Tesis de Posgrado



Daño por laseres de capas finas sumergidas en líquidos

Balbin Villaverde, Antonio Guillermo José

1973



Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad de Buenos Aires



Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.



Cita tipo APA:

Balbin Villaverde, Antonio Guillermo José. (1973). Daño por laseres de capas finas sumergidas en líquidos. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1429_BalbinVillaverde.pdf

Cita tipo Chicago:

Balbin Villaverde, Antonio Guillermo José. "Daño por laseres de capas finas sumergidas en líquidos". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1973. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1429_BalbinVillaverde.pdf





Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UNIVERSIDAD DE BÜENOS AIRES

FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES DEPARTAMENTO DE FISICA

DAÑO POR LASERES DE CAPAS FINAS SUMERGIDAS EN LIQUIDOS

por

ANTONIO GUILLERMO JOSE BALBIN VILLAVERDE

TESIS

1429-4

PRESENTADA PARA OPTAR AL TITULO DE DOCTOR EN FISICA

Director: Dr. LARRY G. DE SHAZER



SUMARIO

Tres trabajos relacionados con los láseres pulsados de alta potencia, en particular el de rubí operando con pulsos gigantes, fueron llevados a cabo por el autor de esta tesis.

El primer trabajo consistió en la construcción de un aislador óptico para dicho tipo de láser, basándose en el efecto Faraday. Se halló que un monocristal de ClNa y un campo magnético pulsado satisfacían las condiciones requeridas para dicho aislador. Se midió la eficiencia del mismo para un láser de rubí de alta potencia, y si bien aquella variaba con las distintas muestras de ClNa que fueron usadas, se encontró que la aislación podía ser tan alta como -33 db y que las pérdidas por inserción eran del orden de -1,4 db.

En el segundo trabajo se estudió la variación del umbral de dano de una serie de capas finas cuando éstas eran sumergidas en diferentes líquidos. Fueron probadas unicapas de TiO₂, ZrO₂, F₂Mg y SZn, con espesores que iban desde un cuarto hasta los tres cuartos de onda, así también como reflectores multicapas de TiO₂/SiO₂, ZrO₂/SiO₂, ZrO₂/F₂Mg y SZn/F₄Th y una bicapa antirreflectante de TiO₂/SiO₂. Asimismo muchas de las muestras fueron probadas en forma invertida, es decir con el láser iluminándolas desde el lado del sustrato. Ocho líquidos



fueron usados para esta experiencia: metanol, etanol, agua, formamida, benceno, nitrobenceno, disulfuro de carbono y diiodometano. Estos líquidos fueron seleccionados de acuerdo con dos diferentes criterios: el de un amplio rango de valores del índice de refracción y el de cubrir el máximo rango disponible de la constante dieléctrica a bajas frecuencias. Dos diferentes criterios fueron empleados para la determinación de los umbrales de daño, según los casos, el de "la chispa" y el LIS (Laser-induced scatterer). Se nalló que el umbral de dano de las muestras es una función del índice de refracción de los líquidos, la que depende del material de las muestras y del espesor de las mismas. Además se encontró que siempre el umbral es más alto cuanto mayor es la constante dieléctrica a bajas frecuencias del líquido. Este último efecto puede ser explicado por un cambio en la barrera de potencial que existe entre el líquido y la muestra. Se hizo además un intento de correlacionar el cambio del umbral de daño con el indice de refracción de los distintos líquidos, con los correspondientes cambios en la intensidad del láser dentro del líquido, de las capas finas y del sustrato. No pudo ser nallada una relación que fuera válida en todos los casos estudiados.

En el último trabajo se estudió la transmisión de una celda con vapor de iodo molecular, a diferentes temperaturas,

en función de la intensidad incidente de un láser unimodo de rubí, con una máxima densidad de potencia pico del orden de 90 Mw/cm². Se usaron dos dispositivos experimentales: en el primero de ellos se nizo pasar el haz del láser una sola vez a través de la celda, mientras que en el segundo caso lo hacía dos veces. En ambos dispositivos se usó un "pinnole", localizado en el centro del naz, para medir la intensidad transmitida. En el primer caso se nalló que la transmisión aumentaba monótonamente con la intensidad incidente y de los valores experimentales se calcularon los parámetros de este absorbente saturable, de lo cual y usando un sistema de tres niveles para la fotodisociación de la molécula de iodo, se nalló un valor del tiempo medio para la recombinación de los átomos en su estado fundamental del orden de 100 nseg (dependiendo de la temperatura), el cual es mucho menor que el valor calculado por otros métodos. In el caso de un paso doble del haz a través de la celda se halló que la transmisión, después de pasar por un máximo, comenzaba a decrecer nuevamente a medida que se incrementaba aún más la intensidad del haz incidente. Se trató de explicar este efecto por una variación en la divergencia del haz causada por un cambio en el índice de refracción del vapor, al fotodisociarse. Sin embargo no fue posible una comparación entre la experiencia y la teoría, por falta de datos.

AGRADECIMIENTOS

Me hallo sumamente agradecido del Dr. Larry G.

DeShazer, mi director de tesis, por su constante aliento y

por sus útiles sugestiones acerca de la realización de este

trabajo.

Aprecio muy sinceramente la invalorable asistencia técnica del Dr. Brian E. Newnam y la del Sr. Dimitrios Bozinis.

Asimismo agradezco al Sr. Harold R. Owen, técnico de la Universidad de Southern California (USA), la preparación de algunas de las muestras de capas finas que usé en el experimento, hago también extensivo mi agradecimiento a la compañía Optical Coatings Laboratory Inc. (USA), por suministrarme el resto de las muestras de capas finas que empleé en este trabajo.

Quiero también expresar mi profunda gratitud por el Dr. José F. Westerkamp por su inapreciable guía durante mis estudios de la carrera del Doctorado en Física. Por último, deseo dar las gracias a las autoridades de la Universidad de Buenos Aires por haberme concedido una beca para llevar a cabo este trabajo de investigación en la Universidad de Southern California (USA).

LISTA DE TABLAS

		Página
TABLA	•	
1.	Componentes de la fuente de voltaje del	
	aislador óptico	23
2.	Funcionamiento del aislador óptico pulsado	40
3.	Dependencia con la longitud de onda de la	
	constante de Verdet del ClNa	42
4.	Medición de la divergencia del haz de láser	7 2
5.	Lista de las capas finas probadas - Unicapas .	105
6.	Lista de las capas finas probadas -	
	- Multicapas	106
7.	Propiedades físicas de los líquidos usados en	
	las pruebas de inmersión	125
8.	Umbral de daño para unicapas en aire - Umbral	
	para la chispa	130
9.	Umbral de daño para multicapas en aire - Umbral	
	para la chispa	131
10.	Comparación entre la distribución de ondas	
	estacionarias y el umbral de daño de capas	
	finas sumergidas en líquidos	152

LISTA DE TABLAS (continúa)

			Página
TABLA			
10.	I. Unicapas de un cuarto y de tres cuar	tos	
	de onda de TiO ₂ y SZn	• •	. 152
	II. Unicapas de un cuarto y de tres cuar	tos	
	de onda de TiO ₂ (orientación inversa) .	. 153
	III. Unicapas de media onda	• •	. 154
	IV. Unicapas de media onda (orientación		
	inversa)	• •	. 155
	V. Unicapa de un cuarto de onda de ZrO2	•	. 156
	VI. Unicapa de un cuarto de onda de ZrO2		
	(orientación inversa)	• •	. 157
	VII. Unicapa de un cuarto de onda de F ₂ Mg	•	. 158
	III. Unicapa de un cuarto de onda de F ₂ Mg		
	(orientación inversa)	• •	. 159
	IX. Reflectores multicapas	• · •	. 160
	X. Bicapa de TiO2/SiO2 ("V-coat")	• •	. 161
11.	arametros del iodo molecular como absorbe	nte	
	aturable		. 186
12.	a anomalía magnetóptica del ClNa		. 203

LISTA DE FIGURAS

		Pagin
FIGURA		
1.	La corriente normalizada en función de la	
	cantidad adimensional X.t, para el caso de	
	oscilaciones inframortiguadas	17
2.	Circuito de la fuente pulsada de voltaje para	
	el aislador óptico	22
3.	El ángulo rotado en función del voltaje para	
	una muestra de vidrio de plomo SFS-6	33
4.	Oscilogramas de la luz transmitida por una	
	barra de ClNa, correspondientes a tres	
	diferentes rotaciones de la luz	36
5.	Diagrama esquemático del dispositivo experi-	
	mental para la medición del funcionamiento del	
	aislador óptico pulsado	38
6.	Constante de Verdet del ClNa en función de la	
	longitud de onda	43
7.	Diagrama esquemático del aparato de láser	47
8.	Oscilogramas del pulso de luz emitido por la	
	lámpara de destello, para 3.200 voltios, y de	
	la correspondiente fluorescencia del rubí	55
9.	Oscilogramas del pulso de láser, resuelto en el	
	tiempo, correspondientes a dos posiciones en la	•
	sección transversal del naz	64

		Página
FI GU RA		
10.	Perfil espacial del láser (eje-y), medido a	
	130 cm de la abertura de la cavidad	. 69
11.	Divergencia del haz de láser	. 75
12.	Perfil espacial del láser (eje-x), medido a	
	130 cm de la abertura de la cavidad y extendido	0
	más allá del punto-l/e	. 80
13.	Perfil espacial del láser (eje-y), medido a	
	130 cm de la abertura de la cavidad y extendide	0
	más allá del punto-l/e	. 80
14.	Focalización de un haz de forma gausiana por	
	medio de una lente de 10,1 cm de foco	. 88
15.	Diagrama esquemático del dispositivo experi-	
	mental para la medición del umbral de daño de	
	capas finas sumergidas en líquidos	. 108
16.	Oscilogramas correspondientes a la foto-	
	detección de la chispa	. 122
17.	Umbral de daño (chispa) para una unicapa de λ/ϵ	4
	de TiO ₂ sumergida en líquidos versus el índice	
	de refracción de los mismos	. 134
18.	Umbral de daño (chispa) para una unicapa de λ	2
	de TiO, sumergida en líquidos versus el índice	

		Página
FI GU RA		
	de refracción de los mismos	134
19.	Umbral de daño (cnispa) para una unicapa de	
	$3\lambda/4$ de TiO ₂ sumergida en líquidos versus el	
	índice de refracción de los mismos	134
20.	Umbral de daño (chispa) para una unicapa de 2/4	
	de ZrO ₂ sumergida en líquidos versus el índice	
	de refracción de los mismos	135
21.	Umbral de daño (chispa) para una unicapa de $\lambda/2$	
	de ZrO ₂ sumergida en líquidos versus el índice	
	de refracción de los mismos	135
22.	Umbral de daño (chispa) para una unicapa de $\lambda/4$	
	de F ₂ Mg sumergida en líquidos versus el índice	
	de refracción de los mismos	135
23.	Umbral de daño (chispa) para una unicapa de $\lambda/2$	
	de F ₂ Mg sumergida en líquidos versus el índice	
	de refracción de los mismos	136
24.	Umbral de daño para unicapas de SZn sumergidas	
	en líquidos versus el índice de refracción de	
	los mismos, (a) umbral LIS para una de $\lambda/4$,	
	(b) umbral de chispa para una de $3\lambda/4$, (c)	126
	umbral LIS para una de 3 $\lambda/4$	136
25.	Umbral de daño LIS para una unicapa de $\lambda/2$ de	

