma onda senoidal de amplitude e frequência conhecidas no sistema de amostragem (fig. 3.19), obtivemos a modulação da intensidade da luz em função da voltagem aplicada, conforme resultado à figura 4.5. Nesta medida, fomos registrando os valores da modulação da luz medida com o Lock-in a cada valor da amplitude da senóide aplicada na linha de transmissão, desde um milivolt a algumas dezenas de volts. Esta calibração do sistema, feita

previamente para todas as medidas realizadas, faz-se ajustando o compensador de Babinet, de forma que o sistema eletro-óptico tenha a polarização ajustada em seu ponto de quarto de onda ($\lambda/2$), conforme discutido na sec. 2.5.1. Quando rodamos a polarização de $\pi/2$ com o compensador de Babinet, tendo já adicionada a fase δ_z , devido à birefringência do cristal eletro-óptico, estamos na posição de máxima eficiência de modulação da luz no cristal.

Observamos uma modulação do sinal óptico para sinais elétricos tão pequeno quanto um milivolt e para amplitudes até de centenas de volts aplicados ao dispositivo, o que dá uma faixa dinâmica do dispositivo eletro-óptico de 10^6 dentro de um erro de 1 % na região de linearidade do sistema eletro-óptico (sec. 2-5). Esta faixa pode ser estendida para 10^6 se aumentarmos a tolerância de erro para 5%. Quando aumentamos a amplitude do campo elétrico aplicado, estaremos mais distante da região linear do dispositivo, conforme mostrado na fig. 2.8. Mas como a maior parte dos sinais elétricos de interesse, é constituída por pequenos sinais (≤ 5 Volts) que tem uma largura de banda larga ($\sim THz$), a região de 1 % de erro na linearidade deste dispositivo eletro-óptico satisfaz inteiramente aos nossos objetivos.

4.2.2 Aplicação do sistema e-o na caracterização de um sistema fotodetector-amplificador rápido

A primeira aplicação do sistema de amostragem eletro-óptico foi testarmos fotodetectores rápidos. Testamos o foto-detector PD-15 da Optoelectronics LTD acoplado a um amplificador de banda larga. O detector opera na região do visível até o infra-vermelho com um tempo de resposta especificado de 50 ps. Utilizamos o laser de Nd:YAG (Quantronix mod. 114) para a caracterização deste foto-detector, podendo, no entanto ser, qualquer outra fonte de luz com pulso curto ($\sim ps$) com energia dentro da região sensível do foto-detector em estudo. O laser de Nd:YAG funcionava em regime mode-locked a 100 MHz e em $1.06\mu m$ com pulsos de 100 ps. Uma parte do pulso laser excitava o PD-15 e a outra era usada para se fazer a amostragem do sinal elétrico gerado pelo foto-detector. Como o sinal era de baixa amplitude (< 10 mVolt), usamos um amplificador DC3002 MIC-A da B&H Electronics CD ($\Delta f = 1.3$ GHz) com ganho dez, antes de aplicar o sinal elétrico na linha de transmissão. O pulso de amostragem sofria um atraso τ variável quando passava pela linha de atraso (fig.4.6). Neste experimento não utilizamos o motor de passo para o controle do atraso, uma vez que era necessário um deslocamento Δx da ordem de algumas dezenas de cm, o que foi feito com um par de espelhos fixos a um ângulo de 90 graus sobre um trilho óptico calibrado (figura 4.6).

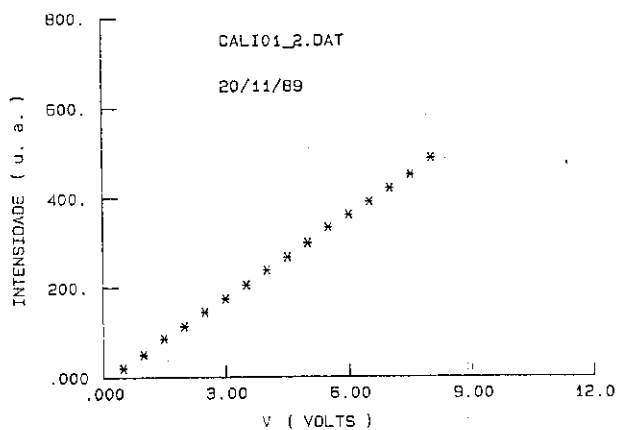


Figura 4.5: Modulação da luz pelo sistema eletro-óptico, mostrando a linearidade do sistema.

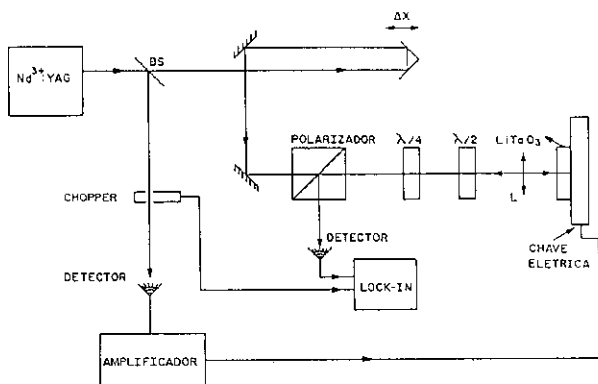


Figura 4.6: Sistema de amostragem eletro-óptica utilizando o laser de Nd:YAG mode-locked. O sinal amplificado do foto-detector PD15 é lançado na linha de transmissão, sendo amostrado com uma resolução de 3 ps.

A resolução deste sistema foi melhorada para 3 ps, quando passamos o pulso laser de amostragem por um sistema compressor. A compressão foi feita com um sistema composto por uma fibra ($\sim 1\text{Km}$) e um par de grades de difração [3]. Ilustramos na figura 3.2 a auto-correlação do pulso comprimido, medido com um sistema de auto-correlação não colinear, no qual usamos um cristal de KDP como gerador de segundo harmônico.

Na fig. 4.7 temos a amostragem do sinal gerado pelo foto-detector PD-15, usando o laser de YAG mode-locked comprimido, no qual observamos um tempo de subida de 0.3 ns para o sinal amostrado. Este tempo no entanto, corresponde à resolução do sistema (amplificador e cabos) utilizado. Ou seja, o amplificador e mesmo o cabo BNC RG-58 utilizado, limitou a largura de banda do sinal aplicado na linha de transmissão para um tempo de subida de 200 ps, cujo resultado é confirmado pelo

4.3. GERAÇÃO E AMOSTRAGEM EM REGIME DE SUB-PICOSSEGUNDO 075

resultado experimental da amostragem e-o à fig.4.7. Este tempo de subida medido não tem qualquer contribuição do tempo de resposta do sistema de amostragem, uma vez que a amostragem foi feita com um pulso de 3 ps. Este sistema de amostragem utilizando o laser Nd:YAG deve ter uma resolução limitada em princípio, apenas pelo pulso laser de 3 ps.

Para efeito de comparação medimos também o sinal gerado pelo PD-15 com a gaveta de amostragem (7S11 e 7T11) da Tektronix, que tem uma resolução de ~ 70 ps (calibrada previamente com um pulso laser de 100 fs). A medida foi feita acoplando-se diretamente a saída do PD-15 à unidade de amostragem.

Esta técnica pode ser estendida à medida de dispositivos eletrônicos rápidos (e.g. FET's de GaAs), simplesmente colocando o dispositivo em uma linha de transmissão interrompida, com o cristal de amostragem próximo ao dispositivo sob teste, também acoplado à linha de transmissão coplanar [4]. Outra possibilidade, em casos de teste de circuitos integrados, é levar-se o cristal e-o próximo ao circuito sob teste, de maneira que o mesmo faça a amostragem do sinal desejado [5].

4.3 Geração e amostragem em regime de sub-picossegundo

Tendo uma fonte de luz laser CPM, gerando pulsos de 50 fs a uma taxa de repetição de 100 MHz e com uma energia de 0.1 nJ (sec. 3-1), foi possível gerar e medir transientes elétricos com um tempo de subida de sub-picossegundos (< 0.5 ps), caracterizando a largura de banda deste sistema de amostragem eletro-óptico próximo de THz. Nesta medida utilizamos o próprio pulso do laser para gerar o transiente elétrico na linha de transmissão, como esquematizado na figura 3.19. O pulso laser excita a chave elétrica, passando pelo cristal na parte sem o filme refletor bem próximo ao lado da borda sem filme. O pulso de prova, é focalizado próximo à borda do filme refletor, de maneira que os dois pulsos, o de "trigger" e o de prova pudessem estar o mais próximo possível na linha de transmissão, evitando problemas de dispersão no transiente elétrico devidos à propagação do mesmo na linha de transmissão. O atraso do pulso de amostragem em relação ao transiente elétrico foi controlado com o motor de passo acoplado ao micro computador. Este sistema permite uma varredura do transiente elétrico com uma resolução de 3.3 fs por passo. Ilustramos à figura 4.9 o transiente elétrico amostrado com este sistema de amostragem.

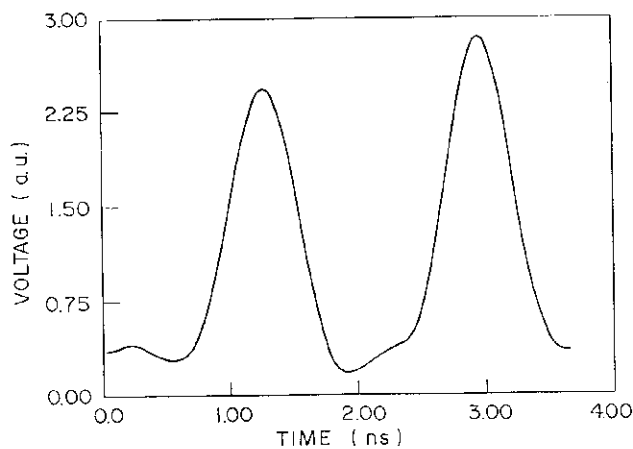


Figura 4.7: Amostragem do sinal gerado pelo fotodetector PD-15, com uma resolução de 3 ps.

4.3. GERAÇÃO E AMOSTRAGEM EM REGIME DE SUB-PICOSSEGUNDO 77

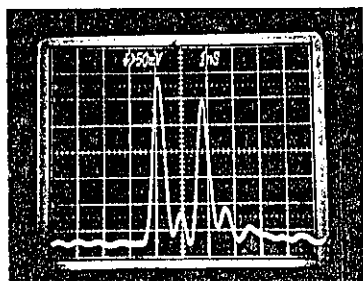


Figura 4.8: Sinal gerado pelo PD-15, amostrado com a gaveta de sampling (7S11 e 7T11 da Tektronics).

O tempo de subida do transiente medido foi de 0.46 ps, o que dá uma largura de banda efetiva de 0.78 THz para o nosso sistema eletro-óptico. A distância do pulso de "trigger" com a do pulso de amostragem foi $\sim 0.3\text{ mm}$ e a focalização do pulso de amostragem feita com uma lente de 5 cm de distância focal, o que dava um "spot-size" de $\sim 7\mu\text{m}$. Este "spot-size" permitiu-nos trabalhar com linhas de transmissão com uma separação de $10\mu\text{m}$ ou $40\mu\text{m}$. A área iluminada do fotocondutor é otimizada ajustando-se a distância de focalização da chave, observando o sinal gerado diretamente em um osciloscópio, para cada chave utilizada.

O pulso laser, com uma energia de 0.1 nJ é, focalizado em uma área circular ($R = 40\mu\text{m}$), gerando uma densidade de portadores de $3 \cdot 10^{16}\text{ cm}^{-3}$ na região iluminada da chave elétrica. Isto diminui a resistência elétrica de $5 \cdot 10^8\Omega$ para 2300Ω na chave. Estes valores foram estimados para a chave elétrica (fig.3.15) de GaAs, com uma dimensão de $40\mu\text{m} \times 40\mu\text{m}$ para a região fotocondutiva. A resistência da chave sem luz, foi estimada medindo-se a resistência entre as duas linhas coplanares (fig. 3.14). Consideramos a linha coplanar, como uma série de resistência idênticas em paralelo, contendo cada uma uma unidade de comprimento de $40\mu\text{m}$. Ou seja, estimamos pela relação $1,5\text{ cm}/(40\mu\text{m}) \cdot R$, para uma linha coplanar de 1,5 cm e uma resistência R . Com luz, a resistência na chave foi estimada pela eq. 2.18. Isto representa uma variação de $2 \cdot 10^5$ na resistividade do semiconductor. Pela eq. 2.20,

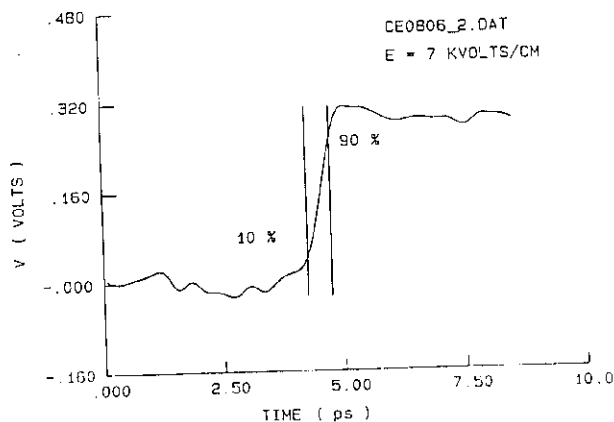


Figura 4.9: Amostragem de um transiente elétrico com um tempo de subida de 460 fs, medida em uma chave de GaAs, sob um campo de 10 KVolts/cm.

esta variação na resistência chaveia um transiente elétrico da ordem de 1 volt na linha de transmissão. Medimos pelo sistema de amostragem e-o pulsos de até um volt com transiente de sub-picossegundo, indicando um resultado satisfatório para o pulso laser CPM disponível em nosso laboratório.