		Página
FI GU RA		
	SZn sumergida en líquidos versus el índice de	
	refracción de los mismos	136
26.	Umbral de daño (cnispa) para multicapas de	
	TiO2/SiO2 sumergidas en líquidos versus el	
	índice de refracción de los mismos. (a) re-	
	flector de 20 capas. (b) bicapa "V-coat"	137
27.	Umbral de daño (chispa) para reflectores	
	multicapas sumergidos en líquidos versus el	
	índice de refracción de los mismos. (a) 29	
	capas de ZrO_2/SiO_2 . (b) 25 capas de ZrO_2/F_2Mg	137
28.	Umbral de daño (chispa) para un reflector de 9	
	capas de SZn/F ₄ Th sumergido en líquidos versus	
	el indice de refracción de los mismos	137
29.	Distribución de $ \mathbf{E} ^2$ para una unicapa de $\lambda/4$	
	de TiO, sumergida en líquidos, incidencia	
	frontal del láser	142
30.	Distribución de $ \mathbf{E} ^2$ para una unicapa de $\lambda/4$	
	de TiO, sumergida en líquidos, incidencia	
	trasera del láser	142
31.	Distribución de $ E ^2$ para una unicapa de $\lambda/2$	
	de TiO2 sumergida en líquidos, incidencia	
	frontal del láser	142

		Página
FI GU RA		
32.	Distribución de $ \mathbf{E} ^2$ para una unicapa de $\lambda/2$	
	de TiO, sumergida en líquidos, incidencia	
	trasera del láser	. 143
33.	Distribución de $ E ^2$ para una unicapa de $\lambda/4$	
	de F2Mg sumergida en líquidos, incidencia	
	frontal del láser	. 143
34.	Distribución de $ \mathbf{E} ^2$ para una unicapa de $\lambda/4$	
	de F ₂ Mg sumergida en líquidos, incidencia	
	-	. 143
35	Distribución de $ \mathbf{E} ^2$ para una unicapa de $\lambda/2$	
37.	de F Mg sumergida en líquidos, incidencia	
	_	. 144
		• - • •
36.	Distribución de $ \mathbf{E} ^2$ para una unicapa de $\lambda/2$	
	de F ₂ Mg sumergida en líquidos, incidencia	244
		. 144
37.	Distribución de $ \mathbf{E} ^2$ para un reflector multi-	
	capas de $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ ($\text{G(HL)}^9\text{HL}^2\text{A}$) sumergido es	
	líquidos, incidencia frontal del láser	. 144
38.	Distribución de $ E ^2$ para una bicapa de	
	SiO2/TiO2 ("V-coat") sumergida en líquidos,	
	incidencia frontal del láser	. 145
39.	Distribución de la densidad de energía para:	
	(a) unicapa de $\lambda/4$ de TiO ₂ , (b) unicapa de $\lambda/4$	4

	1	egin a
FI GU RA		
	de F_2Mg , (c) unicapa de $\lambda/2$ de F_2Mg ; todas	
	ellas sumergidas en líquidos, incidencia	
	frontal del láser	145
40.	Diagrama de las curvas de potencial para la	
	molécula de iodo	170
41.	Diagrama esquemático del dispositivo experi-	
	mental para las pruebas de la absorción	
	saturable del vapor de iodo	178
42.	Transmisión del vapor de iodo versus intensidad	
	relativa del láser, para tres valores de la	
	transmisión inicial (paso único)	181
43.	Transmisión del vapor de iodo versus intensidad	
	relativa del láser, para tres valores de la	
	transmisión inicial (paso doble)	181

INDICE DE MATERIAS

																							Págin	1
SUMA	RIO	• • •		•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	II	
AGRA	DECI	MI EN :	ros	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	V	
LISTA	A DE	TABI	LAS	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	IV	
LISTA	A DE	FIG	JRAS	3	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	IIIV	
CAPIT	TULO																							
I.	INT	RO DU (CCIC	N	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	1	
II.	AISI	LA DO	R OI	PTI	CC	P	'A E	AS	LΑ	SE	RE	S	DE	e A	LI	A?	PC	T	2 N C	ZI.	L	•	7	
	Α.	Int	rodu	ec	ić	'n	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	7	
	в.	Requ	ıeri	lmi	.en	to	8	pa	ıra	. e	1	di	.s€	ño	Ò	le	un	. 8	iis	sle	ado	r		
		ópti	Lco	cc	n	co	r	ri e	en t	e	co	nt	in	ue	L	•	•	•	•	•	•	•	9	
	c.	Ven	tajs	18	de	e u	n	ai	sl	a.d	lor	, þ	ul	88.	ıdc)	•	•	•	•	•	•	12	
		1.	Ef€	ect	50	en	1	.8.	tr	en	SI	iis	ió	'n	•	•	•	•	•	•	•	•	12	
		2.	Ef€	ect	0	en	. 1	.a	ai	sl	a.c	ić	'n	•	•	•	•	•	•	•	•	•	13	
		3.	Cál	Leu	ılo	o d	lel	ŗ	oul	.80	d	le	co	rı	i e	nt	te	•	•	•	•	•	14	
	D.	Dis	oñe	У	an	ál	is	is	s d	lel	. 8	ol	. e n	oi	d e	e d	lel	. 8	iie	al é	ıdo	r	16	
		1.	Can	apo) п	ia e	mé	ti	.co	е	qu	iv	al	.en	tε		1	.0	10	ıre	30			
			del	L e	j€	e d	lel	. 9	ol	.en	oi	de.	;	•	•	•	•	•	•	•	•	•	16	
		2.	Des	ecr	rip	ci	ón	ιđ	lel	. 9	ol	.en	oi	de	•	•	•	•	•	•	•	•	18	
		2	Cal	l an	+-	mi	ar	+0		ובו	-	٦ م	an	o i	a e								19	

		Págin
CAPITULO		
	4. Medición de los parámetros eléctricos	
	del solenoide	. 19
E.	Componentes y construcción de la fuente	
	pulsada de alto voltaje	. 20
F.	Criterio para la selección del material	
	magnetóptico	. 26
	1. Procedimiento experimental	. 26
	2. Resultados experimentales	. 27
G.	Componentes ópticos del aislador Faraday .	. 29
	1. Polarizadores	. 29
	2. Material activo	. 30
н.	Pruebas de calibración de la fuente pulsada	
	de voltaje	. 31
I.	Funcionamiento del aislador óptico pulsado	. 35
	1. Procedimiento experimental	. 37
	2. Resultados experimentales	. 39
J.	El ClNa como material activo	. 41
	1. Constante de Verdet en función de la	

				Página
CAPIT	ULO			
			longitud de onda	41
		2.	Calidad óptica	44
		3.	Umbral de daño por láseres de alta	
			potencia	45
		4.	Carácter nigroscópico del CINa	45
III.	OP E	MCIC	ON DE UN LASER DE RUBI UNIMODO	46
	A .	Intr	roducción	46
	в.	Comp	oonentes del láser	48
		ı.	Banco óptico	48
		2.	Espejo de salida	49
		3.	Abertura	50
		4.	Reflector trasero	50
		5.	Celda para el "Q-switching" pasivo	51
		6.	El monocristal de rubí	52
		7.	La lámpara de destello y su cavidad	52
		8.	Sistema de refrigerado	53
		9.	Fuente de alto voltaje para la lámpara.	54
	C.	Sist	tema de detección del láser	56

														Página
CAPITULO														
	1.	Detecci	ón d	e la	ene	ergía	ı .		•	•	•		•	56
	2.	Detecci	ón d	e la	pot	tenci	a		•	•	•	•	•	57
	3.	L i nea ó	ptic	a de	ret	ardo			•	•	•		•	57
D.	Oper	ación u	nimo	do d	el 1	áser	· .	• •	•	•	•		•	58
	1.	Cavidad	δpt	ica	del	láse	er	• •	•	•	•	•	•	58
	2.	Medició.	n de	la	fluc	resc	enc	ia	del	. r	ub	í.	•	60
	3.	Alinead	o de	1 14	ser		•		•	•	•	•	•	61
B.	Medi	ción de	la	dive	rger	cia	del	. na	z d	le	lá	86)	•	67
	1.	Procedi	mien	to e	xpei	rimen	tal	. •	•	•	•.	•	•	68
	2.	Cálculo	del	tam	ano	del	haz		•	•	•	•	•	70
	3.	Cálculo	de	la d	ive	rgeno	eia	del	ha	ız	•	• •	•	71
F.	Medi	ción de	la	ener	gia	y de	e la	, po	ten	ci	a	de]	•	
	láse	r			• •	• •	•		•	•	•		•	74
	1.	Medició	n de	la	enei	rgia	•		•	•	•	• •	•	74
	2.	Cálculo	de	la p	ote	cia	pic	٠ .	•	•	•	•	•	7 7
	3.	Cálculo	de	la d	en si	dad	dе	ene	rgí	a	у	фe		
		la de p	oten	cia	• •	• •	•	• •	•	•	•		•	77
G.	Trun	camient	o de	l ha	z de	e lás	er		•	•	•			79

			Pagine
CAPI	TULO		
IV.	DAÑ	O DE CAPAS FINAS SUMERGIDAS EN LIQUIDOS	82
	A.	Introducción	82
	в.	Optica de haces gausianos	85
		1. Enfocado de un haz gausiano	85
		2. Espesor efectivo de una placa	•
		planoparalela	89
	c.	Cálculo de la distribución de los campos	
		eléctricos al cuadrado en capas finas	94
	D.	Características de las muestras	103
	E.	Aparato experimental	107
		1. Lente focalizadora	109
		2. Celda de prueba	111
		3. Sistema de detección de la chispa	115
	F.	Procedimiento experimental	118
	G.	Selección de los líquidos para las pruebas	
		de inmersión	123
	H.	Resultados experimentales	129
	I.	Discusión de los resultados experimentales .	139

				Págin
CAPITUL				
	i)	Posibles correlaciones	•	139
	11)	Discusión de los mecanismos del daño		
		causado por el láser	•	151
V. ABS	SORCIO	N SATURABLE DEL VAPOR DE IODO MOLECULA	R	169
A.	Intr	oducción	•	169
в.	Tran	smisión del vapor de iodo molecular en		
	la r	egión de absorción lineal	•	172
C.	Di sp	ositivo experimental	•	174
	1.	El oscilador láser	•	174
	2.	La celda con el vapor de iodo	•	176
D.	Proc	edimiento experimental	•	177
E.	Resu	ltados experimentales	•	180
F.	Anál	isis de los resultados experimentales	•	183
	1.	Dispositivo para un paso único	•	183
	2.	Dispositivo para un paso doble del haz	•	190
APENDIC:	S A.	ANALISIS DE DIFERENTES FORMAS DE ONDA		
	:	PARA UNA FUENTE DE VOLTAJE PULSADA	•	197
		1. Oscilaciones inframortiguadas	•	197

		Página
	2. Oscilaciones críticamente	
	amortiguadas	197
	3. Oscilaciones sobreamortiguadas	198
APENDICE B.	CALCULO DEL CAMPO MAGNETICO AXIAL	
	PROMEDIO DENTRO DE UN SOLENOIDE	200
APENDICE C.	LA ANOMALIA MAGNETOPTICA DEL CINA	201
APENDICE D.	METODO ITERATIVO DE CUADRADOS MINIMOS	
	PARA LA PROPAGACION DE UN HAZ GAUSIANO .	204
APENDICE B.	EVALUACION DE ALGUNAS CARACTERISTICAS	
	DEL VAPOR DE IODO	206
BIBLIOGRAFIA		208

CAPITULO I

INTRODUCCION

Uno de los principales requerimientos para una óptima operación de un láser de alta potencia es el de una adecuada aislación óptica entre sus diferentes componentes, evitando de esta manera la realimentación del oscilador láser. como consecuencia de las reflexiones del haz en los diferentes componentes ópticos, o debida a la emisión fluorescente de un amplificador. Ha sido llevado a cabo un experimento en busca del mejor material magnetóptico para ser empleado en la construcción de este aislador óptico, que es para un láser de rubí de alta potencia; asimismo se analizaron los posibles diseños del circuito de su correspondiente fuente de voltaje. Como resultado de esta investigación, fue hallado que un monocristal de ClNa y un campo magnético pulsado (que sea constante, dentro del 1%, durante 1 milisegundo), cumplen satisfactoriamente todos los requerimientos para la operación del aislador óptico. La descripción de éste último y los resultados obtenidos en la medición de sus características, la pérdida por inserción y la aislación, constituyen el contenido del Capítulo II.