O “spot-size” utilizado no feixe de amostragem ($< 10 \mu\text{m}$) determina a resolução do sistema, uma vez que é equivalente ao caminho percorrido pela frente de onda do transiente elétrico, durante a interação do mesmo com o pulso de amostragem e-o.

$$\delta t = \delta x / v_e \quad (4.4)$$

onde $v_e = c / \sqrt{\epsilon_{eff}}$ é a velocidade efetiva da frente de onda do transiente elétrico na linha de transmissão. Considerando o “spot-size” de $10 \mu\text{m}$, $\epsilon_{eff} = 6.75$ a constante dielétrica efetiva da linha de transmissão coplanar sobre o GaAs, teremos em princípio um limite de resolução de menos de 100 fs para o sistema de amostragem e-o.

4.4 Dispersão em linhas coplanares

A dispersão material e modal torna-se importante em linhas de transmissão quando trabalhamos com sinais de banda larga ($\sim \text{THz}$). Os efeitos da dispersão têm sido estudado teoricamente tanto em linhas de transmissão do tipo “micro-strip” como em linhas coplanares [6,7,8].

Com um sistema de medidas rápido (largura de banda de 0.78 THz), foi possível o estudo da dispersão de transientes elétricos em linhas de transmissão, como mostrado à figura 4.10. Estas medidas nos mostram o quanto é importante o estudo do mesmo, uma vez que observamos que o tempo de subida do transiente gerado na chave elétrica aumenta de 2 ps para mais de 7.5 ps depois da propagação do transiente em 2.5 mm na linha de transmissão.

Nesta figura 4.10 apresentamos a amostragem do transiente elétrico para várias posições, conforme o mesmo se propagava na linha de transmissão, i.e. fixamos o pulso de prova (ou de amostragem) e deslocamos a posição do pulso de excitação. Fizemos a amostragem do transiente elétrico desde uma distância de 0.3 mm a 2.5 mm, o que possibilitou a observação da dispersão do transiente elétrico na linha de transmissão. Observamos um tempo de subida de 2.2 ps inicialmente a uma distância de 0.5 mm, que se alargou para 4 ps para uma distância de 1.5 mm, chegando a 7.8 ps, depois de propagado 2.5 mm na linha de transmissão. A

resolução da medida da distância é grosseira ($\sim 0.5mm$), uma vez que fizemos esta medida comparando a posição da focalização do feixe de amostragem com uma escala localizada ao lado da linha de transmissão.

Fazendo-se a medida do tempo de subida destes transientes elétricos amostrados nestas posições, vemos a dispersão do transiente elétrico em função da distância, conforme ilustramos à figura 4.11. Este resultado ilustra bem o fato da constante dielétrica depender fortemente da frequência nesta linha de transmissão para componentes de altas frequências, conforme estudos da dispersão do material GaAs em uma linha de transmissão coplanar, discutido na sec. 2-4, onde observamos a dependência da constante dielétrica do meio em função da frequência (fig.2.4), para uma linha de transmissão com variadas espessura do substrato semiconductor.

A fim de compreendermos melhor este comportamento, simularemos um sinal elétrico propagando em uma linha de transmissão coplanar, com os parâmetros ajustados com o sistema utilizado.

4.4.1 Modelo teórico para a dispersão em linhas coplanares

Dada uma linha de transmissão coplanar (figura 3.14), sobre um substrato de GaAs, com uma largura de $317 \mu m$ separadas de $40 \mu m$, consideremos um sinal elétrico $V(0,t)$ do tipo degrau, propagando sobre a linha. Geramos este sinal numericamente, o qual tem uma subida exponencial com uma constante de tempo de um ps, e um decaimento também exponencial, com uma constante de 100 ps. Usamos estes parâmetros, uma que vez que o sinal gerado pela chave elétrica, tem um tempo de subida desta ordem, e com um tempo de decaimento lento (acima de 100 ps) devido ao tempo de recombinação do GaAs.

Quando o sinal elétrico caminha uma distância L na linha de transmissão, o pulso adquire uma fase e uma atenuação γL , sendo γ a constante de propagação, conforme descrita pela equação abaixo:

$$V(L, \omega) = V(0, \omega) \exp((-i\gamma(\omega)L) \quad (4.5)$$

A constante de propagação tem uma componente real α (atenuação) e uma imaginária (fase), sendo escrita na forma:

$$\gamma(\omega) = \alpha(\omega) + i\beta(\omega) \quad (4.6)$$

Em geral α é desprezível para linhas metálicas, no entanto, para pulsos com uma largura de banda de THz, devemos considerar esta componente, uma vez que

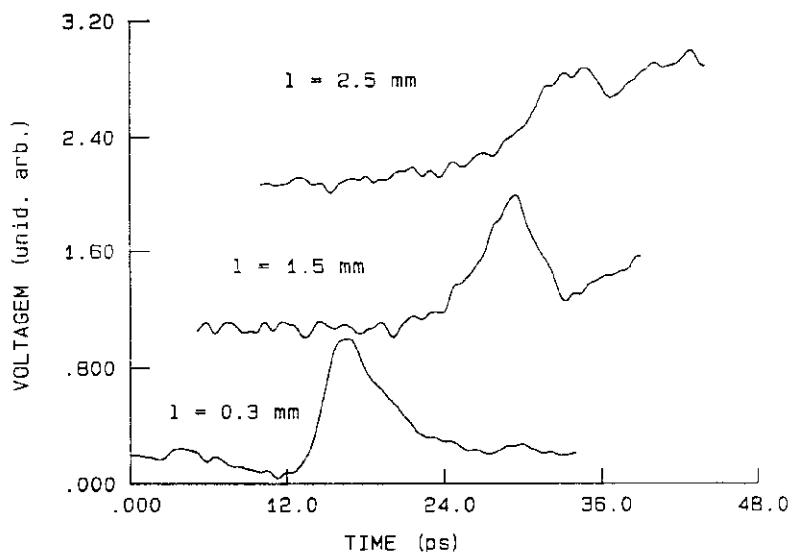


Figura 4.10: Resposta da chave, mostrando a variação do tempo de subida do transiente elétrico, quando propaga-se 0.3 mm (a), 1.5 mm (b) e 2.5 mm (c) na linha de transmissão coplanar.

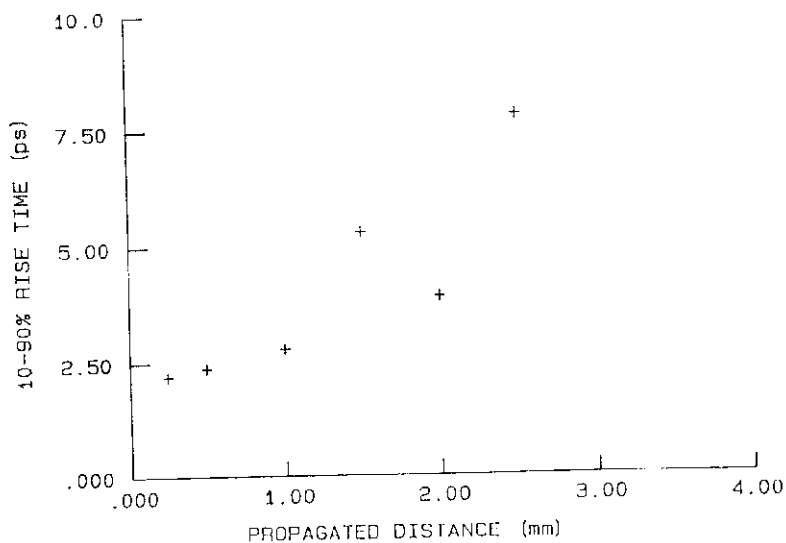


Figura 4.11: Medidas do transiente elétrico na linha de transmissão em função da posição.

passa a ser importante a perda dissipativa da onda eletromagnética no dielétrico da linha de transmissão. De acordo com Gupta [8]:

$$\alpha = \alpha_d(w) + \alpha_c(w) \quad (4.7)$$

sendo $\alpha_d(w)$ a atenuação da onda pelo material dielétrico da linha de transmissão, α_c corresponde à atenuação pelo condutor metálico da linha. Analogamente, a fase adquirida pelo pulso contém as partes:

$$\beta = \beta_m(w) + \beta_c(w) \quad (4.8)$$

β_m corresponde à fase modal da linha e β_c a condutiva. Utilizaremos os resultados de Gupta [8], para o cálculo desta constante de propagação do pulso na micro linha coplanar. Temos para a fase:

$$\beta_m(w) = \frac{2\pi F}{c} \sqrt{\epsilon_{eff}(w)} \quad (4.9)$$

$$\beta_c(w) = \text{Im} \left[\frac{Z_s}{Z_0} \right] g_2 \quad (4.10)$$

F é frequência na fase, ϵ_{eff} a constante dielétrica em função da frequência (ver cap. 2), Z_0 a impedância DC da linha, Z_s e g_2 podem ser obtidas a partir da equação [9]:

$$Z_s(F) = [i2\pi F\mu_0/\sigma]^{1/2} \coth(i2\pi F\mu_0\sigma)^{1/2} t \quad (4.11)$$

$$g_2 = 17.34(P''/(\pi s))(1.0 + W/S) \frac{\frac{1.25}{\pi} \ln \frac{4\pi W}{t} + 1.0 + \frac{1.25t}{\pi W}}{[1.0 + \frac{2W}{S} + \frac{1.25t}{\pi S} (1.0 + \ln \frac{4\pi W}{t})]^2} \quad (4.12)$$

P'' é dado por:

$$P'' = \begin{cases} \kappa[(1.0 - \sqrt{1.0 - \kappa^2})(1.0 - \kappa^2)^{3/4}]^{-1} g_1^2 & \text{para } 0 \leq \kappa \leq 0.707 \\ ((1.0 - \kappa)\sqrt{\kappa})^{-1} & \text{para } 0.707 \leq \kappa \leq 1.0 \end{cases} \quad (4.13)$$

sendo

$$g_1 = \begin{cases} \pi(\ln(2\frac{1+\sqrt{\kappa}}{1-\sqrt{\kappa}}))^{-1} & \text{para } 0 \leq \kappa \leq 0.7 \\ \pi^{-1} \ln(2\frac{1+\sqrt{\kappa}}{1-\sqrt{\kappa}}) & \text{para } 0.7 \leq \kappa \leq 1.0 \end{cases} \quad (4.14)$$

A atenuação α da onda é calculada pelas equações:

$$\alpha_d = 27.3 \frac{\epsilon}{\sqrt{\epsilon_{eff}}} \frac{\epsilon_{eff} - 1}{\epsilon - 1} \frac{\tan \delta}{\lambda_0} \quad \text{dB/m} \quad (4.15)$$

$$\alpha_c = 17.34 \frac{R_s}{Z} \frac{P'}{\pi S} (1 + W/S) \frac{\frac{1.25}{\pi} \ln(\frac{4\pi W}{t} + 1 + \frac{1.25t}{\pi W})}{(1 + 2W/S + \frac{1.25t}{\pi S} (1 + \ln(\frac{4\pi W}{t})))^2} \quad \text{dB/m} \quad (4.16)$$

onde t é a espessura do condutor, ϵ_{eff} é calculada pela eq.2.30, R_s e P' são calculadas pelas equações:

$$R_s = \sqrt{\pi F \mu_0 \rho} \quad (4.17)$$

$$P' = \begin{cases} \frac{\kappa}{(1.0 - \kappa^2)(\kappa')^{3/2}} \left[\frac{K(\kappa)}{K'(\kappa)} \right]^2 & 0 \leq \kappa \leq 0.7 \\ \frac{1}{(1 - \kappa)\sqrt{\kappa}} & 0.707 \leq \kappa \leq 1 \end{cases} \quad (4.18)$$

onde $K'(\kappa) = K(\kappa')$, $\kappa' = \sqrt{1 - \kappa^2}$ e $\frac{K(\kappa)}{K'(\kappa)}$ é calculada pela eq.2.23. A impedância Z da linha pode ser calculada pela equação eq.2.21, substituindo-se ϵ_{re} por $\epsilon_{eff}(F)$, devido à dependência da constante dielétrica com a frequência.

Aplicando estes resultados, ao estudo do comportamento do sinal elétrico (tipo degrau) se propagando na linha coplanar, obtivemos um comportamento dispersivo para o sinal, conforme o mesmo se propaga na linha de transmissão. Na figura 4.12 ilustramos este comportamento para o sinal simulado, depois de propagado por 3 mm na linha.

Simulando a forma do sinal para variadas distâncias, calculamos o tempo de subida de cada uma das curvas simuladas, conforme ilustramos à figura 4.13, o

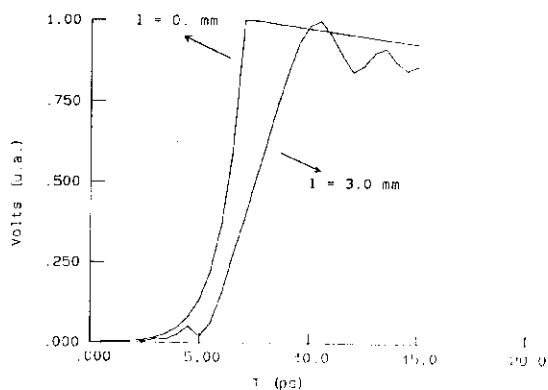


Figura 4.12: Forma do sinal elétrico simulado, quando progaga 3 mm em uma linha de transmissão coplanar.

comportamento da dispersão simulada para o sinal elétrico, quando se propaga na linha.

Quando o sinal elétrico se propaga uma distância de 3 mm, observamos um alargamento no tempo de subida, por um fator de 1.6, i.e. o tempo de subida passou de 2.3 ps para 3.7 ps. A dispersão observada experimentalmente foi maior, quando observamos um alargamento por um fator de 3, para a mesma distância.

Esta comparação é apenas qualitativa, uma vez que os cálculos simulados de Gupta, para Z e $\epsilon_{eff}(f)$ são para uma linha de transmissão coplanar sobre o GaAs. No caso de nossa chave eletro-óptica, temos também o cristal de LiTaO_3 ($\epsilon = 43$) sobre a linha coplanar, o qual tem uma constante dielétrica maior que a do GaAs ($\epsilon = 13$), o que pode alterar o $\epsilon_{eff}(f)$, contribuindo na fase modal do sinal, i.e. na dispersão com a propagação do sinal.

Com estes resultados, fica evidente a importância da dispersão material em uma linha de transmissão, conforme comportamento de $\epsilon_{eff}(f)$ ilustrado na figura 2.5 e com a dispersão do sinal elétrico observado aqui. Fazendo-se linhas de transmissão mais finas ($\leq 10\mu\text{m}$), podemos evitar em parte esta dispersão, uma vez que a transição no comportamento de $\epsilon(f)$ passa para frequências superiores ($> \text{THz}$).

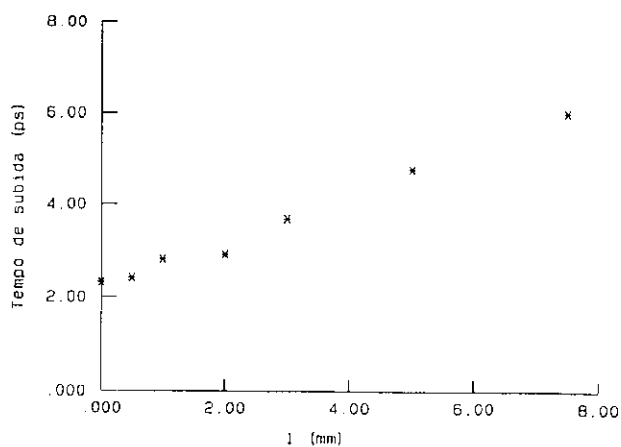


Figura 4.13: Dispersão simulada do sinal elétrico, quando progaga em uma linha de transmissão coplanar sobre o GaAs.

Bibliografia

- [1] D.H. Auston, Appl. Phys. Lett., 26, pp. 101-103, 1975.
- [2] I.J. Bahl and D.K. Trivedi, Microwaves, pp. 174-183, May 1977.
- [3] Valeria L. da Silva, Tese de Doutorado, IFGW-UNICAMP, 1990.
- [4] K.E. Meyer, D.R. Dykaar and G.A Mourou, Proc. Conf. on Picosecond Electronics and Optoelectronics, Springer-Verlag, Mar. 1985.
- [5] K.J. Weingarten, M.J.W. Rodwell and D.M. Bloom, IEEE J. Quantum Electron., V.24, pp. 198-220, 1987.
- [6] C.P.Wen, IEEE Trans. Micr. Theor. Tech., Vol. MTT-21, pp. 594-596, 1973.
- [7] G. Hasnain, IEEE Trans. Micr. Theor. and Tech., V. MTT-34, pp. 738, 1986.
- [8] K.C.Gupta, "Computer Aided Design of Microwave Circuits", Artech House INC., Washington, 1981.
- [9] J.F. Whitaker, IEEE Trans. MTT. Vol. 36, N.2, pp. 277-285, 1988.

Capítulo 5

“Overshoot” na resposta da chave elétrica

Com o desenvolvimento tecnológico de nano-estruturas em semicondutores, foi possível a confecção de dispositivos contendo eletrodos com algumas dezenas de nanômetros distantes entre si (e.g. em FET's de GaAs). Para distâncias desta ordem de grandeza, o tempo de “vôo” de um elétron (entre os eletrodos) é da ordem do tempo de relaxação do elétron no semicondutor. Isto deveria permitir a observação de um “overshoot” na resposta de tais dispositivos, uma vez que a velocidade do elétron seria maior neste intervalo de tempo. Este fenômeno, foi previsto inicialmente por Ruch [1] e estudado por vários grupos [2,3,4,5,6].

A causa do “overshoot”, no entanto, ainda não foi esclarecida para o caso de uma chave elétrica foto-condutiva. Além do efeito de relaxação do elétron, o “overshoot” pode ter outras causas, tais como o efeito de separação de cargas espaciais [7], o efeito de espalhamento entre vales [8] e até mesmo de contacto [9]. A dificuldade em se esclarecer o fenômeno é de natureza experimental, uma vez que até meados da década anterior, não havia sistemas de medida elétrica, com uma resolução temporal da ordem de ps.

Neste capítulo apresentamos resultados experimentais que implicam na existência de uma componente de “overshoot” devido a um efeito de separação de cargas, em concordância com o modelo proposto por Evenson [3].

5.1 Mecanismos de "overshoot" de velocidade

Descrevemos abaixo os principais mecanismos que levam ao efeito de "overshoot", observado na resposta de uma chave elétrica foto-condutiva de ps, estudados até o momento.

5.1.1 Relaxação do momento

Quando geramos portadores (elétrons e buracos) em um semicondutor, com um pulso laser ultracurto, o tempo de relaxação do momento do elétron é bem menor do que o da energia. Logo, para um semicondutor polarizado com um campo elétrico DC, a velocidade média dos elétrons apresenta um "overshoot" devido a esta diferença, antes de se alcançar um valor estacionário. Na figura 5.1 temos um esquema típico do efeito de "overshoot" na resposta de um dispositivo elétrico, provocado pelo "overshoot" na mobilidade dos elétrons, estudado por Ruch [1]. Pelos resultados deste trabalho, o sinal sobe com um tempo de subida rápido, alcançando uma velocidade de $4,5 \cdot 10^7$ cm/s para um campo aplicado de 10 KVolts/cm, caindo em seguida para uma velocidade estacionária de 10^7 cm/s. Este "overshoot" na velocidade apresenta uma largura temporal da ordem de alguns ps, variando em sua amplitude com o campo elétrico aplicado ao dispositivo.

5.1.2 Efeito de separação de cargas

Quando portadores (elétrons e buracos) são gerados em um semicondutor polarizado com um campo DC, os elétrons e buracos se propagam em sentidos opostos, conforme indicados na figura 5.2. No transiente inicial, estas cargas criam um campo elétrico oposto ao da polarização aplicada, de maneira que o campo elétrico tem um colapso na região central do fotocondutor, aumentando na região próxima aos eletrodos. Isto faz com que a fotocorrente inicial tenha um "overshoot", refletindo na resposta do dispositivo.

A seguir apresentamos o modelo teórico para a evolução de cargas na chave polarizada com um campo elétrico DC, quando excitado com um pulso laser ultracurto [15].

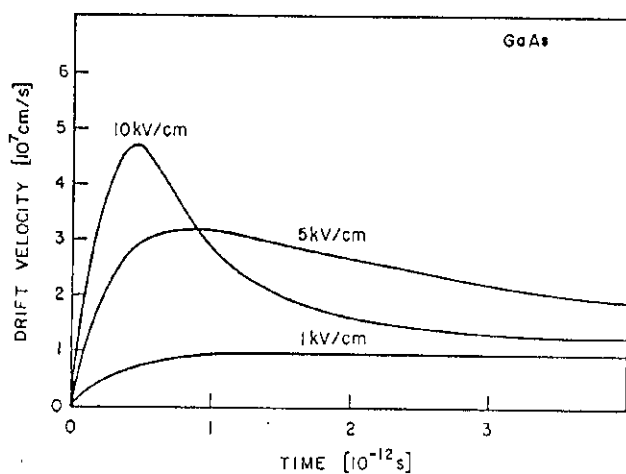


Figura 5.1: Figura típica do "overshoot" na resposta de um dispositivo elétrico rápido para campos de 1 KVolts/cm, 5 KVolts/cm e 10 KVolts/cm [1].

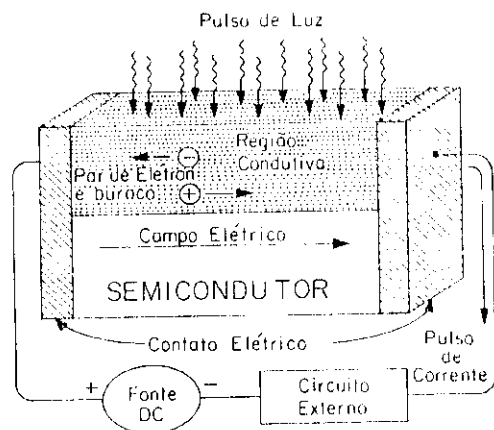


Figura 5.2: Evolução das cargas (elétrons e buracos) gerados em um semicondutor, sob a ação de um campo elétrico DC.

5.1.3 Discussão do modelo teórico do efeito de separação de cargas na chave elétrica

A dinâmica do campo eletromagnético no fotocondutor pode ser estudada a partir das equações de Maxwell. A equação da continuidade para os elétrons:

$$\nabla \cdot \mathbf{J} + \frac{d\rho}{dt} = 0 \quad (5.1)$$

onde $\mathbf{J}$ é a densidade de corrente e ρ é a densidade de carga elétrica. Em um semicondutor a corrente de condução $\mathbf{J}$ se deve ao fluxo de elétrons $\mathbf{J}_n$ e buracos $\mathbf{J}_p$. Logo a corrente total é dada por:

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_n + \mathbf{J}_p \quad (5.2)$$

Se assumirmos que as cargas presentes no meio são somente os elétrons e buracos, a densidade de cargas pode ser escrita como:

$$\rho(\mathbf{r}, t) = q[p(\mathbf{r}, t) - n(\mathbf{r}, t)] \quad (5.3)$$

Onde q é a carga eletrônica, $p(\mathbf{r}, t)$ a densidade de buracos e $n(\mathbf{r}, t)$ a de elétrons. Podemos portanto re-escrever a equação 5.1 como:

$$\frac{d}{dt}(p - n) = -\frac{1}{q} \nabla \cdot (\mathbf{J}_n - \mathbf{J}_p) \quad (5.4)$$

Esta equação da continuidade pode ser obtida separadamente para elétrons e buracos. Quando excitamos um fotocondutor, geramos pares de elétrons e buracos, o que leva a introduzir um termo de geração $G(\mathbf{r}, t)$ na equação acima. Estes pares podem sofrer uma redução pelo processo de recombinação $R_B(\mathbf{r}, t)$ de banda a banda. Logo, teremos para a equação da continuidade:

$$\frac{dn}{dt} = G - R_B + \frac{1}{q} \nabla \cdot \mathbf{J}_n \quad (5.5)$$

$$\frac{dp}{dt} = G - R_B + \frac{1}{q} \nabla \cdot \mathbf{J}_p \quad (5.6)$$

A quantidade $(G - R_B)$ é uma função que representa o processo da geração e recombinação dos elétrons e buracos aos pares, sendo que $G(\mathbf{r}, t)$ pode ser compreendido em termos da absorção da radiação de excitação do fotocondutor e R_B requer um conhecimento da física do semicondutor para a sua definição.

A corrente de deslocamento dos elétrons e buracos pode ser escrita em termos da equação de difusão de Boltzman:

$$\mathbf{J}_n = q(\mu_n \mathbf{E} n + D_n \nabla n), \quad (5.7)$$

$$\mathbf{J}_p = q(\mu_p \mathbf{E} p + D_p \nabla p), \quad (5.8)$$

Onde μ_n e μ_p são mobilidade dos elétrons e buracos, $\mathbf{E}$ o campo elétrico e D_n e D_p difusividade dos elétrons e buracos. A equação de Poisson acopla a equação de transporte de elétrons e buracos através da componente de densidade de corrente, escrita na forma:

$$\nabla^2 \psi = -\nabla \cdot \mathbf{E} = -\frac{q}{\epsilon}(p - n) \quad (5.9)$$

Onde ψ é o potencial elétrico ($\mathbf{E} = -\nabla \psi$) e ϵ a constante dielétrica do material.

Estas equações podem ser escritas em termos de excesso de densidades Δn e Δp , os quais representam o desvio da densidade de equilíbrio térmico. No caso do transiente de fotocondutividade em semicondutores semi-isolantes, o excesso da densidade de elétrons e buracos é maior comparado com o do equilíbrio térmico. Logo, as equações podem ser escritas na forma:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = g(x, t) - R_B \Delta n + \mu_n \left(\frac{d(E \Delta n)}{dx} + \frac{\kappa T}{q} \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} \right) \quad (5.10)$$

$$\frac{d\Delta p}{dt} = g(x, t) - R_B \Delta p + \mu_p \left(\frac{d(E \Delta p)}{dx} + \frac{\kappa T}{q} \frac{d^2 \Delta p}{dx^2} \right) \quad (5.11)$$

$$\nabla^2 \psi = -\nabla \cdot \mathbf{E} = -\frac{q}{\epsilon}(\Delta p - \Delta n) \quad (5.12)$$

Foi utilizado nestas equações a relação de Einstein para a difusividade dos portadores, $D_{n,p} = \frac{\kappa T}{q} \mu_{n,p}$. Estas equações acopladas não linearmente, foram resolvidas numericamente por Evenson [3] para uma chave de GaAs, em uma situação muito próxima às condições experimentais utilizadas em nossos experimentos, i.e., a excitação da chave por um laser de pulso curto (FWHM $\cong 100$ fs) e o laser em 625 nm (energia de 2 eV) para um campo aplicado $E \leq 20$ KVolt/cm. Ilustramos na figura 5.3 os resultados da simulação de Evenson, para as condições citadas acima.

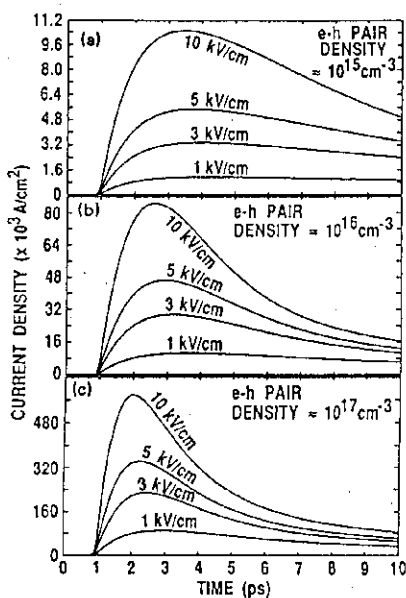


Figura 5.3: Resposta simulada da chave elétrica de GaAs em função da densidade de portadores injetada, para 10^{15} cm^{-3} a), 10^{16} cm^{-3} b) e 10^{17} cm^{-3} c), de acordo com Evenson

[3].