Se requiere un láser controlado para obtener datos experimentales que sean confiables; ello puede ser logrado usando un láser que opere en un solo modo longitudinal y transversal. Sus perfiles temporal y espacial, de tipo gau. siano, permiten determinar en forma precisa las densidades de energía y de potencia del láser. La selección del modo longitudinal es lograda usando un "etalon" de vidrio como uno de los espejos de la cavidad láser y es reforzada por la acción no lineal del absorbente saturable (una solución de criptocianina en metanol). Por otra parte, la discriminación de los modos transversales es llevada a cabo por la acción de una abertura de 1 mm de diámetro introducida en la cavidad láser. La operación de este láser unimodo de rubí es descripta en detalle en el Capítulo III, en el cual también se incluye el procedimiento que debe ser seguido para alinear la cavidad láser. Una completa caracterización de un láser también requiere la medición de su divergencia; tal medición fue llevada a cabo y sus resultados son referidos en el mismo Capítulo III.

Con el fin de aumentar los conocimientos que se poseen sobre el mecanismo de daño en capas finas, causado por
un láser de alta potencia, fue intentado un nuevo tipo de
experimento, diferente de los realizados previamente por

otros investigadores. Dieno experimento consistió en estudiar los cambios en el umbral de dano cuando las capas dieléctricas son sumergidas en diferentes líquidos. En total, quince diferentes muestras fueron probadas, incluyendo unicapas con espesores que van desde un cuarto de onda hasta los tres cuartos de onda, antirreflectantes bicapa ("V-coat") y reflectores multicapas. Los materiales incluídos en este estudio fueron: TiO2, ZrO2, F2Mg y SZn.

Para completar, varias de las muestras fueron probadas con la luz del láser iluminándolas desde el lado del sustrato, mientras ellas se hallaban sumergidas en distintos líquidos. Estos últimos fueron seleccionados cubriendo un amplio rango de valores de sus propiedades físicas. Solamente líquidos orgánicos fueron elegidos (con la única excepción del agua) para evitar cualquier reacción química con los materiales que constituyen las muestras. La descripción del aparato experimental y el procedimiento empleado son dados en el Capítulo IV. También se incluyen los resultados experimentales obtenidos, en el mismo capítulo.

Dos significativos efectos pueden ser extraídos de los datos experimentales, el primero es que el umbral de caño se incrementa al mismo tiempo que lo nace la constante dieléctrica, a bajas frecuencias, de los líquidos y el

segundo efecto es la dependencia del umbral de daño con el índice de refracción de los líquidos, de una manera que a su vez es función del material que forma la capa fina. de su espesor y de la orientación de la muestra (directa o inversa). al primer efecto está relacionado ciertamente con un incremento en la barrera de potencial, que existe en la superficie de unión entre el líquido y la capa dieléctrica; este efecto es explicado con detalle en el Capítulo IV. Para poder explicar el segundo de los efectos fue necesario calcular, para cada muestra, la distribución de las ondas estacionarias en el líquido, en la capa dieléctrica (o capas, según el caso) y en el sustrato, todo ello en función del índice de refracción del líquido y posteriormente dichas distribuciones fueron comparadas con los correspondientes cambios en los umbrales de daño, las correlaciones observadas son mencionadas en el Capítulo IV, en el cual también se discuten los posibles mecanismos de daño.

Cuando un naz de láser es enviado a través de ciertos materiales absorbentes y si se aumenta paulatinamente
la intensidad del naz, se observa un correspondiente incremento en la transmisión del absorbente; este efecto es
debido al despoblamiento del nivel, atómico o molecular,
desde el cual tiene lugar la absorción. Dichos materiales

son llamados absorbentes saturables y uno de ellos, el vapor de iodo, fue estudiado por el autor usando un láser de rubí unimodo. La transmisión de una celda con vapor de iodo fue medida en función de la intensidad del láser, para el centro del naz. Dicha medición fue llevada a cabo mediante el uso de un "pinhole" localizado en el centro del haz y justo detrás de la celda. Tres series de mediciones fueron realizadas. una para cada temperatura de la celda (o equivalentemente una para cada valor de la transmisión inicial de la celda). Este experimento es descripto detalladamente en el Capítulo V . Un simple modelo de dos niveles para este absorbente saturable no puede predecir satisfactoriamente los resultados experimentales que fueron obtenidos. Las posibles explicaciones de las desviaciones observadas, cuando se usa dicho simple modelo, son discutidas también en el Capítulo V.

También fue llevado a cabo un experimento para medir la transmisión de una celda con vapor de iodo en función de la intensidad del láser, cuando éste último hace un camino doble a través de la celda y colocando el "pinnole" a cierta distancia detrás de la misma. Al duplicar el camino que nace el naz a través de la celda, se puede trabajar con más altos valores de la absorción inicial del vapor de iodo, sin necesidad de incrementar la temperatura de la celda. En

este experimento se observa que la transmisión, después de alcanzar un máximo, decae nuevamente al aumentar aún más la intensidad del láser. Dicho efecto, que se discute en el Capítulo V, es debido a un cambio en la divergencia del haz del láser, mientras éste se propaga a través del absorbente saturable. Este cambio, el cual es una función de la intensidad del láser, se produce como una consecuencia de la variación del índice de refracción del vapor de iodo, cuando la molécula de éste último se disocia en dos átomos.

CAPITULO II

AISLADOR OPTICO PARA LASERES DE ALTA POTENCIA

A. Introducción

Rate aislador óptico utiliza el llamado efecto Faraday, el cual consiste en la rotación del plano de polarización de la luz, cuando ésta se propaga en un medio sometido a
la influencia de un campo magnético, siendo este efecto no
recíproco. El ángulo de rotación es directamente proporcional
a la intensidad del campo magnético:

$$\Theta = V B \ell \tag{2.1}$$

donde θ es el ángulo rotado, B es la componente del campo magnético a lo largo de la dirección de propagación del haz luminoso, y ℓ es la longitud del medio activo. La constante V, conocida como constante de Verdet, se expresa en unidades de (min gauss⁻¹ cm⁻¹).

Para un material diamagnético, tal como el ClNa, la rotación se produce en la misma dirección que la corriente que da origen al campo magnético. En este caso, la constante de Verdet es elegida positiva, mientras que para materiales paramagnéticos sería negativa. En el primer caso, V es independiente de la temperatura, mientras que en el segundo es

proporcional a la inversa de la temperatura absoluta 1.

Para lograr el funcionamiento no recíproco del sistema, el cual consiste en transmitir en una dirección y en aislar en la opuesta, el material magnetópticamente activo es colocado entre dos polarizadores, orientados a 45º entre sí. El campo magnético se aplica en tal dirección y con tal intensidad, que la luz admitida por el primer polarizador alcanza al segundo con el ángulo apropiado para una transmisión total, mientras que la luz admitida por el segundo encuentra al primer polarizador cruzado, y entonces la luz es extinguida.

Un aislador óptico fue construido, con las siguientes propiedades:

- 1) Es capaz de aislar pulsos luminosos más rápidos que l milisegundo. El uso de un campo magnético pulsado evita los problemas debidos al calentamiento, tales como la térmicamente inducida birrefringencia del material y el cambio en las propiedades eléctricas del solenoide; y está de acuerdo con el necno que los láseres de alta potencia son pulsados.
- 2) Posee un alto umbral al daño producido por el láser, cuando se usa, por ejemplo, un cristal de ClNa.
- 3) Su rendimiento es comparable al de otros aisladores ópticos, reportados previamente ^{2, 3}, en lo concerniente a la pérdida por inserción y a la aislación

B. Requerimientos para el diseño de un aislador óptico con corriente continua

Una primera selección para el aislador Faraday, fue el usar un magneto alimentado con corriente continua para generar el campo magnético necesario. Por lo tanto se hizo necesario estimar la potencia y la disipación, requeridas para el funcionamiento del magneto, lo cual es hecho de la siguiente manera: el campo magnético en el interior de un solenoide con núcleo de aire, de longitud d, con radios interior y exterior, respectivamente iguales a r₁ y r₂, y suponiendo que es uniforme y dirigido a lo largo del eje del solenoide, está dado por la expresión derivada de la ley de Ampere:

$$B = \mu_0 \frac{Ni}{d} = \mu_0 ni$$
 (2.2)

donde μ_0 es la permeabilidad del vacío, N es el número tetal de espiras, n es la densidad de las mismas e i es la corriente que circula por cada una de ellas.

Si Δ^2 es el área de la sección transversal de cada espira de alambre y si F es el factor de empaquetamiento, entonces el área total ocupada por cada espira es:

$$\mathbf{A} = \mathbf{\Delta}^2 / \mathbf{F} \tag{2.3}$$

Igualando las dos expresiones del volumen de la bobina, se puede calcular la longitud total del alambre empleado ℓ , y

a partir de ello es posible hallar su resistencia R y la potencia disipada Pw:

$$V = \widetilde{I} (r_2^2 - r_1^2) d = \ell A$$
 (2.4)

$$\ell = \tilde{n} \frac{(\mathbf{r}_2^2 - \mathbf{r}_1^2)}{A} d$$
 (2. 5)

$$R = \frac{\rho \ell}{\Delta^2} = \rho \widetilde{i} \frac{(r_2^2 - r_1^2)}{\Delta^4} F d \qquad (2.6)$$

$$Pw = i^{2} R = i^{2} / \sqrt{1 + \frac{(r_{2}^{2} - r_{1}^{2})}{4}} P d \qquad (2.7)$$

donde ρ es la resistividad del alambre. De la ecuación (2.2) y teniendo en cuenta que:

$$N = \frac{(r_2 - r_1)}{\Lambda^2} F d$$
 (2.8)

obtenemos para el campo magnético B, expresado en kilogauss, la relación:

$$B(KG) = 1.3 \times 10^{-5} i \frac{(r_2 - r_1)}{\Delta^2} F$$
 (2. 9)

Despreciando r_1 , comparado con r_2

$$Pw = 0.6 \times 10^{10} \frac{p \pi}{R} d B^2 \qquad (2. 10)$$

La ecuación (2.1) relaciona el campo magnético B, con el ángulo de rotación Ó que se desea, con la longitud del cristal y
con su constante de Verdet. Si suponemos que la longitud del
cristal es la misma que la del solenoide, hallamos para la

potencia disipada, la expresión más útil:

$$PW = 0.6 \times 10^{10} \frac{\rho \tilde{\eta}}{P d} \left(\frac{\theta}{V}\right)^2 \qquad (2. 11)$$

Usando una serie de valores de las constantes, tal como:

 $\theta = 45^{\circ}$

 $V = 10^{-2}$ grados/ KG-m (vidrio de plomo)

d = 0.1 m

 $\rho = 0.25 \times 10^{-8}$ ohmio - m (resistividad del Cu a 80 °K, incluyendo su magnetoresistividad).

F = 0,9 (configuración de empaquetamiento compacto). entonces, la potencia disipada toma el valor

$$Pw = 110 w$$
 (2. 12)

Para disipar tal cantidad de potencia, en un sistema refrigerado con nitrógeno líquido, sería necesario usar aproximadamente 2,5 litros del mismo, puesto que se requieren 45 w-nr para evaporar un litro de N₂ líquido. Sin embargo limitaciones de carácter práctico pueden incrementar la cantidad mencionada en primer lugar nasta dos o tres veces. Estas limitaciones son por ejemplo: el usar un solemoide con una longitud que sea por lo menos doble que la del cristal, para mejorar la uniformidad del campo magnético en el material y el uso de alguna otra sustancia cristalina con una mejor calidad óptica, pero que posea un valor más pequeño de V.