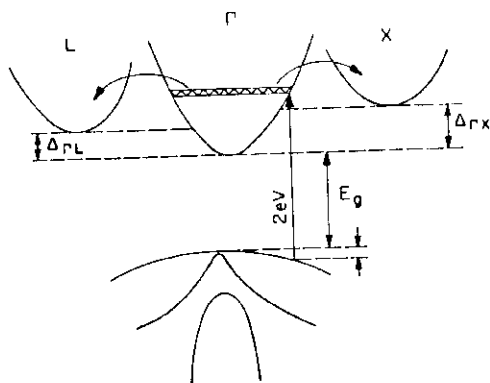


Figura 5.4: Estrutura de banda do GaAs, ilustrando a banda Γ , X e L.

5.1.4 Espalhamento entre vales

A estrutura de banda do GaAs, tem a forma típica esquematizada à figura 5.4 para $T = 300$ K, onde temos na banda de condução os vales Γ , L e X. Para experimentos com laser de pulso ultra-curto na região do vermelho (620 nm), a energia do fóton é da ordem de 2 eV, i.e., o elétron gerado terá uma energia de 0.52 eV [8], 0.28 eV e 0.47 eV acima do fundo das bandas Γ , L e X respectivamente [10], ou seja os portadores gerados estarão com uma energia acima do limiar para a transferência para os vales secundários X e L. Desta forma, quando geramos um elétron com um laser CPM, o mesmo pode se espalhar rapidamente ($\cong 33$ fs [11]) para a banda X e L, relaxando-se em seguida de volta para Γ . Logo, a mobilidade inicial dos elétrons seria alta ($8000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$), uma vez que a mobilidade dos elétrons na banda Γ é maior do que em L ou X ($2500 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ e $300 \text{ cm}^2/\text{V.s}$), de acordo com a estrutura de banda do GaAs [10]. Considerando que a maior parte dos portadores se espalham para X (muito mais rápido [12]), a mobilidade dos elétrons passa a ter um valor de $\cong 300 \text{ cm}^2/\text{V.s}$. Este processo provocaria um "overshoot" muito rápido (≤ 50 fs) na mobilidade dos elétrons.

5.2 Observações anteriores do "overshoot"

Com o desenvolvimento do Laser CPM, tornou-se possível o estudo experimental do "overshoot" com uma resolução de sub-picossegundo. Inicialmente, Shank [4] observou o efeito indiretamente, através da variação da absorção óptica de uma amostra de GaAs sob um campo elétrico de 22 KVolts/cm. O conceito básico desta técnica de medida foi injetar uma densidade de portadores próximo ao fundo da banda e usar o efeito Franz-Keldysh para monitorar a evolução do campo elétrico, conforme os elétrons e buracos se deslocam na chave em sentidos opostos, na direção do campo aplicado. Desta forma foi analisado indiretamente o "overshoot" da velocidade de deslocamento dos portadores no GaAs, usando um laser de corante mode-locked. Shank concluiu um tempo da ordem de 1.1 ps para o "overshoot" da velocidade dos elétrons, i.e. os elétrons eram acelerados para uma velocidade inicial de $4,4 \cdot 10^7$ m/s, relaxando-se em seguida para $1,2 \cdot 10^7$ depois de 2 ps. Infelizmente, esta técnica não determina parâmetros elétricos de transporte, sendo necessário cálculos indiretos, o que depende das propriedades ópticas e da estrutura de banda do material.

Outros grupos estudaram o efeito de uma forma direta, i.e. analisando a fotocorrente gerada por um dispositivo semiconductor sob um campo elétrico DC, quando bombeada por um pulso laser ultra-curto, conforme listamos abaixo.

1. Pela técnica de amostragem fotocondutiva

O grupo de Hammond [6] estudou o "overshoot" na resposta de uma chave elétrica de GaAs. A análise do sinal foi feita pela técnica de amostragem fotocondutiva, o que limitou a resolução do sistema em 6 ps. Os resultados deste trabalho mostram um "overshoot" na chave, apenas para um campo elétrico aplicado da ordem de 10 KVolts/cm, não sendo observado para campos baixos (2 KVolts/cm) e altos (20 KVolts/cm). O "overshoot" observado teve uma largura temporal de 7.5 ps, com uma amplitude 20 % superior à velocidade estacionária.

2. Pela simulação da resposta da chave fotocondutiva

Estudos teóricos do efeito de "overshoot" foram realizados por Evenson [3], com uma simulação numérica da resposta de um dispositivo foto-condutivo quando excitado com um laser de pulso curto. Para as condições experimentais praticadas, i.e. um laser de 100 fs em 620 nm com uma energia de 0.1 nJ, foi previsto o "overshoot" na mobilidade dos elétrons apenas para campos

muito intenso ($E > 20$ KVolts/cm). Foi previsto um efeito de "overshoot" devido ao efeito de separação de cargas, para campos baixos (2 KVolts/cm) e altos, assim como uma dependência do mesmo com a densidade de portadores geradas pelo laser.

Evenson mostrou com este trabalho que o "overshoot" devido à separação de cargas e na mobilidade do elétrons, ocorrem em um tempo da ordem de alguns ps, ficando difícil a distinção de um dos efeitos, quando estudados pela técnica de chaveamento fotocondutivo.

3. Pela técnica de amostragem eletro-óptica

Estudos experimentais do efeito de "overshoot" na velocidade dos elétrons, foram feitas pelo grupo de Rochester [2]. Foi observado o efeito de "overshoot" usando chaves elétricas de GaAs. O efeito foi estudado com um laser CPM em $\lambda = 625nm$ ($E = 1.98$ eV) e para $\lambda = 700nm$ ($E = 1.76$ eV). Em ambos os casos, foi medido um "overshoot" apenas para campos acima de 10 KVolts/cm. Os autores atribuíram este efeito ao "overshoot" na mobilidade do elétron, para ambas as experiências. Este trabalho no entanto, não tirou nenhuma conclusão sobre o efeito de "overshoot" provocado pelo efeito de carga na resposta da chave elétrica, prevista por Evenson [3].

5.3 Observação experimental do "overshoot"

Na figura 5.5 temos uma resposta típica da chave elétrica a um pulso laser de 100 fs, realizada à temperatura de 300 K, com uma polarização na chave de 10 KVolts/cm. O tempo de subida variava (de meio a alguns ps) de acordo com a distância entre o ponto de excitação e o de amostragem na linha de transmissão. O "overshoot" apresentou uma largura FWHM da ordem de 4 a 6 ps, variando com a densidade de portadores injetados na chave, e a amplitude do mesmo, aumentava com o campo elétrico aplicado, estando presente para campos de 2 a 15 KVolts/cm.

Utilizando o dispositivo eletro-óptico desenvolvido em nosso laboratório, estudamos o efeito de "overshoot" na resposta de uma chave fotocondutiva, para explicar a causa do mesmo, quando excitada com um laser de pulso ultra-curto. De acordo com estudos anteriores [1,3,8], o "overshoot" pode ter origens diferentes (relaxação do momento, espalhamento entre vales, ou efeito de separação de cargas), dependendo das condições a que a chave fotocondutiva for exposta. Cada uma destas origens, tem uma dependência característica, relacionada com algum parâmetro físico. Por

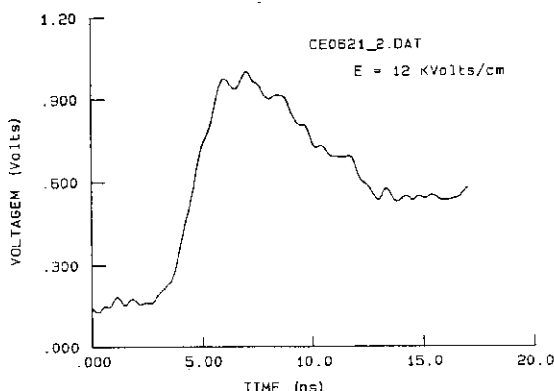


Figura 5.5: Resposta da chave, mostrando o “overshoot”, medida a 300 K.

exemplo, no espalhamento entre vales, o “overshoot” deve depender fortemente da energia do elétron gerado, pois para energias inferiores aos níveis da banda L ou X, a probabilidade de espalhamento cai a zero [13], podendo se espalhar somente depois que o elétron for acelerado pelo campo DC aplicado na chave, adquirindo energia cinética. No caso da relaxação do momento, o “overshoot” da mobilidade dos elétrons tem uma forte dependência com o campo elétrico, sendo em menor grau para o caso do efeito de separação de cargas.

Realizamos medidas, variando a temperatura, a densidade de portadores injetados e o campo elétrico no semiconductor (GaAs e InP), a fim de determinarmos a causa do “overshoot” na chave elétrica fotocondutiva de picossegundo. Analisaremos aqui, se o “overshoot” na chave sofre uma influência maior do espalhamento entre vales, do efeito de separação de cargas, ou do efeito de relaxação do momento. Detalharemos abaixo cada uma destas medidas:

5.3.1 Efeito da temperatura

Iniciamos o estudo, variando a temperatura da chave elétrica, uma vez que a energia do elétron gerado na chave fotocondutiva (GaAs), usando o laser CPM ($h\nu = 2 \text{ eV}$),

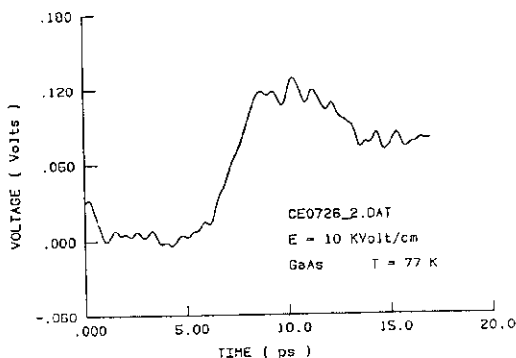


Figura 5.6: Resposta da chave, mostrando o "overshoot" da chave elétrica de GaAs medida a 77 K.

é de $\cong 0.52 \text{ eV}$ à temperatura de 300 K, acima da banda L ($\Delta_{\Gamma-L} = 0.28 \text{ eV}$) e X ($\Delta_{\Gamma-X} = 0.47 \text{ eV}$) [10]. Para uma temperatura de 77 K, a energia do "gap" do semicondutor passa a ser de 1.52 eV , tendo neste caso $E_{\Gamma X} = 0.46 \text{ eV}$ e $E_{\Gamma L} = 0.29 \text{ eV}$ [13]. Ou seja, em $T = 77 \text{ K}$ estaremos cortando o principal canal de espalhamento (Γ -X) dos portadores gerados, permitindo que se espalhem apenas para a banda L [13]. Como a taxa de espalhamento é menor para o vale L, à temperatura de 77 K, o processo de espalhamento é mais lento, criando condições mais propícias para o efeito de "overshoot" na mobilidade dos elétrons.

Medimos a resposta da chave à temperatura de 77, resfriando a chave por contato ("dedo frio"), utilizando um criostato DF5224 da Oxford Instruments. A temperatura foi monitorada com um termopar de "Cu-Constantan" acoplada a um voltímetro.

Na figura 5.6 temos a resposta da chave elétrica medida à temperatura de 77 K (figura 5.6). Observamos em todas as medidas realizadas, que o efeito de "overshoot" na resposta da chave elétrica, tem um comportamento similar à medida em 300 K, para as mesmas condições de densidades e campo elétrico aplicado, aparecendo mesmo a campos fracos ($E < 5 \text{ kV/cm}$).

Este resultado (medida a 77 K) nos permitiu observar que, mesmo quando fechamos um dos canais de espalhamento (Γ -X), que é o mais rápido [13], o “overshoot” na resposta da chave elétrica mantém um comportamento similar ao caso em que é permitido este espalhamento (medida a 300 K). Isto mostra que o efeito não tem uma contribuição significativa do espalhamento entre vales no “overshoot” da resposta da chave elétrica.

5.3.2 Efeito da variação da densidade de portadores

Para medir quantitativamente a dependência do “overshoot” com a densidade de portadores, variamos a intensidade da excitação na chave elétrica, usando os semicondutores GaAs e InP. Variamos a intensidade do pulso laser injetado na chave elétrica utilizando um filtro de densidade neutra variável no feixe de bombeio.

Fazendo a amostragem do transiente elétrico para várias intensidades, medimos a largura à meia altura do “overshoot” do transiente elétrico, correspondente a cada densidade n . A densidade na chave elétrica iluminada pelo laser CPM, foi calculada pela relação:

$$n = \frac{N}{V} \quad (5.13)$$

onde N é o número de portadores gerados pelo pulso laser de energia incidente E e V o volume ocupado pelo plasma de elétrons gerados. Como o coeficiente de absorção óptica do GaAs é de $5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$ em 625 nm, a espessura do plasma gerado será da ordem de $0.5 \mu\text{ m}$. E para a área consideramos um círculo com diâmetro dada pelo espalhamento W da linha de transmissão, ou seja:

$$V = \pi((W/2)^2) \text{ cm}^3 \quad (\text{com } W \text{ em cm}) \quad (5.14)$$

Para o cálculo do N , consideramos uma eficiência quântica de 100 % para a geração dos portadores pela luz, ou seja:

$$N = E/h\nu \quad (5.15)$$

Na figura 5.8 temos ilustrado a largura à meia altura do “overshoot” do transiente elétrico gerado pela chave elétrica de GaAs sob um campo de 12 KVolts/cm para variadas densidades de portadores gerados na chave elétrica. A medida desta largura τ foi feita considerando apenas a altura do pulso de “overshoot”, conforme ilustramos à figura 5.7. Podemos desta maneira observar uma diminuição na largura temporal do efeito de “overshoot” em função do aumento da densidade de

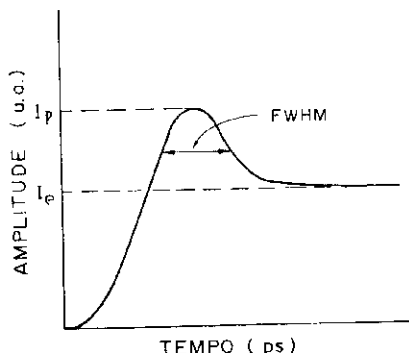
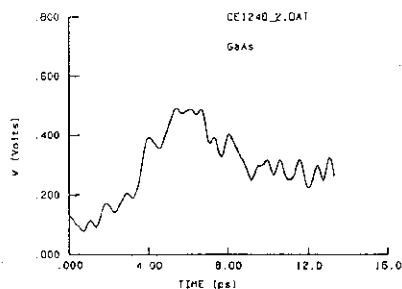


Figura 5.7: Esquema do "overshoot" com a largura τ à meia altura (FWHM) e sua amplitude $R = I_p/I_e$ relativa.

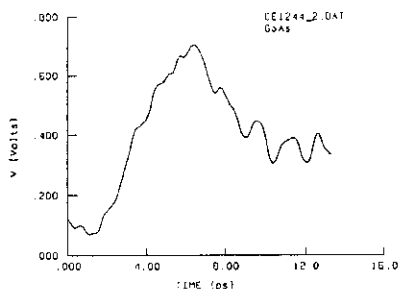
portadores. Este resultado está ilustrado na figura 5.10 para uma chave com um espaçamento de $W = 40\mu m$, onde variamos a densidade de $2,33 \times 10^{16} cm^{-3}$ a $2,33 \times 10^{17} cm^{-3}$.

Repetimos este estudo usando uma chave elétrica de InP com um espaçamento de $W = 50\mu m$. Novamente variamos n de $1,19 \times 10^{16} cm^{-3}$ até $7,4 \times 10^{16} cm^{-3}$, tal como ilustrado à figura 5.9. Esta chave de InP, confeccionada no CPqD-Telebrás [14], tem um espaçamento de $50\mu m$ para uma largura do "strip" de $250\mu m$.

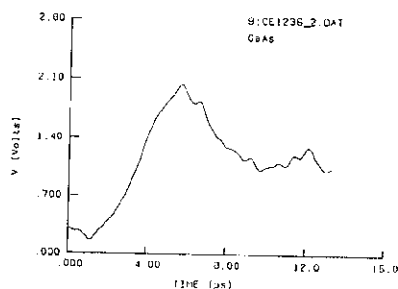
Em ambos os resultados (fig.5.10 e fig.5.11) observamos o estreitamento do "overshoot" à meia altura do pulso elétrico gerado pela chave, quando excitada pelo laser CPM, aumentando-se a intensidade de bombeio, i.e. variando-se a densidade de portadores injetados na chave elétrica para um campo elétrico fixo de 12 KVVolts/cm para o GaAs e de 12 KVVolts/cm para o InP. Traçando uma reta por um ajuste dos pontos obtidos para o GaAs, temos uma variação de 1.2 ps, quando variamos a densidade de $2,0 \cdot 10^{16} cm^{-3}$ para $2,3 \cdot 10^{17} cm^{-3}$. Para o caso do InP, obtemos uma variação de 1.7 ps quando mudamos a densidade de $1,2 \cdot 10^{16} cm^{-3}$ para $9,5 \cdot 10^{16} cm^{-3}$.



a)

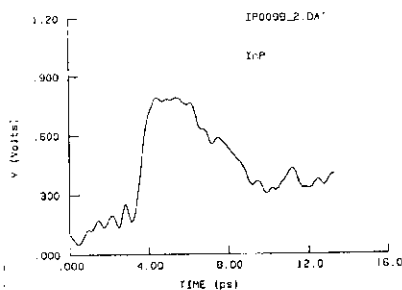


b)

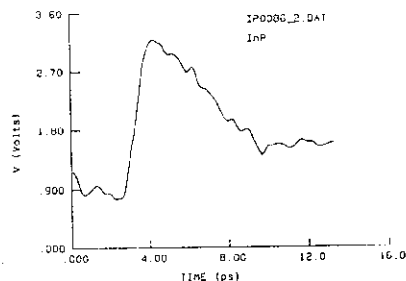


c)

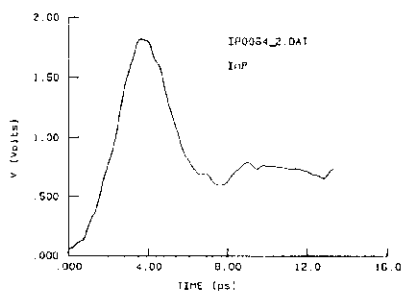
Figura 5.8: Resposta da chave, mostrando a variação da largura à meia altura do "overshoot" da resposta da chave elétrica de GaAs para densidades de a) $0,93 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, b) $1,16 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ e c) $2,14 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.



a)



b)



c)

Figura 5.9: Resposta da chave mostrando a variação da largura do “overshoot” na chave elétrica de InP com um espaçamento $W = 50\mu\text{m}$, para as densidades de a) $3,28 \times 10^{16}\text{cm}^{-3}$, b) $5,0 \cdot 10^{16}\text{cm}^{-3}$ e c) $7,4 \cdot 10^{16}\text{cm}^{-3}$.

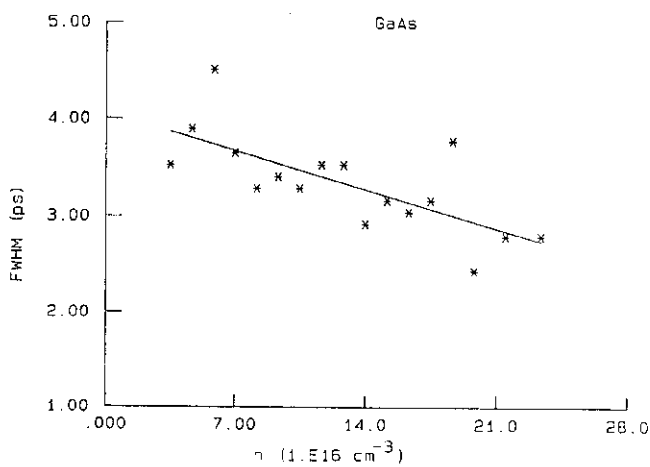


Figura 5.10: Largura temporal do "overshoot" em função da densidade de portadores na chave elétrica de GaAs.

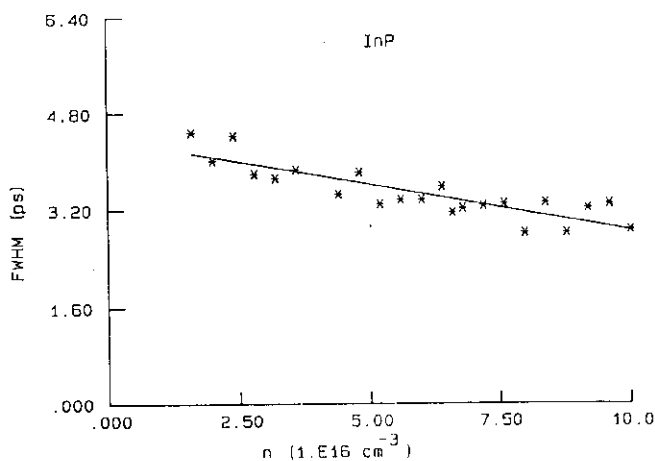


Figura 5.11: Largura do "overshoot" em função da densidade de portadores na chave elétrica de InP.

E (KVolt/cm)	R
5	1.0
7.5	1.1
10	1.4
12	3.0

Tabela 5.1: Valores relativos da amplitude do "overshoot" em função do campo elétrico na chave de GaAs medidos a 300 K.

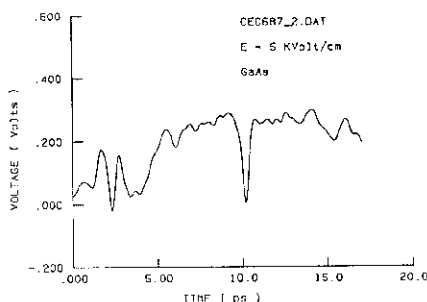
5.3.3 Efeito do campo elétrico aplicado

Observamos que a amplitude e a largura à meia altura FWHM do "overshoot" de nossas medidas, não se comportava como o esperado no modelo do "overshoot" da mobilidade dos elétrons [1,3], quando se excita a chave em 620 nm. Medimos um "overshoot" na resposta da chave, para campos baixos (2 KVolts/cm) e altos (> 10 KVolts/cm), cujo resultado é esperado apenas para uma excitação com o laser em 1.5 eV, de acordo com Evenson [3]. De acordo com o modelo de relaxação do momento, a amplitude do "overshoot" deveria ter uma forte dependência com o campo aplicado, i.e., deveria apresentar uma amplitude de pico $\cong 4$ vezes maior do que o valor estacionário, além de uma largura temporal menor (≤ 2 ps).

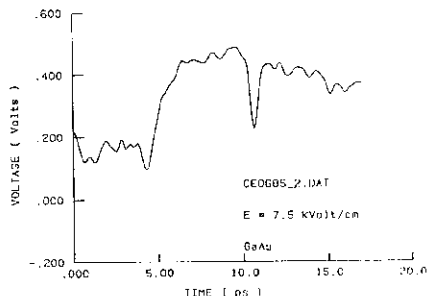
Medimos a dependência da resposta da chave com o campo elétrico aplicado, i.e., observamos a variação da amplitude relativa R (fig.5.7) do "overshoot" da resposta da chave elétrica em função do campo elétrico. De acordo com o modelo de relaxação do momento [1,3], o efeito de "overshoot" na mobilidade dos elétrons, deveria aparecer apenas para campos altos (> 20 KVolts/cm), quando a chave é excitada em 620 nm. Já no modelo de separação de cargas, este efeito deve aparecer, mesmo em campos fracos ($\cong 2$ KVolts/cm), aumentando com o campo elétrico aplicado.

Para a medida de R, tomamos a razão da amplitude de pico I_p pela estacionária I_e , em cada medida da resposta da chave em um dado campo elétrico. Este estudo foi feito na chave elétrica de GaAs com espaçamento de $40\mu\text{m}$, conforme ilustrada à figura 5.12, onde temos a resposta da chave para campos de 2 KVolts/cm a), 5 KVolts/cm b) e de 12 KVolts/cm c). Observamos que a amplitude relativa do "overshoot" aumenta com a intensidade do campo elétrico.

Estes resultados nos indicaram um aumento da amplitude do "overshoot", para campos intensos na resposta da chave de GaAs (Tab. 5.1 e 5.2), tanto para medidas a 300 K ou a 77 K. O valor da taxa R (fig.5.7) variou de 1 a 3 para uma variação



a)



b)

c)

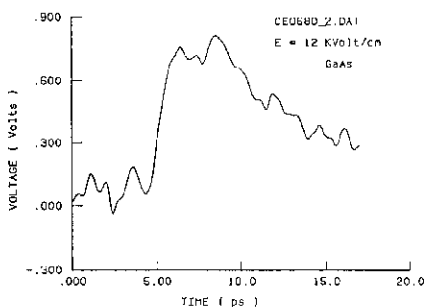


Figura 5.12: Resposta da chave elétrica ao pulso óptico em função do campo elétrico na chave de GaAs, para um campo de 2 KVolt/cm a), 5 KVolt/cm b) e 12 KVolt/cm c).

E (KVolt/cm)	R
2.5	1.13
5	1.4
10	1.7
15	2.1

Tabela 5.2: Valores relativos da amplitude do “overshoot” em função do campo elétrico na chave de GaAs medidos a 77 K.

no campo até 12 KVolts/cm, medido à temperatura de 300 K. Em 77 K, R foi de 1 a 2 quando variamos o campo até 15 KVolts/cm. Em nenhuma das duas medidas obtivemos um $R \cong 4$, como esperado pelo modelo de relaxação do momento, para um campo de 10 KVolts/cm.

5.4 Análise dos resultados

Analisando estes resultados, pode-se concluir que o “overshoot” observado na resposta da chave elétrica de GaAs excitado com um laser CPM ($h\nu = 2$ eV), tem uma contribuição predominante do efeito de carga que se desenvolve na chave fotocondutiva. Em ambos os resultados, chave de GaAs e InP, obtivemos um estreitamento do “overshoot” com o aumento da densidade de portadores gerados no semicondutor. Este comportamento é previsto pelos cálculos de Evenson [3].

Observamos também um aumento da taxa R (fig. 5.7) em função do aumento do campo elétrico aplicado na chave de GaAs. Foi medido um “overshoot” mesmo a um campo de 2 KVolts/cm, cuja amplitude foi aumentando, sem se saturar até 15 KVolts/cm. Medimos a resposta do mesmo inclusive à temperatura de 77 K, onde a princípio teríamos uma possibilidade maior da manifestação do efeito de “overshoot” da velocidade dos elétrons.

Comparação do modelo com os resultados experimentais

O modelo de Evenson [3] prevê a existência do efeito de “overshoot” na resposta da chave elétrica. O comportamento deste “overshoot”, apresenta um estreitamento temporal de 2.3 ps para 1.9 ps, quando aumenta a densidade dos portadores gerados, de 10^{16} cm^{-3} para 10^{17} cm^{-3} , i.e. um fator de encurtamento de 1.3 vezes. Analisando os nossos resultados experimentais, fizemos um ajuste dos pontos medidos (figura

5.10) para uma reta e projetamos a largura do "overshoot" para uma mesma variação de densidade n . Obtivemos um fator de estreitamento de duas vezes para a chave polarizada com um campo de 10 KVolts/cm.

A simulação por Monte Carlo [3], também prevê um aumento da amplitude do "overshoot", conforme se aumenta o campo elétrico aplicado. Esta tendência foi verificada em nossos experimentos, conforme valores de R anotados à temperatura de 300 K e 77 K (tabela 5.1 e 5.2).

Como a simulação de Evenson foi feita apenas para o GaAs, consideramos que estes resultados são satisfatórios para classificarmos este "overshoot" da resposta da chave de GaAs, como sendo causado principalmente pelo efeito de cargas, que ocorre em uma chave elétrica polarizada com um campo DC. A contribuição do efeito de relaxação e do efeito de espalhamento, não é relevante na resposta de uma chave fotocondutiva de picossegundo nas condições experimentais praticadas, i.e. excitação com um pulso laser em 625 nm e, com a chave polarizada com um campo DC de 2 KVolts/cm a 15 KVolts/cm. Pelo efeito de relaxação, o "overshoot" deveria aparecer apenas para campos elétricos acima de 20 KVolts/cm, de acordo com a simulação numérica pela técnica de Monte Carlo [3]. Pelo efeito de espalhamento entre vales, desligando-se o espalhamento Γ -X, deve inibir a maior parte do espalhamento entre vales, refletindo na mobilidade dos portadores. No entanto não observamos qualquer mudança no comportamento do "overshoot" observado.