C. Ventajas de un aislador pulsado

Del análisis de la sección previa, se hace evidente la ineficiencia de un solenoide de corriente continua. Una segunda alternativa es usar un sistema pulsado, el cual parece adecuarse más a nuestro propósito, que es el de aislar diferentes componentes ópticos en un sistema láser de alta potencia, con pulsos del orden de un milisegundo y con repeticiones de l pps o menores.

Evaluemos ahora los requerimientos para el funcionamiento de este aislador pulsado. Primero calculemos cuán constante en el tiempo debe ser mantenido el campo magnético, a

fin de no desmejorar la operación del aislador, es decir, obtener una gran transmisión en una dirección y al mismo tiempo,
una gran aislación en la dirección opuesta.

1) Efecto en la transmisión

Si los dos polarizadores son orientados a 45° entre sí, la luz transmitida, cuando el campo magnético B es aplicado a lo largo de toda la longitud d del material magnetóptico, es igual a:

$$I_t = I_0 \cos^2 (\frac{\eta}{4} - V.B.d)$$
 (2. 13)

donde I_t e I_o son, respectivamente: la intensidad de la luz transmitida y su valor máximo (que corresponde a exactamente una rotación de 45°). Si B_o es la intensidad del campo

magnético que produce una rotación de n/4

$$\frac{\pi}{4} = V B_o d \qquad (2. 14)$$

La disminución en la intensidad transmitida, debida a un cambio en el campo magnético $\triangle B = B - B_0$, es:

$$I_{t} = I_{o} - I_{t} = I_{o} \operatorname{sen}^{2} (Vd \Delta B)$$
 (2. 15)

Para pequeños argumentos, y haciendo uso de la ecuación (2.14), hallamos para el cambio relativo en la intensidad transmitida:

$$\frac{\Delta I_{t}}{I_{0}} = \left(\frac{\pi}{4}\right)^{2} \left(\frac{\Delta B}{B_{0}}\right)^{2} \tag{2. 16}$$

Puesto que la intensidad del campo magnético, es porporcional a la corriente en el solenoide, la última expresión puede ser escrita como una función de la corriente pico i y su correspondiente fluctuación Δ i

$$\frac{\Delta I_{t}}{I_{o}} = \left(\frac{\widetilde{I}}{4}\right)^{2} \left(\frac{\Delta 1}{I_{o}}\right)^{2} \tag{2. 17}$$

2) Efecto en la aislación

La luz transmitida en la dirección opuesta a la anterior, para un dado valor del campo magnético B, es

$$I_{op} = I_o \cos^2 \left(\frac{\widetilde{\eta}}{4} + VBd \right) \tag{2.18}$$

Si ahora llamamos B a la intensidad del campo magnético para

la cual I se anula:

$$\frac{I_{op}}{I_{o}} = \cos^{2} \left(\frac{\widetilde{II}}{2} + V. d. \Delta B \right) \qquad (2. 19)$$

o en forma equivalente

$$\frac{I_{op}}{I_{o}} = \left(\frac{\eta}{4}\right)^{2} \cdot \left(\frac{\Delta B}{B_{o}}\right)^{2} = \left(\frac{\eta}{4}\right)^{2} \left(\frac{\Delta i}{i_{o}}\right)^{2}$$

siguiendo las mismas etapas que en el caso previo. Para cambios relativos en la corriente, del 1% y del 2%, obtenemos respectivamente:

$$\frac{I_t}{I_o}$$
 (1%) = 0,006% $\frac{I_{op}}{I_o}$ (1%) = 0,006% =- 42 db

$$\frac{I_t}{I_o}$$
 (2%) = 0,024% $\frac{I_{op}}{I_o}$ (2%) = 0,024% =- 36 db

A fin de mantener una aislación mayor que 36 db, es necesario tener una estabilidad en la corriente del 2% o mejor. El efecto en la transmisión es en ambos casos despreciable. Hemos hallado por lo tanto, que el pulso de corriente debe ser constante dentro del 1%, durante aproximadamente un milisegundo. Esto se puede lograr descargando un banco de capacitores, con una capacidad total C, a través de un solencide de inductancia L y resistencia R.

3) Cálculo del pulso de corriente

Si las oscilaciones son inframortiguadas, es decir:

$$c > \frac{4 L}{R^2}$$

entonces, la corriente en función del tiempo está dada por

$$i(t) = \frac{v_0}{L\omega_d} e^{-\alpha t} sen(\omega_d t)$$
 (2. 21)

donde: V = voltaje inicial en los capacitores.

 ω_d = frecuencia amortiguada.

c = constante de amortiguamiento.

El valor pico de la corriente ocurre al tiempo

$$t_{\text{pico}} = \frac{\text{arc tg } (\omega_{\text{d}} / \alpha)}{(\omega_{\text{d}} / \alpha)}$$
 (2. 22)

Eligiendo la siguiente serie, adecuada, de valores:

C = 550 microfaradios

L = 21.5 milihenrios

 $R = 2.7 \Omega$ (incluyendo los 0,25 Ω provenientes de los cables que conectan el solenoide con la fuente de voltaje), obtenemos para las características del pulso:

$$\omega_{d} = 284 \text{ seg}^{-1}$$
 $\alpha = 62,8 \text{ seg}^{-1}$
 $\omega_{d} / \alpha = 4,52$
 $i(t) = V_{o} e^{-62,8 t} \text{ sen}(284 t)$
 $V_{o} = 8,5 i_{pico}$
(2. 23)

t_{pico} = 4,8 miliseg.

 $\tau/2 = 11.0 \text{ miliseg.}$

t(1%) = 0.96 miliseg.

donde T es el período y t(1%) es el intervalo de tiempo durante el cual la corriente decae, en menos del 1% de su valor
pico. Introduciendo las cantidades adimensionales:

$$I(t') = i(t') L \omega_d / V_o$$

la ecuación (2.23) puede ser también expresada en una forma adimensional

$$I(t') = e^{-t'} sen (4.52 t')$$
 (2. 24)

La figura l es un gráfico de esta última ecuación. Una comparación, con otras posibles formas para el pulso de corriente, será necna en el Apéndice A.

D. Diseño y análisis del solenoide del aislador

1) Campo magnético equivalente a lo largo del eje del solenoide

Si n es la densidad de espiras, e i es la corriente en el solenoide, el campo magnético en su centro es:

$$B_0(t) = \mu_0 \text{ ni}(t) = 1,25 \text{ ni}(t)$$
 (2. 25)

donde n se expresa en cm^{-1} , i(t) en amperios y B_0 en gauss. Puesto que el solenoide tiene una longitud finita, el campo Figura 1. La corriente normalizada en función de la cantidad adimensional at, para el caso de oscilaciones inframortiguadas. La corriente decae en un 1% de su valor pico, dentro de la región señalada por las dos flechas.

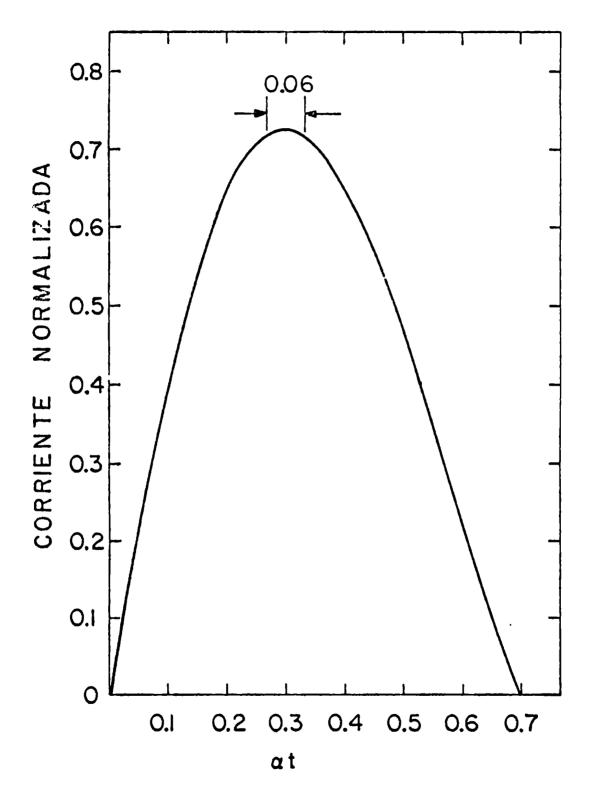


Figura 1

magnético axial se reduce en ambas direcciones, a partir del centro. Será probado en el Apéndice B que el valor promedio de B sobre una longitud centrada (, a lo largo del eje, es

$$\overline{B} = \frac{B_0}{2\ell} \left[(d^2 + (L+\ell)^2)^{\frac{1}{2}} - (d^2 + (L-\ell)^2)^{\frac{1}{2}} \right]$$
 (2. 26)

donde d y L son, el diámetro medio y la longitud total del solenoide, respectivamente. Haciendo ℓ = L, obtenemos \bar{B} en tedo el solenoide

$$\bar{B}(L) = B_0 \left[\left(1 + \left(\frac{d}{2L} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} - \frac{d}{2L} \right]$$
 (2. 27)

2) Descripción del solenoide

El solenoide fue construido por la compañía "Rodon Electronics Corp." (Estados Unidos de Norteamérica), de acuerdo a nuestras especificaciones. Su diámetro interior es de 4 cm y el exterior de 7 cm, siendo su longitud igual a 10,4 cm (2"). Aproximadamente 1.000 vueltas de alambre de cobre aislado, de 1,27 mm de diámetro (0,05"), fueron enrolladas sobre un cilindro nueco de plástico y finalmente, impregnadas con una sustancia epóxica para mejorar la aislación. A partir de las ecuaciones (2.25) y (2.27), hallamos que E, sobre la longitud total del solenoide, es igual a:

$$\bar{B}$$
 (gauss) = 0,77 B_0 i = 92 i (amp) (2.28)

Un valor aproximado de la inductancia L, puede ser calculado a partir de la relación:

$$L \cong \frac{B \bar{A} N}{i} \times 10^{-4} \tag{2. 29}$$

donde \overline{A} es el área transversal media (d = 5,5 cm, \overline{A} = 23,5 cm²) y N es el número de espiras

$$L \cong 21.8 \text{ milihenrios}$$
 (2. 30)

La longitud total del alambre de cobre es:

$$\ell = \pi \bar{d} \quad n \cong 170 \quad m$$
 (2. 31)

siendo por lo tanto, su resistencia igual a:

$$R = 2,35 \text{ ohmios } (20 \text{ °C})$$
 (2. 32)

3) Calentamiento del solenoide

La energía entregada al solenoide, después de cada pulso, es calculada en el Apéndice A y es igual a:

$$E = 0,68 L i_{pico}^2$$
 (2. 33)

Puesto que la máxima i pico, necesaria para la operación del aislador, es de aproximadamente 200 amp., entonces:

$$E_{m\acute{e}x} = 590 \text{ Julios} = 140 \text{ cal.}$$
 (2. 34)

Suponiendo que no hay conducción del calor durante el transcurso del pulso (que es el más desfavorable de los casos), el aumento de temperatura del solenoide, al final del pulso, es

$$\Delta T \approx 0.8 \text{ °C}$$
 (2. 35)

Por lo tanto, no es necesario usar ningún sistema de refrigeración para el solenoide.

4) Medición de los parámetros eléctricos del solenoide

La inductancia y la resistencia, del solenoide construído fueron medidas, usando sendos puentes de medición, hallándose, respectivamente, los siguientes valores:

$$L = 21,5 \pm 0,2$$
 milinenrios
 $R = 2,45 \pm 0,01$ ohmios
(2. 36)

La diferencia entre estos valores medidos y los calculados en la Sección C, es menor del 10%.

E. Componentes y construcción de la fuente pulsada de alto voltaje

El circuito es diagramado en la Figura 2. El elemento que almacena la energía es un banco de seis capacitores, de 100 microfaradios cada uno, y conectados entre sí
en paralelo. La capacidad total, medida experimentalmente,
fue de 550 ± 20 microfaradios. Su máximo voltaje de trabajo
es, según especificaciones, de 2.500 voltios.