Bibliografia

- [1] J.G. Ruch, IEEE Trans. Electr. Devices, ED-19, (5), pp. 652-654, 1971.
- [2] K. Meyer, M. Pessot and G. Mourou, Appl. Phys. Letter, 52 (23), pp. 2254-2256, 1988.
- [3] A. Evenson, G.M. Wysin, D.L. Smith and Antonio Redondo, Appl. Phys. Lett., 52, pp. 2148-2150, 1988.
- [4] C.V. Shank and D.H. Auston, Science, Vol. 215, pp. 797-801, 1981.
- [5] G. Bernstein and D.K. Ferry, IEEE Trans. Elect. Devices, ED-35, 7, pp. 887-889, 1988.
- [6] R.B. Hammond, Physica 134B, pp.475-479, 1985.
- [7] M.S. Shur, Electron. Lett., 12, pp. 615-616, 1976.
- [8] M.C. Nuss, D.H. Auston and F. Capasso, Phys. Rev. Lett., 58, (22), pp. 2355-2358, 1987.
- [9] K. Brennan, K. Hess and G.J. Iafrate, IEEE Electr. Device Lett., EDL-4, pp. 332-334, 1983.
- [10] J.S. Blakemore, J. Appl. Phys. 53 (10), pp. R123-R181, 1982.
- [11] P.C. Becker, H.L. Fragnito, C.H. Brito Cruz, J. Shah, R.L. Fork, J.E. Cunningham, J.E. Henry, and C.V. Shank, Appl. Phys. Lett. 53 (21), pp.2089-2090, 1988.
- [12] A.J. Taylor, D.J. Erskine, and C.L. Tang, J. Opt. Soc. Am.B, 2(4), pp. 663-673, 1985.

- [13] C.L. Collins and P.Y. Yu, Phys. Rev. B, 30(8), pp.4501-4515, 1984.
- [14] Chaves confeccionadas a partir das máscaras de laser utilizada no Laboratório de processos da CADO-CPqD-Telebrás.
- [15] A. Evenson, Tese de doutoramento, Los Alamos National Laboratory , Los Alamos, New Mexico, USA, 1987.

Capítulo 6

Conclusão

O estado da arte da opto-eletrônica ultra-rápida vem acompanhando a evolução dos lasers de pulsos curtos nos principais laboratórios de estudo de fenômenos ultra-rápidos. Essa preocupação se justifica principalmente pela importância do mesmo no desenvolvimento de tecnologia de transmissão de altas taxas, assim como pelo estudo de fenômenos básicos em materiais semicondutores [1,2,3], espectroscopia de micro-ondas [4] e supercondutividade [5], entre outros.

Desenvolvemos neste trabalho um sistema para a geração e amostragem de transientes elétricos ultra-curto, utilizando pulsos laser ultra-curto (Nd:YAG e CPM). Caracterizamos o sistema em relação à sua linearidade e faixa dinâmica, utilizando um gerador de onda conhecida. Obtivemos uma linearidade de 1% dentro de uma faixa dinâmica da ordem de 10^5 , i.e. pudemos medir sinais de mVolts a algumas dezenas de Volts. Não existe nenhum sistema eletrônico de medidas com tal faixa dinâmica e com resolução de sub-picossegundo. Quando muito, temos os sistemas de amostragem que conseguem uma resolução de 25 ps (gavetas de amostragem da Tektronix).

Este sistema, tanto a chave elétrica quanto o sistema de amostragem, nos permitiu variadas aplicações que enumeraremos a seguir:

1. Chave elétrica com um foto-detector ou fonte de sinal rápido.

Utilizamos a chave elétrica excitada com um laser de pulso curto (YAG:Nd ou CPM). Dependendo da intensidade de bombeio, a chave serve como um foto-detector ou uma fonte de pulsos elétricos rápido. Em ambos os casos, a resolução do sistema ficou limitada pelo sistema de detecção, composto pelo cabo SMA de 18 GHz e pelo osciloscópio de amostragem limitado em 25

ps. Na figura 4.1 temos uma aplicação típica do sistema como foto-detector, onde vemos o sinal gerado pelo pulso laser CPM de 50 fs. A resposta deste dispositivo fica limitada pelo sistema de detecção (osciloscópio mais o cabo) e pelo tempo de recombinação do semicondutor utilizado, uma vez que o tempo de subida da medida do sinal gerado pela chave elétrica com o sistema de amostragem eletro-óptico, foi de sub-ps (figura 4.9).

Durante o trabalho registramos sinais com amplitude de até um volt (figura 5.5), caracterizando esta chave como uma excelente fonte de sinais elétricos rápidos. No entanto não chegamos a caracterizar a chave desenvolvida como uma fonte de pulsos elétricos de altas voltagens, uma vez que necessitaríamos intensidades muito maiores do laser. Para este tipo de aplicação deve se tomar cuidado com o resfriamento da chave, evitando o superaquecimento da mesma, o que pode vir a queimar a linha metálica na posição de focalização. Para o uso da chave como uma fonte de alta tensão, temos na literatura [6] chaves confeccionadas em filmes depositados sobre Safira, que tem uma condutividade de calor alta, garantindo uma boa dissipação térmica para a superfície do fotocondutor.

O uso da chave como uma fonte de pulsos elétricos, pode ser de grande valia para aplicação do sistema e-o no estudo de teste de circuitos rápidos [7].

2. Teste de um foto-diodo rápido.

Tendo um sistema de banda larga (resolução de ps), testamos um foto-detector rápido (PD-15 com resposta de 50 ps) disponível em nosso laboratório. Esta técnica, descrita no item 4-2 do cap. 4, pode ser estendida a teste de qualquer circuito rápido que permita o uso do mesmo sobre uma linha de transmissão. Para uma maior simplificação do sistema utilizamos o laser de Nd:YAG comercial, permitindo uma resolução de 100 ps ao sistema, suficiente para o estudo da maioria dos circuitos rápidos. Melhoramos a resolução deste sistema, comprimindo-se o pulso do laser Nd:YAG para 3 ps. A medida da resposta do foto-detector PD-15 ficou limitada pelo amplificador utilizado para a amplificação da corrente do foto-detector. Na figura 4.7 temos a resposta deste foto-detector, com um tempo de subida de 200 ps, o que corresponde à largura do amplificador utilizado.

Esta medida ilustrou-nos o potencial desta técnica para a medida de circuitos rápidos sem interferir no mesmo, uma vez que temos que ter apenas o cristal de amostragem sobre a linha de transmissão. Esta técnica pode ser estendida

ao estudo de circuitos integrados rápidos, necessitando-se apenas uma “ponta” de LiTaO_3 que possa se aproximar ($\sim 20\mu\text{ m}$) do circuito sob teste.

3. Dispersão em microlinhas coplanares.

O sistema de amostragem com uma resolução de sub-ps nos permitiu o estudo da dispersão de um transiente elétrico de ps, quando se propaga em uma micro linha de transmissão coplanar. Fizemos a medida da forma de onda do sinal elétrico gerado pela chave, conforme o mesmo ia propagando-se na linha. Uma análise do tempo de subida do sinal amostrado em função da posição, conforme ilustrado à figura 4.11 nos fornece a dependência da dispersão do transiente em função da posição.

Este resultado está de acordo com o resultado da figura 2.4, onde temos uma simulação da constante dielétrica efetiva da linha coplanar em função da frequência. ϵ_{eff} tem uma forte dependência em relação à frequência, principalmente devido à dispersão material (GaAs) da linha, indicando a necessidade da construção deste tipo de linha de transmissão sobre filmes semicondutores, evitando a dispersão material.

4. “Overshoot” na resposta da chave elétrica.

O efeito de “overshoot” na velocidade dos elétrons em GaAs, quando se injeta portadores sob um campo elétrico intenso ($E > 10^4\text{ KVolts/cm}$), deve ocorrer em alguns ps [3], estando dentro da resolução do sistema de amostragem eletro-óptica. No entanto, este estudo tem sido feito para elétrons “frios”, i.e., portadores gerados no fundo da banda de condução do semicondutor GaAs. No caso das condições experimentais do nosso sistema, temos o laser CPM em 620 nm, ou em 1.98 eV, bem acima da energia de “gap” do GaAs, conforme ilustramos à figura 5.4. Desta forma, quando bombeamos o GaAs com o CPM, geramos portadores “quentes” que podem se espalhar facilmente para o vale X quando aplicamos um campo elétrico intenso.

Realizamos várias medidas com o cristal resfriado a 77 K (figura 5.6), de forma a aumentar a energia do “gap” do semicondutor em aproximadamente 100 meV, na tentativa de se observar o “overshoot” da velocidade dos elétrons. Estas medidas no entanto não nos permitiram distinguir o efeito de “overshoot” da velocidade com o “overshoot” da resposta da chave devido ao efeito de cargas.

Obtivemos resultados com um “overshoot” na resposta da chave elétrica para campos pequenos (2 KVolts/cm) e grandes (> 10 KVolts/cm), o que não é previsto pelos estudos teóricos de Evenson [3] para a velocidade dos elétrons, mas sim para a resposta da chave, devido ao efeito de carga. Este efeito tem um comportamento similar ao “overshoot” da velocidade, tendo uma dependência com o campo elétrico e com a densidade dos portadores gerados, conforme simulação de Evenson. Confirmamos experimentalmente estes resultados, estudando o comportamento da largura temporal do “overshoot” da resposta da chave em função da densidade dos portadores (figura 5.8) e, em seguida, o comportamento da resposta da chave em função do campo aplicado. Observamos um estreitamento da resposta quando aumentamos a densidade de portadores, assim como uma maior amplitude da resposta, com o aumento do campo, de acordo com a simulação de Evenson.

5. Pulsos curtos com laser de semicondutor

Vários grupos têm se preocupado com a geração de pulsos curtos com lasers de semicondutor para aplicação em opto-eletrônica [8,11,9]. É evidente a vantagem deste tipo de laser, uma vez que simplificaria bastante o sistema de geração e amostragem dos transientes elétricos curtos. A nossa preocupação foi no sentido de iniciarmos a geração de pulsos lasers curtos com lasers de semicondutor comercial, usando um circuito de ganho chaveado de construção simples. Obtivemos pulsos de 60 ps e de 0.2 nJ em 904 nm, com possibilidade de um encurtamento do mesmo, usando uma fibra óptica. No entanto ainda era insuficiente para o uso do mesmo na geração de transientes elétricos rápidos, uma vez que o pulso de 60 ps é da ordem do tempo de recombinação superficial dos portadores elétrons e buracos do GaAs.

Perspectivas Futuras:

A pesquisa em Opto-eletrônica no Laboratório de Fenômenos Ultra-rápidos do IFGW-DEQ da UNICAMP vem acompanhando o desenvolvimento do laser de pulso curto. Este trabalho foi realizado com um laser emitindo pulsos de 50 fs e uma energia de 0.1 nJ. Atualmente o laboratório vem desenvolvendo a geração de pulsos curtos de menos de 10 fs com uma energia de μ Joule, o que possibilitará uma resolução maior (< 50 fs) na amostragem eletro-óptica e o estudo de fenômenos não lineares em materiais semicondutores, tais como o estudo de transientes elétricos gerados pela radiação de Cherenkov [10].

Tendo o domínio da técnica de amostragem e-o em regime de picossegundo, pode-se estender este estudo para temas variados como:

- Desenvolvimento de chaves elétricas em novos materiais e ou “Quantum Wells” de GaAlAs, que tem uma E_g próximo de 2 eV.
- Amostragem e-o com laser diodo semiconductor, simplificando a fonte de pulsos curtos, viabilizando a tecnologia de teste e caracterização de CI's rápidos [11].
- Estudo da óptica de THz, utilizando as chaves elétricas [4]. A idéia é a de utilizar as chaves elétricas acopladas às linhas de transmissão em forma de antenas irradiando micro-onda, milímetro de onda e infra-vermelho longínquo.
- Estudo da supercondutividade, utilizando linhas de transmissão supercondutoras [5] em substituição às linhas metálicas de Au.

Bibliografia

- [1] K. Meyer, M. Pessot, R. Grondin, S. Chamoun and G. Mourou, Appl. Phys. Lett., Vol.53(23), pp. 2254-2256, 1988.
- [2] W.H. Knox, J.E. Henry, K. W. Goossen, K.D. Li, B. Tell, D.A.B. Miller, D.S. Chemla, A.C. Gossard, J. English, S. Shimitt-Rink, IEEE J. Quantum Electron. Vol.25, pp. 2586-2595, 1989.
- [3] A.E. Evenson, G.M. Wysin, D.L. Smith and A. Redondo, Appl. Phys. Lett. Vol. 52, pp. 2148-2150, 1988.
- [4] M. van Exter, Ch. Fattinger and D. Grishkowsky, Opt. Lett., Vol.14, pp. 1128-1130, 1989.
- [5] M.C. Nuss and K.W. Goossen, IEEE J. Quantum Electron. Vol. 25, pp. 2596-2607, 1989.
- [6] G. Mourou, W.H. Knox and S. Williamson, "Picosecond Optoelectronic Devices", Cap. 7, Academic Press, INC, New York, 1984.
- [7] K.J. Weingarten, M.J.W. Rodwell, and D. Bloom, IEEE J. Quantum Electron. QE-24, pp. 198-220, 1987.
- [8] P.P. Vasiliev and A.B. Sergeev, Electron. Lett., Vol. 25, pp. 1049-1050, 1989.
- [9] S. Sanders, L. Eng, J. Paslaski, and A. Yariv; J. Appl. Phys. Lett. 56 (4), pp. 310-311, 1990.
- [10] D.H. Auston, K.P. Cheung, J.A. Valdmanis and D.A. Kleinman, Phys. Rev. Lett., 53, pp. 1555-1558, 1984.
- [11] M. Shinagawa and T. Nagatsuma; Electron. Lett., 26, pp. 1341-1343, 1990.