El circuito de carga de los capacitores es uno del tipo común, con una rectificación de media onda y una resistencia de carga de 15 kΩ, a fin de dar una constante de tiempo, de carga, de 9 segundos y una corriente de pico no mayor de 200 miliamperios. El pulso de corriente, en el circuito de carga, fue alisado agregando un "cnoke" de 10 henrios, en serie. La acción de cargar y descargar los capacitores es controlada

mediante un contactor al vacío.

Una ignitrón GL 7171, es utilizada como interruptor electrónico, para la descarga de los capacitores a través del solenoide. Debido a que la ignitrón no conduce cuando su placa es negativa, la corriente en el solenoide se corta después del primer semiciclo del pulso. El pulso de gran corriente, necesario para iniciar la acción de la ignitrón, es suministrado por una tiratrón 5C-22, que es de hidrógeno y de rápida respuesta temporal. Al disparo de la tiratrón se produce descargando, a través de su grilla, un capacitor a aproximadamente 500 voltios; esto puede ser realizado, ya sea manualmente por el uso de un interruptor de botón, o bien mediante un pulso externo. Este último método es el más útil, puesto que nos permite el sincronismo del pulso del láser. con la intensidad de pico del campo magnético, con lo cual se logra la máxima aislación óptica. Una lista de todos los componentes de la fuente de tensión, así como sus valores, es dada en la Tabla 1.

La forma de onda del pulso de corriente, en el solenoide, fue observada con un osciloscopio "Tektronix 555 ",
con sus bornes de entrada conectados a una resistencia, no
inductiva, de 0,025 ohmios, siendo ésta última colocada en serie con los capacitores y el magneto. Una resistencia de tan

Figure 7

Hircuitorde la fuente pulsada de voltaje

para el aislador optico

Figura 2

TABLA 1

COMPONENTES DE LA FUENTE DE VOLTAJE DEL AISLADOR OPTICO

SIMBOLO	DESCRIPCION
GL-7171	Ignitrón
2n-689	Rectificador controlado de silicio
5C-22	Tiratrón de hidrógeno
A	Amperimetro: 0-500 mA c.c.
В	Llave de botón: disparador manual
cı	Capacitor: 550 µF - 2.500 v
C2	Capacitor: 2 µF - 3.000 v
c 3	Capacitor: 0,5 µF - 1.000 v
Cu	Cnoke: 10 henrios
DJ.	Diodo de señal
D2	Diodo lN-561
Д3	Puente de diodos: 3.000 v
D4	Puente de diodos: 5.000 v
P.	Fusible: 5A
Ll	Indicador luminoso: encendido
L2	Indicador luminoso: alto voltaje
L3	Indicador luminoso: capacitores en
	carga

TABLA 1 (continúa)

SIMBOLO	DESCRIPCION			
L 4	Indicador luminoso: capacitores a tierra.			
LYl	Inductancia: 0,47 mH			
L¥2	Solenoide: 21,5 mH - 2,46 ohmios			
R1.	Resistencia: 100 K-ohmios - 25 w			
R2	Resistencia: 15 K-chmics - 75 w			
R3	Resistencia: 100 K-ohmios - 5 w			
R4	Resistencia: 10 ohmios - 10 w			
R5	Resistencia: 1,5 M-ohmios - 2 w			
R6	Resistencia: 10 onmios - 2 w			
R7	Resistencia: 560 K-ohmios - 2 w			
R 8	Resistencia: 1 K-onmio - 2 w			
R9	Resistencia: 33 onmios - 1 w			
RIO	Resistencia: 100 onmios - 1/4 w			
R1 1	Resistencia: 50 onmios - 1/4 w			
RL1	Contactor: 115 v - c.a.			
RL2	Contactor de vacío: 115 v - c.a.			
Sl	Interruptor: encendido			
S2	Interruptor: alto voltaje			

TABLA 1 (continúa)

SIMBOLO	DESCRIPCION		
3 3	Interruptor de palanca: carga/des-		
	carga de los capacitores.		
Tl	Transformador variable: 0-120 v ,		
	900 w		
T2	Transformador 115:2.500 v - 500 w		
T 3	Transformador 115:1.200 v - 300 w		
T4	Transformador 115: 6,3 v - 10 amp		
V	Voltímetro: 0 - 2.000 v		

bajo valor como ésta, nos proporciona un voltaje que es proporcional a la corriente en el solenoide, sin que sean alteradas las características del pulso. Fueron medidos en los oscilogramas, el semiperíodo del pulso T/2 y el tiempo correspondiente a su valor pico t_{pico}, hallándose respectivamente los valores de 10,8 y 4,7 milisegundos, los cuales difieren de los previamente calculados en un 2%.

Típicos oscilogramas, incluyendo también los pulsos de intensidad luminosa transmitida, son mostrados en la Figura 4. Puesto que la altura de los pulsos, en los oscilogramas, es proporcional a la corriente pico y siendo conocida la constante de proporcionalidad, es posible obtener la relación entre el voltaje inicial de los capacitores y el valor pico del pulso de corriente, se halla que:

$$V_0/i_{pico} = 8,4 \pm 0,1 \text{ ohmios}$$
 (2. 37)

El valor calculado para esta cantidad fue de 8,5 ohmios.

F. Criterio para la selección del material magnetóptico

Una de las propiedades más importantes de un material, para ser usado como medio activo en un aislador óptico,
es el poseer un alto valor de su constante de Verdet, ya sea
positivo o negativo; consecuentemente, la constante de Verdet
de una serie de materiales fue medida.

1) Procedimiento experimental

Rue.usado un solenoide de corriente continua, refrigerado con agua, de 50 cm de longitud y 9 cm de diámetro interior. Debido a que las dimensiones de las muestras eran mucho menores que las del magneto, se pudo suponer que el campo magnético dentro de las muestras era constante. Se disponía de una intensidad máxima para el campo magnético de aproximadamente 1.5 Kgauss. La constante de Verdet fue determinada midiendo el ángulo que el analizador debía ser rotado. para obtener nuevamente la extinción de la luz, una vez que el campo magnético era aplicado. Cambiando la dirección de éste último, era posible obtener un ángulo de rotación que fuera igual al doble, para cada intensidad del campo magnético. Fue utilizado como fuente luminosa, un láser continuo de He-Ne, de baja potencia (del orden de 1 mw) y la posición de extinción de la luz fue determinada visualmente.

2) Resultados experimentales

i) Vidrio de plomo SFS-6

Su constante de Verdet ha sido previamente reportada por otros investigadores 3, 4, y fue usada para calibrar el sistema. El valor de V, para la longitud de onda de 6328 Å, fue tomado igual a:

$$V = 0.089 \text{ min gauss}^{-1} \text{ cm}^{-1}$$
 (2. 38)

ii) TiO3Sr

La longitud de la muestra fue de $0,8 \pm 0,1$ cm y el valor medido de la constante de Verdet fue de:

$$V = -0.055 \pm 0.01 \text{ min gauss}^{-1} \text{ cm}^{-1}$$
 (2. 39)

111) T10₂

El haz luminoso fue enviado paralelo al eje óptico del cristal. No fue detectada ninguna rotación del plano de polarización de la luz, mayor que un grado, ni aún empleando la máxima intensidad del campo magnético de que se disponía. La muestra tenía 7,95 ± 0,05 cm de longitud. Por lo tanto:

$$V \le 0,0025 \text{ min gauss}^{-1} \text{ cm}^{-1}$$
 (2. 40)

Ninguna rotación, mayor de 0,5 grados, fue detectada hasta 3.000 gauss y siendo la longitud de la muestra de 0.630 ± 0.025 cm, se puede inferir que:

$$V \le 0.015 \text{ min gauss}^{-1} \text{ cm}^{-1}$$
 (2. 41)

La longitud de la muestra fue de 2,0 \pm 0,05 cm y ninguna rotación fue detectada

$$V \le 0.03 \text{ min gauss}^{-1} \text{ cm}^{-1}$$

Ninguna rotación, mayor de 0,25 grados, fue observada para campos magnéticos de hasta 3.000 gauss, y siendo la longitud de la muestra de 0,50 + 0,01 cm, obtenemos que:

$$V \leq 0.01 \text{ min gauss}^{-1} \text{ cm}^{-1} \tag{2.43}$$

vii) MoO₄Pb

La longitud de la muestra fue de 1,50 ± 0,05 cm y ninguna rotación fue observada mayor de 1°, para campos magnéticos de hasta 3.000 gauss.

$$V \le 0.013 \text{ min gauss}^{-1} \text{ cm}^{-1}$$
 (2. 44)

viii) ClNa

Las rotaciones correspondientes a varias intensidades del campo magnético fueron medidas y la constante de Verdet, fue determinada a partir del gráfico de θ versus B; siendo la longitud de la muestra de 10,45 \pm 0,05 cm, se halla que:

$$V = 0.0313 \text{ min gauss}^{-1} \text{ cm}^{-1} + 2\%$$
 (2. 45)

Este estudio muestra que hay tres materiales altamente promisorios para el aislador óptico: vidrio de plomo, TiO₃Sr y ClNa. Sin embargo, otros requerimientos tales como un alto umbral de daño, producido por láseres y una alta calidad óptica, eliminan los dos primeros materiales.

G. Componentes ópticos del aislador Faraday

La parte óptica del aislador, consiste de dos polarizadores y un cristal de ClNa, el cual produce la rotación del plano de polarización de la luz.

1) Polarizadores

Fueron utilizados dos polarizadores de la marca Glan-Kappa, los cuales constituyen una variante al diseño Glan-Taylor, con su cara diagonal formando un ángulo agudo de 37,25 grados. El eje óptico en cada prisma de calcita, es paralelo a la cara de entrada y corta oblicuamente a la cara diagonal. Ninguna clase de cemento es interpuesto entre los prismas de calcita, ya que los láseres de alta potencia lo dañarían. El polarizador solo transmite la componente extraordinaria de la radiación incidente y su ángulo de aceptación es de aproximadamente 7°. La cara de entrada y la de salida, son de sección transversal cuadrada, de 12 mm de lado y ambas fueron cubiertas con una capa simple de F_2 Mg, de un espesor igual a $\lambda/4$, para la longitud de onda de 6943 Å, con el fin de reducir las pérdidas por reflexión 5 .

2) Material activo

Un monocristal de ClNa fue elegido como material magnetóptico, con una longitud de 5,22 cm y una sección transversal cuadrada de 1/4" de lado. Ambos finales fueron pulidos nasta hacerlos planos en $\lambda/4$ y cubiertos con una unicapa de F_2 Mg, con el fin de reducir las pérdidas por reflexión, las cuales solo pudieron ser disminuidas a un 1%, por superficie, ya que el ClNa tiene un valor bajo de su índice de refracción.

H. Pruebas de calibración de la fuente pulsada de voltaje

Estas pruebas siguieron procedimientos similares a los usados en la calibración del magneto de corriente continua. El material activo fue una barra de vidrio de plomo SFS-6, de 4,67 cm de largo y un diámetro de 6,3 mm; siendo la fuente luminosa un láser continuo, de baja potencia, de He-Ne, del orden de un milivatio de potencia. Puesto que el campo magnético era pulsado no fue posible detectar visualmente el punto de extinción de la luz. El sistema de detección consistió en un fotomultiplicador RCA 7102, con un filtro de banda angosta a 6328 Å, el cual bloqueó toda otra radiación luminosa que no fuera la del láser.