Apêndice A

Programa de aquisição de dados

Para o controle do experimento foi desenvolvido um programa utilizando o de programas científicos Asyst (Macmilian Software Company, USA, 1988), utilizando um micro PC-XT (modelo 2600 da Scopus). Na figura .1 temos o diagrama de blocos do programa para a aquisição de dados.

O programa foi desenvolvido com os seguintes parâmetros: Tc; NPASS; MULTPASS e A. NPASS nos dá o número total de medidas feita durante a amostragem do sinal elétrico pelo sistema de medidas; MULTPASS é o parâmetro que nos dá a resolução do sistema, uma vez que representa a distância caminhada pelo espelho que dá o atraso, sendo de um μ m por passo, ou uma resolução de 3,3 fs por passo. Tc nos dava o tempo de espera entre uma medida e outra, variando conforme o valor do tempo de integração do Lock-in, que mantinha um compromisso com o nível da relação sinal/ruído do sistema. Por fim, A é o fator de calibração do sistema e-o, i.e. a constante k (sec.2-7) que dá a proporcionalidade da luz modulada com o campo elétrico na linha de transmissão.

Uma vez em operação, o programa pode ser abortado pressionando-se a tecla A, com as opções de armazenar as medidas feitas ou simplesmente ignorá-los. Do contrário, no final da varredura o programa mostra os dados no monitor com a escolha de armazená-los em disco flexível.

O programa apresenta ainda a possibilidade de ler dados de arquivos armazenados em disco para se fazer a curva dos dados arquivados, com um "Plotter" modelo 435 da AT&T.

A seguir listaremos o programa editado na linguagem do Asyst:

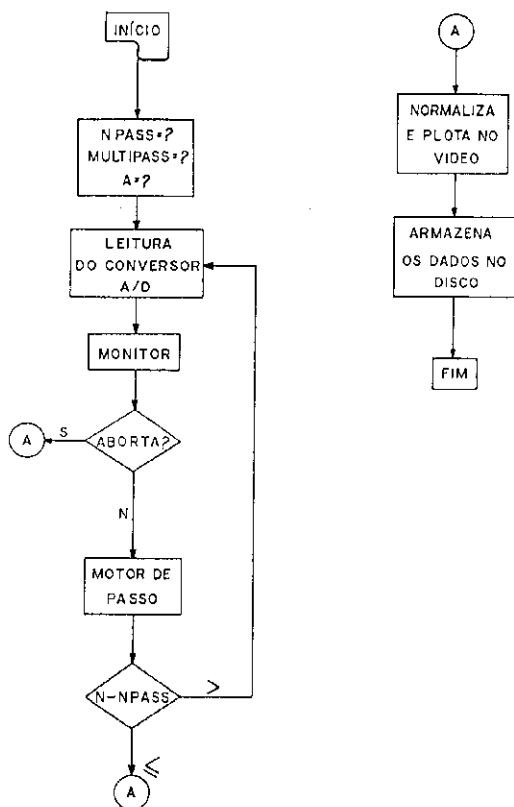


Figura .1: Diagrama de blocos do programa de aquisição de dados.

Programa:

```

\ PP.PRGM
\ PROGRAMA PARA CONTROLAR A INTERFACE GPIB COM O STD - AD850
\ A INTERFACE CONTEM CONVERSORES 6 ADS, DA e 16 RELES
\ CHBC 21/FEB/1988
\ UPDATED TO 6 CHANNELS ACQUISITION PLUS MAKE-UP ON 25/JUL/1988  CHBC
TRAP.UNDERFLOW.ON
DIM[ 512 ] REAL ARRAY DAT6
DIM[ 512 ] REAL ARRAY DAT5
DIM[ 512 ] REAL ARRAY DAT3
DIM[ 512 ] REAL ARRAY DAT4
DIM[ 512 ] REAL ARRAY FC
DIM[ 2 ] INTEGER ARRAY UDA
DIM[ 10 ] REAL ARRAY PAR
ECHO.OFF
INTEGER SCALAR CT1
INTEGER SCALAR CT2
INTEGER SCALAR CT3
INTEGER SCALAR CT4
INTEGER SCALAR NPASS
INTEGER SCALAR MULTPASS
INTEGER SCALAR NARQ
REAL SCALAR TLIG \ DURACAO DO PULSO PARA O MOTOR (msec)
REAL SCALAR TSEP \ SEPARACAO ENTRE PULSOS PARA O MOTOR (msec)
REAL SCALAR CEN \ CENTRO DA AUTOCORRELACAO (canal)
REAL SCALAR TP \ DURACAO DO PULSO (fsec)
REAL SCALAR DT \ INCREMENTO TEMPORAL (fsec/passos)
REAL SCALAR AMP \ VALOR DE PICO DA AUTOCORRELACAO
REAL SCALAR A \ AJUSTE DO SINAL EM VOLTS NA CHAVE
REAL SCALAR ESC \ ESCALA DO LOCK-IN

5 STRING "POS.FIN \ POSICAO FINAL DO ESTAGIO DE TRANSLACAO
2 STRING "CH# \ # DO CANAL DO CONVERSOR A/Z
6 STRING "FILE.NAME
4 STRING "SUBFILE.NAME
2 STRING "NARQ
20 STRING "NOME
10 STRING "DATA

186 205 201 200 188 187 BORDER.CHARS

22 02 22 78 WINDOW {MENU}
18 01 20 79 WINDOW {TEXT}
06 15 16 64 WINDOW {CENT}
01 01 15 22 WINDOW {SPAR}

VUPORT GRA
.15 .30 VUPORT.ORIG
.70 .70 VUPORT.SIZE
1 COLOR 1 AXIS.COLOR 1 LABEL.COLOR 14 VUPORT.COLOR

VUPORT GRA1
.30 .65 VUPORT.ORIG
.70 .35 VUPORT.SIZE
1 COLOR 1 AXIS.COLOR 1 LABEL.COLOR 14 VUPORT.COLOR

ASYST Version 3.00
Page 1 PP.PRGM 08/02/91 10:11:18.42

```

Programa:

```

VUPOINT GRA2
.30 .30 VUPOINT.ORIG
.70 .35 VUPOINT.SIZE
1 COLOR 1 AXIS.COLOR 1 LABEL.COLOR 14 VUPOINT.COLOR

DEF VUPOINT
ME 1000 TIMEOUT
24 GPIB.DEVICE MPRG 1000 TIMEOUT \ ENDEREÇO DO STD-MP85

: STD.INIT
SEND.INTERFACE.CLEAR
REMOTE.ENABLE.ON
EOI.ON
EOS.OFF
\ ME 1000 TIMEOUT
\ 24 GPIB.DEVICE MPRG 1000 TIMEOUT
MPRG
" 0601" GPIB.WRITE \ AJUSTE P/ O MODO TEMPORIZAÇÃO
ME TALKER MPRG LISTENER
" 0000020T" TALK
;

20 STRING "DATA.IN \ STRING P/ LEITURA DE DADOS P/ STD
5 STRING COM.CHA \ " SELEC. OS CANAIS
" D2TDX" COM.CHA " :=

: READ.CALC \ LEITURA DO CARTÃO A/D 8502
COM.CHA GPIB.WRITE
"DATA.IN GPIB.READ \ LEITURA DO Nº OCTAL
"DATA.IN 3 1 "SUB
1 "NUMBER 4 >=
IF \ LENDO O "STRING NEG.
"DATA.IN 3 1 "SUB 1000 "NUMBER 512. * \ CONVERTENDO A DECIMAL
"DATA.IN 4 1 "SUB 2000 "NUMBER 64. *
"DATA.IN 5 1 "SUB 3000 "NUMBER 8. *
"DATA.IN 6 1 "SUB 4000 "NUMBER 1. *
+ + + 4.096E3 - 0.01 *
ELSE \ LENDO O "STRING POS.
"DATA.IN 3 1 "SUB 1000 "NUMBER 512. *
"DATA.IN 4 1 "SUB 1000 "NUMBER 64. *
"DATA.IN 5 1 "SUB 1000 "NUMBER 8. *
"DATA.IN 6 1 "SUB 1000 "NUMBER 1. *
+ + + 0.01 *
THEN

10 STRING LIGA \ PALAVRA PARA LIGAR O RELE
10 STRING DESLIGA
INTEGER SCALAR DIREC. \ RELE 2 : DIREÇÃO DO MP
INTEGER SCALAR REM/LOC \ RELE 3 : CONTROLE REMOTO OU LOCAL
" B000001T" LIGA " :=
" B000000T" DESLIGA " :=

```

Programa:

```

: PULSE.OUT \ ATIVA O CARTAO RELES(1,2,3)
  " B000001T" GPIB.WRITE TLIG NSEC.DELAY
  " B000000T" GPIB.WRITE
;

1 MULTPASS :=
2.66 DT :=
.01 TLIG :=
100. TSEP :=
266 NPASS :=
750 AMP :=
50 CEN :=
100 TP :=
0. PAR :=
35 NARQ :=
1000. A :=
1.E-3 ESC :=

" CE03" "SUBFILE.NAME" :=

: CREATE."FILE.NAME
NARQ 10 < IF
  " 0" NARQ "." 2 1 "SUB "CAT "NARQ" :=
  ELSE
    NARQ "." 2 2 "SUB "NARQ" :=
  THEN
    "SUBFILE.NAME "NARQ "CAT "FILE.NAME" :=
;

: NORM.0A1
1. * DUP [IMIN - DUP [ ]MAX /
;

: ?S/N
BEGIN
  ?KEY
  UNTIL
  KEY CASE
    83 OF CR " S" END OF
    115 OF CR " S" END OF
    " N"
  ENDCASE CR
;

: ?CR
BEGIN
  ?KEY
  UNTIL
  KEY.VAL CASE
    13 OF TRUE END OF
    FALSE CR
  ENDCASE
;

```

Programa:

```

: FAZ.MENU.0
{DEF} SCREEN.CLEAR {CENT} SCREEN.CLEAR
CR INTEN.ON BLINK.TOGGLE " PUMP & PROBE SOFTWARE" "TYPE
BLINK.TOGGLE
CR " LABORATORIO DE FENOMENOS ULTRA-RAPIDOS " "TYPE
CR " DEQ - UNICAMP " "TYPE
CR " 1989 " "TYPE CR CR
{BORDER} INTEN.OFF {TEXX}
;

FAZ.MENU.0

: FAZ.MENU.3
{MENU} SCREEN.CLEAR
INTEN.ON " F1 : " "TYPE INTEN.OFF " coleta dados " "TYPE
INTEN.ON " F2 : " "TYPE INTEN.OFF " le arquivo " "TYPE
INTEN.ON " F4 : " "TYPE INTEN.OFF " sai " "TYPE
INTEN.ON " A : " "TYPE INTEN.OFF " aborta " "TYPE
INTEN.ON " P : " "TYPE INTEN.OFF " pausa " "TYPE
{BORDER} {TEXX}
;

: TELA
GRAPHICS.DISPLAY INTEN.OFF SCREEN.CLEAR FAZ.MENU.3
GRA1 VUPOINT.CLEAR OUTLINE
GRA2 VUPOINT.CLEAR OUTLINE
;

INTEGER SCALAR CH

: DEF.CH
" D" CH "." 2 1 "SUB "CAT
" TDX" "CAT COM.CHA " :=
;

: STO.DAT \ ARMAZENA DADOS NO DISCO
FILE.TEMPLATE
4 COMMENTS
DUP SUB[ 1 , NPASS ] []FORM.SUBFILE
PAR {}FORM.SUBFILE
END
" B:" "FILE.NAME "CAT " "CH# "CAT " .DAT" "CAT "DUP
\ CR " QUAL E A POSICAO FINAL ?" "TYPE CR "INPUT "POS.FIN " :=
" 000" "POS.FIN " := \ DEFINICAO TEMPORARIA PARA "POS.FIN
DEFER> FILE.CREATE "DUP DEFER> FILE.OPEN
" ARQUIVO : " "SWAP "CAT " RM : " "CAT "DATE "CAT
" " "CAT "TIME "CAT 1 >COMMENT
" POS. FINAL : " "POS.FIN "CAT " NUNERO DE PASSOS : "
NPASS "." "CAT "CAT 2 >COMMENT
1 SUBFILE SUB[ 1 , NPASS 1 ARRAY>FILE
NPASS PAR [ 1 ] :=
"POS.FIN 0 "NUMBER IF PAR [ 2 ] :=
ELSE " POSICAO FINAL INVALIDA !" "TYPE
THEN

```

Programa:

```

DT PAR [ 3 ] :=
2 SUBFILE PAR ARRAY>FILE
FILE.CLOSE
CR " CANAL " "CH# 2 1 "SUB "CAT "SWAP "CAT " ARMAZENADO" "CAT "TYPE
" B:" "FILE.NAME "CAT "CH# "CAT " .DAT" "CAT "TYPE CR
;

: SORT.CH#
0 0 0 0 CT1 := CT2 := CT3 := CT4 :=
CR BELL " QUAL E O NOME DO ARQUIVO ?"
" ( " "CAT "FILE.NAME "CAT " ?" "CAT " 1" "CAT "TYPE
?CR IF
    BELL
    ELSE
        INPUT "FILE.NAME " :=
        THEN
CR " PONHA DISCO DE DADOS NO DRIVE B (CR)" "TYPE "INPLT "DROP
CR " CANAL 3 ? ( S/N )" "TYPE CR ?S/N
    " S" "= IF 1 CT3 :=
        THEN
CR " CANAL 5 ? ( S/N )" "TYPE CR ?S/N
    " S" "= IF 1 CT2 :=
        THEN
CR " CANAL 6 ? ( S/N )" "TYPE CR ?S/N
    " S" "= IF 1 CT1 :=
        THEN
CR " CANAL 4 ? ( S/N )" "TYPE CR ?S/N
    " S" "= IF 1 CT4 :=
        THEN
        CT1 1 = IF DAT6 " 1" "CH# " := STO.DAT
        THEN
        CT2 1 = IF DAT5 " 2" "CH# " := STO.DAT
        THEN
        CT3 1 = IF DAT3 " 3" "CH# " := STO.DAT
        THEN
        CT4 1 = IF DAT4 " 4" "CH# " := STO.DAT
        THEN
"FILE.NAME 1 4 "SUB "SUBFILE.NAME " :=
"FILE.NAME 5 2 "SUB 0 "NUMBER IF
    I + NARQ :=
    THEN
CREATE."FILE.NAME CR
;

: ?ABORT.PAUSA
?KEY IF
    KEY CASE
        65 OF BELL CR SCREEN.CLEAR " PROGRAMA ABORTADO"
            "TYPE LEAVE END OF
        97 OF BELL CR SCREEN.CLEAR " PROGRAMA ABORTADO"
            "TYPE LEAVE END OF
        80 OF BELL CR " PROGRAMA INTERROMPIDO (qq tecla p. cont.)"
            "TYPE KEY DROP END OF
        112 OF BELL CR " PROGRAMA INTERROMPIDO (qq tecla p. cont.)"

```

Programa:

```

"TYPE KEY DROP ENDOP
ENDCASE
THEN
;
DIREITA
NPASS MULTPASS * 1 + 1 DO
    " B000001T" GPIB.WRITE
    " B000000T" GPIB.WRITE
    ?ABORT.PAUSA
    LOOP
BELL
;
ESQUERDA
NPASS MULTPASS * 1 + 1 DO
    " B000003T" GPIB.WRITE
    " B000002T" GPIB.WRITE
    ?ABORT.PAUSA
    LOOP " B000000T" GPIB.WRITE
BELL
;
SHOW.PAR \ FAZ A TELA DOS PARAMETROS
"FILE.NAME "TYPE CR CR
" TSEP=" "TYPE TSEP ." msec." "type cr
" MULTPASS=" "TYPE MULTPASS . CR
" NPASS =" "TYPE NPASS . CR
" A { Xo/Yo} =" "TYPE A . CR
" ESC =" "TYPE ESC . CR
;
READ.TELA
0 DAT6 := 0 DAT5 := 0 DAT3 := 0 DAT4 :=
2.66 MULTPASS * 1000. / DT := AXIS.DEFAULTS
TELA VERTICAL GRID.OFF HORIZONTAL GRID.OFF
HORIZONTAL AXIS.FIT.ON
0 NPASS DT * HORIZONTAL WORLD.SET
-1. 1. VERTICAL WORLD.SET
-1 A * ESC * A ESC * VERTICAL WORLD.SET
-1000. 1000. VERTICAL WORLD.SET
WORLD.COORDS .5 0 TICK.JUST 0. 0. AXIS.POINT SOLID 1 COLOR
.025 .012 TICK.SIZE
GRA1 XY.AXIS.PLOT OUTLINE
NORMAL.COORDS .6 .9 POSITION " canal 3 &" LABEL
4 COLOR .8 .9 POSITION " 6" LABEL 1 COLOR
-1 A * ESC * A ESC * VERTICAL WORLD.SET
WORLD.COORDS DOTTED
GRA2 XY.AXIS.PLOT OUTLINE
NORMAL.COORDS .6 .9 POSITION " canal 5" LABEL WORLD.COORDS DOTTED
{SPAR} {BORDER} SHOW.PAR {TEXX}
CR " APERTE QUALQUER TECLA PARA INICIAR" "TYPE KEY DROP
" 060T" GPIB.WRITE
;

```

Programa:

```

: NORMAL.PLOT
  NORMAL.COORDS .15 .15 AXIS.POINT 0 0 TICK.JUST
  NPASS RAMP DT * DAT3 SUB[ 1 , NPASS ]
  GRA1 SOLID 1 COLOR XY.AUTO.PLOT OUTLINE
  DAT6 SUB[ 1 , NPASS ]
  NORM.OA1 AYMAX AYMIN - * AYMIN +
  NPASS RAMP DT * SWAP 4 COLOR
  XY.DATA.PLOT 1 COLOR
  NORMAL.COORDS
  .55 0.03 POSITION " ATRASO RELATIVO (ps)" CENTERED.LABEL
  .8 .9 POSITION " canal 3 &" LABEL
  4 COLOR .8 .9 POSITION " 6" LABEL 1 COLOR
  NPASS RAMP DT * DAT5 SUB[ 1 , NPASS ] 1 COLOR
  GRA2 SOLID XY.AUTO.PLOT OUTLINE
  NORMAL.COORDS .55 0.03 POSITION " ATRASO RELATIVO (ps)" CENTERED.LABEL
  .8 .9 POSITION " canal 5" LABEL
  .15 .15 POSITION SCREEN.CLEAR BELL
  CR
;

: SCRMAL.PLOT1
  NORMAL.COORDS .15 .15 AXIS.POINT 0 0 TICK.JUST
  NORMAL.COORDS
  NPASS RAMP DT * DAT5 SUB[ 1 , NPASS ] 1 COLOR
  GRA2 SOLID XY.AUTO.PLOT OUTLINE
  NORMAL.COORDS .55 0.03 POSITION " ATRASO RELATIVO (ps)" CENTERED.LABEL
  .8 .9 POSITION " canal 5" LABEL
  .15 .15 POSITION SCREEN.CLEAR BELL
  CR
;

: READ.CHANAL
  \ 1 CH := DEF.CH " CH1 = " "TYPE
  \ READ.CALC 50 * DUP . DAT6 [ 1 ] :=
  \ 5 CH := DEF.CH " CH5 = " "TYPE
  \ READ.CALC 50 * ESC * 1023 / A *
  \ DUP . DAT5 [ 1 ] :=
  \ 3 CH := DEF.CH " CH3 = " "TYPE
  \ READ.CALC 50 * DUP . DAT3 [ 1 ] :=
  \ 4 CH := DEF.CH " CH4 = " "TYPE
  \ READ.CALC 50 * DUP . DAT5 [ 1 ] :=
  \ 6 CH := DEF.CH " CH6 = " "TYPE
  \ READ.CALC DUP . DAT6 [ 1 ] :=
  \ 3 CH := DEF.CH " CH3 = " "TYPE
  \ READ.CALC 50 * ESC * 1023 / A *
  \ DUP . DAT3 [ 1 ] :=
;

: READ.CHANAL5
  5 CH := DEF.CH " CH5 = " "TYPE
  READ.CALC 50 * ESC * 1023 / A *
  DUP . DAT5 [ 1 ] :=
;

```


Programa:

```

: READ.PLOT          \ LE TRES CANAIS E MOVE MOTOR DE PASSOS
  READ.TELA          \ FAZ A TELA INICIAL
  NPASS 1 + 1 DO
    CR 1.
    READ.CHANAL      \ LE OS CANAIS
    MULTPASS 1 + 1 DO
      PULSE.OUT      \ DESLOCA O M.PASSO
      LOOP
    STACK.CLEAR
    GRA1 I DT * DAT6 [ I ] 1 COLOR DRAW.TO
    GRA1 I DT * DAT3 [ I ] 1 COLOR DRAW.TO
    GRA2 I DT * DAT5 [ I ] 1 COLOR DRAW.TO
    ?ABORT.PAUSA
    TSEP MSEC.DELAY
  LOOP
CR BELL BELL
"   QUER A CURVA NORMALIZADA ? ( S OU N )" "TYPE CR ?S/N
" S" "=" IF
  NORMAL.PLOT      \ CURVA NORMALIZADA
  THEN
"   QUER ARMAZENAR OS DADOS ? ( S OU N )" "TYPE CR ?S/N
" S" "=" IF
  SORT.CH#        \ ARMAZENA OS DADOS
  THEN
CR
"   QUER VOLTAR O MOTOR DE PASSO ? ( S OU N )" "TYPE CR ?S/N
" S" "=" IF
  ESQUERDA
  THEN
DEF.VGPORT
:
: READ.PLOT1         \ LE UM CANAL E MOVE MOTOR DE PASSOS
  READ.TELA          \ FAZ A TELA INICIAL
  NPASS 1 + 1 DO
    CR 1.
    READ.CHANAL5     \ LE OS CANAIS
    MULTPASS 1 + 1 DO
      PULSE.OUT      \ DESLOCA O N.PASSO
      LOOP
    STACK.CLEAR
    GRA2 I DT * DAT5 [ I ] 1 COLOR DRAW.TO
    ?ABORT.PAUSA
    TSEP MSEC.DELAY
  LOOP
CR BELL BELL
"   QUER A CURVA NORMALIZADA ? ( S OU N )" "TYPE CR ?S/N
" S" "=" IF
  NORMAL.PLOT1      \ CURVA NORMALIZADA
  THEN
"   QUER ARMAZENAR OS DADOS ? ( S OU N )" "TYPE CR ?S/N
" S" "=" IF
  SORT.CH#        \ ARMAZENA OS DADOS

```

Programa:

```

      THEN
CR
"   QUER VOLTAR O MOTOR DE PASSO ? { S OU N }" "TYPE CR ?S/N
"   S" "= IF
      ESQUERDA
      THEN
DEF.VUPORT
;
:
LE.ARQ.NEW          \ LE ARQUIVO NO DISCO
CR BELL " PONHA O DISCO COM O ARQUIVO A SER LIDO" "TYPE "INPUT
CR " QUAL ARQUIVO DESEJA LER ? " "TYPE CR "INPUT "DUP "DUP "NONE ":=
DEFER> FILE.OPEN
2 SUBFILE PAR FILE>ARRAY
1 SUBFILE FILE>UNNAMED.ARRAY
! COMMENT>
FILE.CLOSE
CR " QUER PLOTAR O ARQUIVO LIDO ? " "TYPE CR ?S/N
" S" "= IF
      DUP
      GRAPHICS.DISPLAY INTEN.OFF SCREEN.CLEAR FAX.MENU.3
      AXIS.DEFAULTS GRA VERTICAL GRID.OFF HORIZONTAL GRID.OFF
      0 0 TICK.JUST PAR [ 1 ] RAMP PAR [ 3 ] *
      SWAP OVER OVER
      XY.AUTO.PLOT
      NORMAL.COORDS .55 .04 POSITION
      " ATRASO RELATIVO (ps)" CENTERED.LABEL OUTLINE
      .7 .90 POSITION "SWAP "DUP LABEL
      THEN
CR "TYPE CR DEF.VUPORT
CR " QUER PLOTAR NO PLOTER ? " "TYPE CR ?S/N
" S" "= IF
      HP7470
      AXIS.DEFAULTS
      .05 .30 VUPORT.ORIG
      .80 .70 VUPORT.SIZE
      VERTICAL GRID.OFF HORIZONTAL GRID.OFF
      HORIZONTAL LABEL.SCALE.OFF
      VERTICAL LABEL.SCALE.OFF
      0 0 TICK.JUST .015 .04 CHAR.SIZE
      XY.AUTO.PLOT
      NORMAL.COORDS .55 .04 POSITION
      " ATRASO RELATIVO (ps)" CENTERED.LABEL
      90 LABEL.DIR NORMAL.COORDS .02 .55 POSITION
      " V ( VOLTS )" CENTERED.LABEL 0 LABEL.01R
      .7 .90 POSITION "NONE LABEL "DATE "DATA ":=
      .7 .85 POSITION "DATA LABEL
      THEN
      GRAPHICS.DISPLAY
CR "NONE "TYPE CR DEF.VUPORT
;
:
BT
BLINK.TOGGLE

```

Programa:

```

FAZ.MENU.2
(DEF) SCREEN.CLEAR (CENT) : BACKGROUND SCREEN.CLEAR
CR INTEN.ON "          PUMP & PROBE SOFTWARE" "TYPE
CR "          LABORATORIO DE FENOMENOS ULTRA-RAPIDOS" "TYPE
CR "          DEQ - UNICAMP " "TYPE
CR "          1989 " "TYPE CR CR
INTEN.ON BT "          F1 : " "TYPE BT INTEN.OFF " coleta dados " "TYPE CR
INTEN.ON BT "          F2 : " "TYPE BT INTEN.OFF " le arquivo " "TYPE CR
INTEN.ON BT "          F3 : " "TYPE BT INTEN.OFF " le canal "
          " * 5 * " "CAT "TYPE CR
INTEN.ON BT "          F4 : " "TYPE BT INTEN.OFF " SAI" "TYPE CR
INTEN.ON BT "          F5 : " "TYPE BT INTEN.OFF " DIREITA" "TYPE CR
INTEN.ON BT "          F6 : " "TYPE BT INTEN.OFF " ESQUERDA" "TYPE CR
INTEN.ON {BORDER} INTEN.OFF {TEXX}

```

```

SAIR
NORMAL.DISPLAY CR

```

```

TECLAS
F1 FUNCTION.KEY.DOES READ.PLOT
F2 FUNCTION.KEY.DOES LE.ANQ.NEW
F3 FUNCTION.KEY.DOES READ.PLOT1
F4 FUNCTION.KEY.DOES SAIR
F5 FUNCTION.KEY.DOES DIREITA
F6 FUNCTION.KEY.DOES ESQUERDA

```

```

PUMP&PROBE
NORMAL.DISPLAY SCREEN.CLEAR TECLAS FAZ.MENU.2
PCKEY IF CASE
    F1 OF F1 INTERPRET.KEY EXIT ENDOP
    F2 OF F2 INTERPRET.KEY EXIT ENDOP
    F3 OF F3 INTERPRET.KEY ENDOP
    F4 OF F4 INTERPRET.KEY EXIT ENDOP
    F5 OF F5 INTERPRET.KEY EXIT ENDOP
    F6 OF F6 INTERPRET.KEY EXIT ENDOP
    MYSELF
ENDCASE
THEN MYSELF

```

```

STARTUP
STD.INIT
CREATE."FILE.NAME
STORE.FUNCTION.KEYS
F10 FUNCTION.KEY.DOES PUMP&PROBE
PUMP&PROBE

```