La señal proveniente del fotomultiplicador fue enviada a uno de los dos canales de un osciloscopio de doble haz Tektronix 555, mientras que una muestra de la corriente en el solenoide fue enviada al otro canal. Como ha sido mencionado en la Sección F, la constante de Verdet del vidrio de plomo SFS-6 es de 0,089 min gauss — cm — l. Los polarizadores fueron ubicados cruzados entre sí, con lo cual, cuando la corriente comenzaba a fluir a través del solenoide, la luz transmitida se incrementaba correspondientemente, hasta alcanzar un máximo que coincidía con el pico del pulso de corriente.

Cuando la corriente de pico es tal que el máximo ángulo de rotación es mayor que 90°, aparece una depresión en el centro del pulso transmitido de luz; los dos picos, uno a cada lado de dicha depresión, corresponden a una rotación de exactamente 90°. Fueron tomados oscilogramas correspondientes a ocho diferentes voltajes de carga de los capacitores, de 1.300 a 1.800 voltios. Dos métodos fueron empleados para calibrar el sistema:

Primer método

Fue determinado, para cada oscilograma, el cociente entre la intensidad de la luz transmitida, correspondiente al fondo de la depresión I_{\min} y su valor pico I_{\max} . Luego la cantidad

$$\theta = \arcsin \left(I_{\min} / I_{\max} \right)^{\frac{1}{2}} \tag{2.46}$$

fue graficada en función del voltaje; siendo esta curva mostrada en la Figura 3. El valor hallado es:

 $V_0 = 1.080$ voltios para una rotación de 90° (2.47)

Segundo método

A partir de los oscilogramas, fue medido el valor de la corriente correspondiente a los picos, a cada lado de

Figura 3 El ángulo rotado en función del voltaje para una muestra de vidrio de plomo SFS-6, de 4,67 cm de longitud. La curva llena representa la aproximación por cuadrados mínimos de los datos experimentales.

la depresión, haciéndose esto para cada voltaje que fue probado. Luego las corrientes fueron transformadas en voltajes y promediados, obteniéndose el valor de calibración de

Tomando el promedio de los valores hallados por los dos métodos anteriores, obtenemos que:

$$B = 13$$
 kilogauss (90° de rotación) (2. 50)

Por lo tanto el factor de calibración del sistema es de:

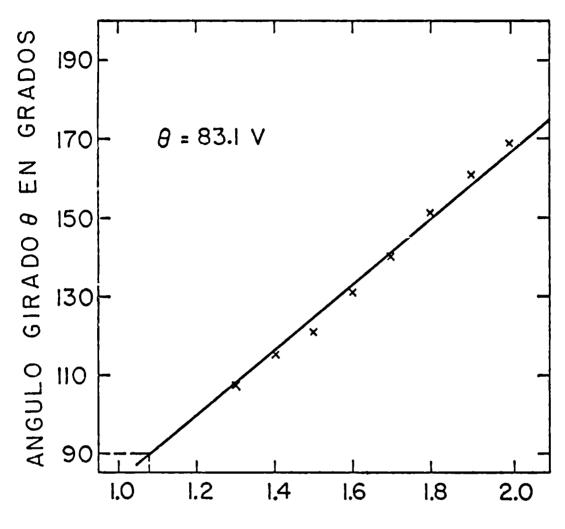
$$B/V_0 = 12,25 \text{ gauss/voltio } \pm 1\%$$
 (2. 51)

$$\delta$$
 B/i = 103,0 gauss/amperio + 1% (2.52)

Esta intensidad del campo magnético, corresponde a un valor promedio sobre la longitud total de la barra de vidrio de plomo. A partir de los valores medidos de los parámetros del solenoide y haciendo $\ell = 4,67$ cm en la ecuación (2.26), se calcula para la constante de calibración del sistema el valor de:

$$B/i = 105 \text{ gauss/amperio}$$
 (2.53)

lo cual está en excelente acuerdo con el valor hallado experimentalmente.



VOLTAJE DE LA FUENTE DE TENSION EN KV

Pigura 3

La Figura 4 muestra la luz transmitida en función del tiempo, para una barra de ClNa de 5 cm de longitud, usado como material activo, correspondiendo a tres diferentes voltajes iniciales de los capacitores: 1.000, 1.350 y 1.700 voltios, en este orden. El haz superior en cada oscilograma representa la señal proveniente del fotodetector, mientras que el inferior nos provee con una señal que es proporcional a la corriente en el solenoide (y por lo tanto al campo magnético). Los polarizadores fueron orientados a 45° entre sí, en el primer oscilograma el valor pico del campo magnético no es suficiente para producir una rotación de 45°, mientras que en el tercero, el ángulo rotado es mayor que este valor. Para el segundo oscilograma la condición de una rotación de exactamente 45° es satisfecha.

I. Funcionamiento del aislador óptico pulsado

El funcionamiento de un aislador óptico está caracterizado por dos cantidades: la pérdida por inserción y la aislación, respectivamente. La pérdida por inserción es usualmente expresada en decibeles (db) y definida como:

Pérdida por inserción= $10 \log_{10} (I_{sal}/I_{en})$ (2. 54) donde I_{sal} es la intensidad luminosa a la salida del aislador e I_{en} lo es a la entrada del mismo, cuando la luz se mueve en Figura 4. Oscilogramas de la luz transmitida por una barra de ClNa, correspondientes a las tres rotaciones: (1) menor de 45°, (2) igual a 45° y (3) mayor de 45°. Haz superior: pulso de luz transmitida. Haz inferior: pulso de corriente en el solenoide. Escala horizontal: 0,2 mseg/cm, para ambos haces.

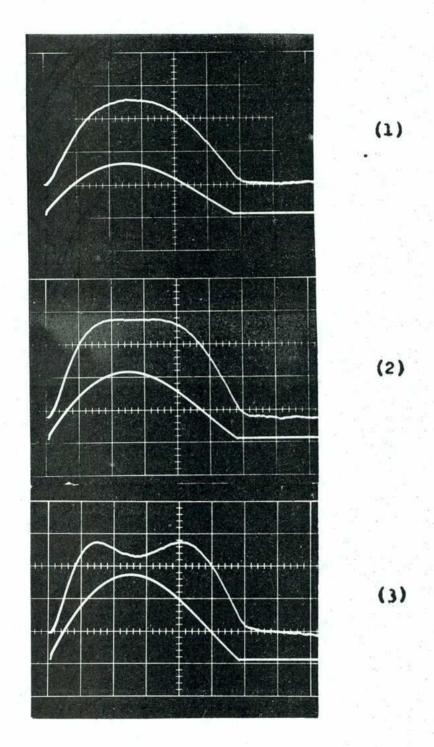


Figura 4

la dirección que llamaremos directa (dirección de transmisión del aislador), a través del aparato. La aislación se define en forma similar a la pérdida por inserción, excepto que en el primer caso I sal e I se refieren a la luz que atraviesa el aislador en la dirección de aislación (que llamaremos dirección inversa).

1) Procedimiento experimental

Un láser de rubí de alta potencia fue usado como fuente luminosa y sus características son descriptas en detalle en el Capítulo III. El dispositivo experimental es diagramado en la Figura 5. El disparo de la lámpara de destello ("flash-lamp") era retardada 4 milisegundos con respecto del comienzo de la corriente en el solenoide. Por lo tanto el pulso de láser era emitido entre 800 y 900 microsegundos después del disparo de la lámpara de destello y se hallaba sincronizado con el pico del campo magnético. La energía del láser, a la entrada y a la salida del aislador, fue determinada mediante el uso de dos correspondientes divisores de haz ("beam-splitters"), enviándose cada uno de los naces reflejados en ellos a dos distintos fotodiodos RCA 7102. Estos fotodiodos fueron equipados con sendos circuitos integradores RC para medir la energía total del pulso. Las señales provenientes de cada fotodiodo fueron Pigura 5. Diagrama esquemático del dispositivo experimental para la medición del funcionamiento del aislador óptico pulsado. (1) Haz de láser de rubí. (2) Divisor de haz. (3) Polarizador Glan-Kappa. (4) Solenoide. (5) Barra de ClNa. (6) Polarizador Glan-Kappa (analizador). (7) Divisor de haz. (8) y (9) Fotodetectores RCA 7102. (10) Osciloscopio de doble haz Tektronix 555.

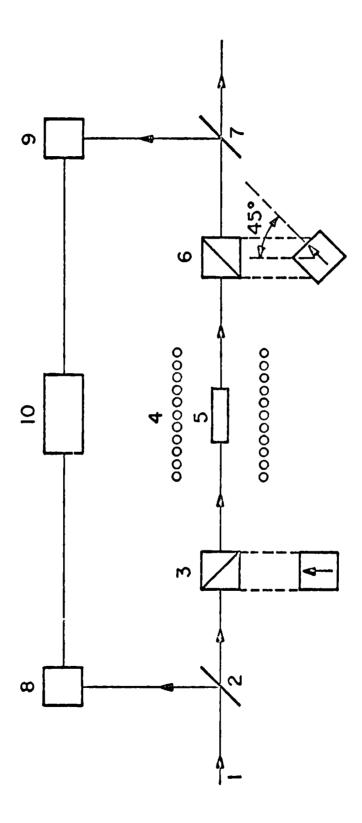


Figura 5

enviadas a dos canales liferentes de un osciloscopio de doble haz Tektronix 555. El sistema fue calibrado haciendo el cociente de ambas señales de energía sin el aislador interpuesto entre los dos divisores de haces.

Para que arrivase siempre la misma intensidad luminosa a los fotodiodes, cuando el aislador funcionaba en la dirección directa así como en la inversa, el naz transmitido
fue atenuado en el primer caso usando filtros de densidad neutra, esto previene la no linealidad de la respuesta del fotodiodo al detectar intensidades luminosas sobre un extenso
rango. Para cambiar la operación del aislador de "transmisión"
a " aislación" fue invertida la corriente en el solenoide, lo
cual evita que exista diferencias en el alineado óptico entre
ambos casos. Sin embargo no fue observada ninguna diferencia
cuando se aplicó el método alternativo de dejar la dirección
de la corriente inalterada y de rotar el polarizador.

2) Resultados experimentales

Las propiedades medidas del aislador, promediadas sobre muchas pruebas, son sumariadas en la Tabla 2. Una comparación entre los valores dados en esta tabla, correspondientes a los casos: con y sin campo magnético aplicado, muestra que el monocristal de ClNa, así también como los polarizadores, determinan por sí mismos el comportamiento del aislador.

TABLA 2

FUNCTIONAMIENTO DEL AISLADOR OPTICO PULSADO

	CARACTERISTICA	VALOR MEDIDO db
I	Pérdida por inserción	$-1,4 \pm 0,1$
II	Pérdida por inserción para el	
	par de polarizadores parale-	
	los sin el ClNa	$-0,81 \pm 0,05$
III	Pérdida por inserción para el	
	ClNa, sin polarizadores +	$-0,59 \pm 0,1$
IV	Aislación para el par de po-	
	larizadores cruzados sin el	
	Clna	≈ - 40
••	7	
V	Lo mismo que en IV pero con	
	el ClNa en posición	- 35 <u>+</u> 1
VI	Aislación con el campo magné-	
	tico aplicado	- 33 <u>+</u> 1

⁺ Valor calculado a partir de I y II

Los valores hallados para la operación de este aislador están en buen acuerdo con los previamente reportados por otros autores ², ³.

J. El ClNa como material activo

1) Constante de Verdet en función de la longitud de onda

La constante de Verdet del ClNa fue medida en función de la longitud de onda, cubriendo todo el rango del espectro visible mediante el uso de un láser de argón, otro de He-Ne y un tercero de kriptón. El dispositivo experimental es el mismo que el previamente descripto para las pruebas de calibración, véase la Sección H. El valor de la constante de Verdet para cada longitud de onda fue determinado midiendo el voltaje necesario para producir una dada rotación, correspondiente al pico del pulso de campo magnético. Los resultados son dados en la Tabla 3, junto con la fuente luminosa usada para cada longitud de onda investigada. La tabla también incluye el valor de la constante de Verdet que corresponde a la longitud de onda del láser de rubí, dicho valor fue hallado como una consecuencia de las medidas realizadas para determinar las características del aislador (que fueron previamente mencionadas en la Sección I).

La Figura 6 es un gráfico de la constante de Verdet

TABLA 3

DEPENDENCIA CON LA LONGITUD DE ONDA DE LA CONSTANTE DE VERDET

DEL CINE

		· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	
FU EN T E	LONGITUD DE ONDA	CONSTANTE DE VERDET	
LUMINOSA		EXP.	CALC.
	μm	min gauss-1 cm-1	
Láser de kriptón	0,4680	0,0594	0,0599
Láser de kriptón	0,4825	0,0577	0,0567
Láser de argón	0,5145	0,0496	0,0495
Láser de kriptón	0,5308	0,0450	0,0461
Láser de kriptón	0,5682	0,0402	0,0395
Láser de He-Ne	0,6328	0,0316	0,0316
Láser de rubí	0,6943	0,0272	0,0273

Pigura 6. La constante de Verdet del ClNa en función de la longitud de onda. La curva llena representa la aproximación por cuadrados minimos de los datos experimentales.

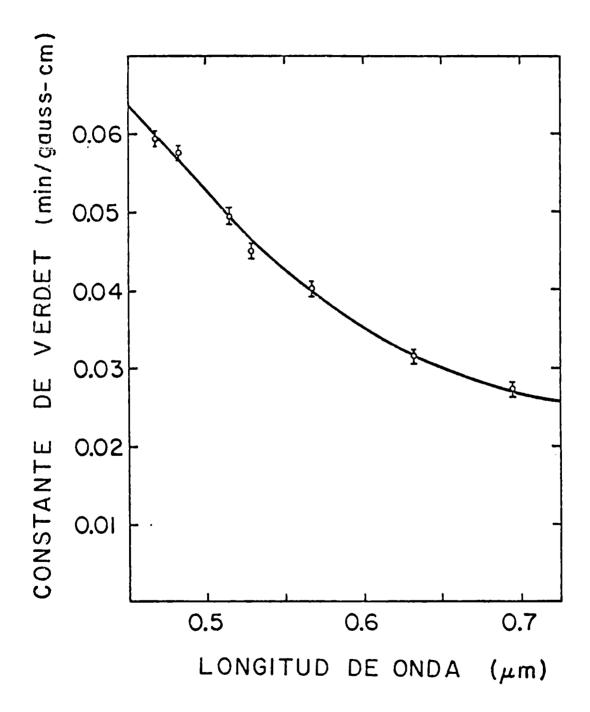


Figura 6

del ClNa, determinada experimentalmente, en función de la longitud de onda. La línea sólida representa la mejor aproximación polinomial a los datos experimentales y satisface la ecuación:

$$V = 0.0383 - \frac{0.0236}{\lambda^2} + \frac{0.0110}{\lambda^4} - \frac{0.00105}{\lambda^6}$$
 (2. 55)

con λ expresada en micrones y V en min gauss $^{-1}$ cm $^{-1}$. Esta ecuación permite calcular el valor de V para cualquier otra longitud de onda del espectro visible. En el Apéndice C se compara los valores hallados experimentalmente con los reportados por otros autores, usando un campo magnético continuo en vez de uno pulsado. 6 , 7 , 8 , 9

2) Calidad óptica

La calidad óptica fue variable de una muestra a la otra y aún para la mejor de ellas las pérdidas por "scattering" fueron del orden del 13 %, para una longitud de la muestra de 5 cm. Similarmente el efecto en la aislación obtenible cuando el cristal es insertado entre los polarizadores cruzados varía grandemente. En el peor de los casos fue hallado que la aislación decayó a solo -23 db, mientras que en el mejor caso la aislación fue tan alta como - 33 db. Por lo tanto en orden de legrar el óptimo funcionamiento del

aislador es necesario ser muy cuidadoso con la calidad óptica de la muestra elegida.

3) Umbral de daño por láseres de alta potencia

El umbral de daño del ClNa por láseres de alta potencia de rubí fue reportado como 2 Gw/cm². Sin embargo este valor parece ser muy dudoso debido al hecho que fue obtenido usando en el experimento un láser multimodo y a la forma incierta en que la densidad de potencia fue calculada. Por lo tanto el valor real puede llegar a ser varias veces mayor que el reportado.

4) Carácter higroscópico del ClNa

La principal desventaja del ClNa es que es muy higroscópico; cuando un cristal de este material es expuesto a la humedad atmosférica sus superficies comienzan a deteriorarse debido a la absorción de agua y la transmisión del cristal disminuye consecuentemente. De un valor inicial de la transmisión de cerca de 0,87 puede reducirse a 0,70 6 0,60 en solo unas pocas horas. Por lo tanto es muy importante trabajar con el cristal dentro de una atmósfera seca de nitrógeno o al menos mantener la humedad ambiente en el laboratorio en un nivel bajo.

CAPITULO III

OPERACION DE UN LASER DE RUBI UNIMODO

A. Introducción

La operación del láser en un solo modo longitudinal y transversal produce un haz de salida cuya forma temporal y cuyo perfil espacial se asemejan a los de una gausiana. Este necno nos permite calcular la potencia pico y la densidad de ésta, para cada disparo del láser. En la Figura 7 se muestra un diagrama esquemático del dispositivo experimental del láser y cada uno de los componentes mecánicos, así como los ópticos, del oscilador láser son descriptos en la próxima sección, donde también se discuten sus propiedades más relevantes.

La descripción del sistema láser es complementada en la Sección C con la de su sistema de detección, el cual mide la energía total y la potencia para cada uno de los pulsos. Esto se nace necesario por las fluctuaciones que existen en la emisión del láser. También este sistema de detección nos permite medir la intensidad del láser después de naber pasado a través de una muestra, o asimismo nos permite determinar la intensidad del láser en diferentes puntos de

Figura 7. Diagrama esquemático del aparato de láser. (1)

Reflector dieléctrico (99 de reflectividad).

(2) Espaciador de acero inoxidable. (3) Solución de criptocianina en metanol. (4) Ventana de vidrio. (5) Cavidad de la lámpara de destello. (6) Lámpara de destello. (7) Tubo de vidrio que sujeta el rubí. (8) Barra de rubí. (9)

Juntura de la termocupla. (10) abertura. (11)

"Etalon" de vidrio. (12) Divisor de haz. (13)

Fotomultiplicador RCA 7102. (14) Osciloscopio.

(15) Línea óptica de retardo. (16) Fotodiodo biplanar ITT F4000. (17) Osciloscopio Tektronix
519. (18) Muestra.

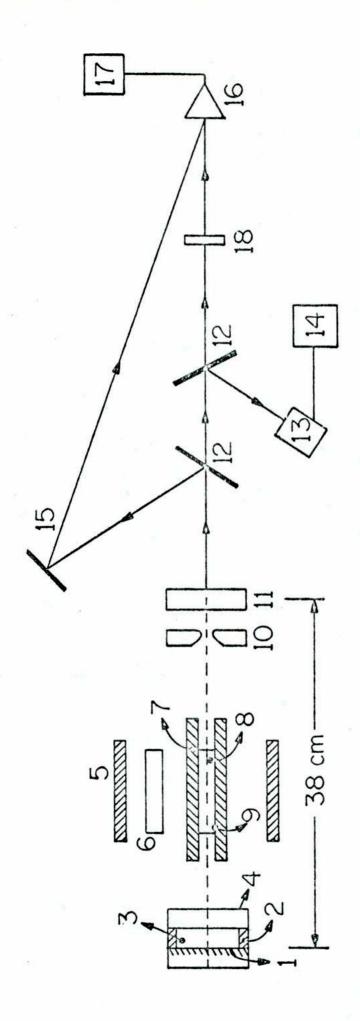


Figura 7

la sección transversal del haz, mediante el uso de un "pinhole".

En la Sección D se tratará de la eperación unimodo del láser y como ésta puede ser lograda. También se dará una descripción detallada de todas las etapas necesarias para obtener el grado de alineado requerido para tal operación del láser. Este alineado es muy crítico, debiendo tomarse una serie de precauciones para hacerlo estable; ésto será discutido en la misma Sección D.

El procedimiento experimental para la medición del perfil espacial del haz, a cualquier deseada distancia desde la abertura del oscilador láser, es explicado en la Sección E. A través del uso de gausianas equivalentes en reemplazo de los perfiles actuales y usando la ecuación de propagación de un haz gausiano es posible calcular la divergencia del haz obtenido. Esta aproximación es nuevamente aplicada en la Sección F para determinar el pico de energía y el pico de la densidad de potencia del láser.

B. Componentes del láser

Describamos brevemente cada componente del láser, tanto en su aspecto físico como en el aspecto operativo.

1) Banco óptico

El dispositivo láser fue montado sobre un banco

óptico triangular marca Ealing, de dos metros de longitud con el objeto de trabajar con la muestra ubicada en el "far-field" de la radiación láser. Este banco óptico fue montado sobre un riel de hierro, el cual a su vez reposaba sobre una mesa aislada mecánicamente. Entre el riel de hierro y dicha mesa fue insertada una gruesa capa de espuma de nilon para mejorar la aislación. Esta aislación mecánica de los componentes ópticos del láser de las vibraciones externas es necesaria para no perturbar el crítico alineado del láser.

2) Espejo de salida

Fig. usado como reflector de salida una ventana de vidrio de borosilicato de Perkin-Elmer (vidrio EK-7), de aproximadamente 3/8" de longitud y l" de diámetro, con sus caras pulidas planas a λ/20 y con un paralelismo entre ellas de l segundo de arco. Tal grado de pulido es requerido para no distorsionar la distribución de la fase sobre la sección transversal del haz, mientras que el paralelismo es para asegurar que se produzca la reflectividad resonante. Con un valor del índice de refracción para el vidrio de 1,513 se obtiene una reflectividad resonante teórica para este "etalon" de 15,4 \$. Este "etalon" frontal fue montado en un aparato de orientación angular Lansing, provisto con termillos micrométricos diferenciales, lo cual permite la rotación del re-

flector, con el propósito de alinear, en forma independiente alrededor de dos ejes ortogonales tomados en un plano
perpendicular a la dirección de propagación del haz de láser,
siendo la resolución lograda del orden de 1 ó 2 segundos de
arco.

3) Abertura

Al comienzo fue usado una pequeña abertura de bronce. es decir un pequeño orificio de 1,1 mm de diámetro practicado en una fina lámina de bronce; pero, debido a que la luz de láser chocando el borde de la abertura podía ser por reflexión introducida nuevamente en la cavidad en todas las direcciones produciendo por lo tanto una indeseada emisión fluorescente. esta abertura de bronce fue reemplazada por otra del tipo " Carbide Wire Dye", la cual es además muy resistente a la radiación láser de muy alta potencia. Su lado dirigido hacia el rubí es pulido y rebajado en forma cónica con el fin de reflejar a grandes ángulos la luz de láser que toca su borde, mientras que su lado opuesto, dirigido hacia el "etalon" (Figura 7), es solo esmerilado. El diámetro mínimo de la abertúra, el cual es solo alcanzado en un plano, es de 0,99 mm. La abertura fue montada sobre un transladador x-y para poder centrarla con respecto del eje de la barra de rubí.

4) Reflector trasero

El reflector trasero es una ventana óptica cubierta por uno de sus lados con varias capas dieléctricas hasta lograr una reflectividad mayor que 99% para la longitud de onda de 6943 Å. El espejo dieléctrico fue necho por Perkin Elmer y su umbral de daño es mayor que 300 Mw/cm².

5) Celda para el "Q-switching" pasivo

La celda para el "Q-switching" pasivo fue formada entre el espejo trasero y una ventana óptica de vidrio, separados por un espaciador, el cual consiste en un anillo de acero inoxidable con sendos "O-rings" en sus caras finales para evitar la pérdida de líquido. La celda fue necha de solamente 0,95 cm de longitud para disminuir las pérdidas de luz debido a procesos de "scattering" estimulados.

La solución saturable fue de criptocianina en metanol y la transmisión de la celda para la luz de 6943 Å, para
señales de baja intensidad, fue variada de acuerdo al ancho
del pulso del láser que se deseaba. Un valor típico es de
aproximadamente un 35% de transmisión para un pulso de 10
nseg. de duración. La luz ultravioleta proveniente de la descarga de la lámpara de destello causa una lenta degradación
de la solución saturable, lo cual produce un ensanchamiento
del pulso y por lo tanto una disminución de la potencia de
salida. Debido a ello la solución en la celda fue cambiada

cada 100 ó 200 disparos del láser. Una solución de criptocianina en acetonitrilo fue también probada, sin que fuera
observada ninguna diferencia ni en las características del
láser, tales como: potencia pico, energía y ancho del pulso,
ni en la velocidad de degradación de la solución.

6) El monocristal de rubí

La barra de rubí, crecida por la Unión Carbide Corporation, es de 3" de longitud y de 1/4" de diámetro, y ambas superficies han sido cubiertas con una capa de $\lambda/4$ de F_2 Mg con el fin de reducir las pérdidas por reflexión, esta operación fue hecha por la compañía Herron Optics. La superficie lateral de la barra fue esmerilada para lograr un más uniforme bombeo óptico dentro de ella.

Puesto que la barra fue cortada con su eje a 60° con respecto al eje-c del monocristal de rubí, la radiación emitida por el láser es polarizada. El rubí es mantenido fijo dentro de un tubo de precisión de vidrio pyrex, cuyo diámetro interior es de 0,2509 ± 0,0002", el cual lo ajusta perfectamente. El tubo de vidrio fue a su vez fijado a un montaje con orientación angular y ajustado al banco óptico.

7) La lámpara de destello y su cavidad

fue usada una lámpara de destello ("flash-lamp")

del tipo lineal de Xe, E.G. & G. FX-45C-6, con una longitud

del arco de descarga de 6" y una energía de alimentación máxima de 2.000 julios por cada disparo, para una duración del pulso de aproximadamente l milisegundo. Se halla montada dentro de una cavidad de sección elíptica con el rubí en una de sus líneas focales y la lámpara en la otra, con una separación entre centros de l". La pared interior de la cavidad fue pulida para incrementar la eficiencia del bombeo.

El soporte del rubí no se halla en contacto mecánico com la cavidad para evitar la transferencia de vibraciones al sistema óptico durante la descarga de la lámpara. Por la misma razón la cavidad se halla aislada del banco óptico.

8) Sistema de refrigerado

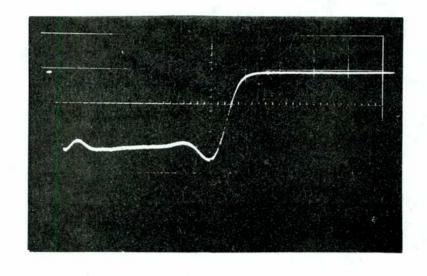
La cavidad conteniendo la lámpara es refrigerada por medio de un flujo de gas nitrógeno frío, proveniente de la ebullición de nitrógeno líquido en un dewar. Dos entradas para el gas fueron instaladas en la cavidad para lograr un enfriamiento más uniforme. La temperatura de la barra de rubí es controlada por medio de una termocupla de Chromel-Alumel, la cual fue fijada al tubo de vidrio que soporta el rubí. La temperatura de referencia para una de las junturas de la termocupla es provista por un aparato conocido como: "Thermocuple Cold Junction Compensator", el cual es fabricado por Omega Engineering Inc.

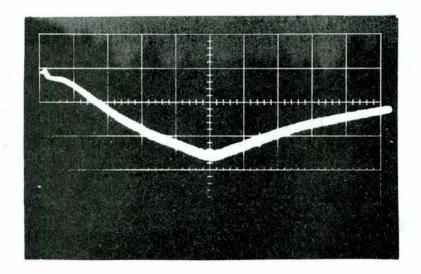
El enfriamiento del laser es necesario para diaminuir el umbral de energía requerido para su disparo. La temperatura a la cual se trabaja es mantenida entre siete y ocho
grados centígrados, puesto que temperaturas inferiores a ésta
producen que la humedad atmosférica se condense en las caras
del rubí, causando un incremento en el umbral del láser y eventualmente podría dejar de funcionar. El láser es disparado
una vez cada tres minutos para permitir el enfriamiento y posterior estabilización de la temperatura del rubí entre un disparo y el siguiente.

9) Fuente de alto voltaje para la lámpara

Discissis capacitores conectados en paralelo entre sí, de 25 microfaradios cada uno y cargados hasta 3.100 ó 3.300 voltios (de acuerdo a las condiciones de operación del láser) proveen la energía requerida para el funcionamiento de la lámpara. Al pulso de descarga se le dió una forma de onda aproximadamente cuadrada mediante el uso de un circuito formador de pulso, que consistió en nuestro caso en la inserción de una bobina en serie cada dos capacitores. Un pulso de corriente de este tipo alarga la vida media de la lámpara, al mismo tiempo que mejora la eficiencia del bombeo. La duración total del pulso es de aproximadamente un milisegundo y uno de tales pulsos es mostrado en la Pigura 8.

Pigura 8. Oscilogramas del pulso de luz emitido por la lámpara de destello, para 3,200 voltios de la fuente de tensión (fotografía superior) y la correspondiente fluorescencia del rubí (fotografía inferior). La escala horizontal para ambos oscilogramas es de 0,2 mseg/cm.





C. Sistema de detección del láser

La energía (integración temporal del pulso) y la potencia (dependencia temporal del pulso) del láser es controlada para cada disparo antes y después de atravesar la muestra.

Todas estas mediciones son efectuadas sobre el pulso integrado en el espacio. La discusión del perfil espacial del láser
será el tema de la próxima sección.

1) Detección de la energía

Un divisor de haz, constituido por una placa de vidrio, envía un 8 % de la intensidad del láser a un tubo foto multiplicador (FM) RCA 7102, en el cual los dinodos fueron cortocircuitados para que trabajase como fotodiodo, mejorando de este modo la linealidad del detector. Para obtener una señal que sea proporcional a la energía del laser fue agregado un circuito integrador RC, con una constante de tiempo del orden de los 200 ó 300 microsegundos. Finalmente, la señal electrónica proveniente de este detector es registrada por un osciloscopio Tektronix 555. Puesto que el disparo de la lámpara se halla sincronizado con el comienzo del barrido en el osciloscopio, el tiempo exacto al cual el láser dispara puede ser determinado y por lo tanto controlado.

Un difusor fue insertado delante del tubo FM para que la sensibilidad de detección sea independiente del ángulo

con el cual el láser arriva al detector. Entre el difusor y el tubo FM son colocados filtros de densidad neutra, para que el detector opere en su región de linealidad.

2) Detección de la potencia

La potencia del láser, o equivalentemente su dependencia temporal, antes y después de la muestra, es controlada por medio de un fotodiodo (FD) biplanar ITT F4000, con un fotocátodo del tipo S-1. Esta configuración biplanar hace que el FD sea muy rápido, con un "risetime" de 0,5 nseg. para un voltaje de placa de 2.000 voltios. Debido a la alta frecuencia del pulso de láser, la señal proveniente del FD es enviada a un osciloscopio Tektronix 519 (que posee un "rise-time" de 0,3 nseg.) a través de un cable con una impedancia de 50 ohmios. Como consecuencia de la rápida respuesta de este sistema de detección es posible determinar la exacta dependencia temporal del pulso. Por las mismas razones, ya expuestas en el caso de la detección de la energía, es necesario colocar un difusor delante del fotodiodo.

3) Linea Optica de retardo

Una segunda placa de vidrio, localizada delante de la muestra, extrae otro cuatro por ciento de la intensidad del láser y lo dirige hacia una línea óptica de retardo, en la cual el haz es sucesivamente reflejado en cinco espejos a

grandes distancias uno del otro y finalmente el haz es dirigide al mismo fotodiodo biplanar que se utiliza para medir la
potencia del pulso transmitido. El retardo entre el pulso enviado a través de la línea de retardo y el directo es de 31,1
nseg., lo que permite registrar ambos pulsos en el mismo
osciloscopio uno detrás del otro durante la duración del bar
rrido, sin que haya una significativa sobreposición de ambos.

Los espejos de la línea de retardo están montados sebre el mismo riel de hierro que soporta el banco óptico, lo
cual se hace para prevenir que cambios en las posiciones relativas del sistema óptico con respecto de la línea de retardo
puedan desviar al haz de su camino en la línea óptica. La
intensidad del laser es atenuada convenientemente a la salida
de la línea de retardo mediante el uso de filtros de densidad
neutra. La existencia de este pulso de referencia retardado
se debe al hecho que el ancho del pulso varía de un disparo
al otro, haciéndose por lo tanto necesario contar con un pulso de referencia para poder normalizar los pulsos transmitidos.

D. Operación unimodo del láser

1) Cavidad óptica del láser

La distancia óptica entre el espejo trasero (altamente reflector) y el "etalon" frontal es de 45 cm, teniendo en cuenta los índices de refracción del rubí, de la ventana de la celda para el "Q-switching" y del metanol. El "etalon" es supuesto a contribuir a la longitud de la cavidad con la mitad de su espesor debido a la igual reflexión en sus dos caras. El número de Fresnel de la cavidad es definido como:

$$N = a^2 / 2\lambda \ell \tag{3.1}$$

donde a es el radio de la abertura ubicada dentro de la cavidad y muy próxima al "etalon", λ es la longitud de onda del láser, en el vacío y ℓ es la longitud óptica de la cavidad.

Para esta particular configuración se obtiene que N = 0,40

versal: el fundamental TEM . La operación de esta configuración láser fue primero descripta, desde un punto de vista teórico y experimental, por G.L. McAllister en su tesis doctoral 11. Describamos brevemente como esta selección de modos es lograda.

La cavidad óptica solo puede sostener modos longitudinales con una separación, en número de ondas ("free spectral range"), dada por la relación:

$$\Delta y = 1/2\ell \quad \text{cm}^{-1} \tag{3.2}$$

Para esta particular configuración se tiene que $\Delta \nu = 0.011$ cm⁻¹. Esta estructura de modos se superpone al perfil de la ganancia que es de forma lorentziana. Por otra parte la reflectividad resonante del "etalon" frontal con un espaciado

entre máximos de 0,5 cm⁻¹ modula la estructura de modos de la cavidad, y consecuentemente reduce el número de modos longitudinales que tienen el máximo de ganancia. La absorción no lineal de la criptocianina, es decir : mayor absorción para los modos más débiles y viceversa, junto con el hecho que el láser es disparado solo ligeramente por encima de su umbral determinan que solamente un modo longitudinal pueda ser emitido. La selección de los modos transversales es llevada a cabo por la abertura introducida en la cavidad, la cual aumenta las perdidas por difracción para los modos no axiales ("offaxis"). Para un número de Fresnel de 0,4 el perfil espacial del haz del láser asemeja a una curva gausiana, en su campo lejano ("far-field"), es decir a una distancia de la abertura mayor que una distancia de Raleigh. la cual es definida como:

$$d_{Ral.} = 2 a^2/\lambda \tag{3.3}$$

Para nuestra particular configuración láser esta distancia es igual a 71 cm

2) Medición de la fluorescencia del rubí

Pue realizada una medición de la forma del pulso de la emisión fluorescente del rubí, cuando éste es excitado por el bombeo de la lámpara de destello. El motivo de esta medición es determinar el tiempo al cual la inversión de población alcanza su valor máximo, y por lo tanto también la

energía emitida es máxima. La emisión fluorescente fue detectada mediante el uso de un tubo fotomultiplicador, con un filtre óptico de banda angosta enfrente de él (para 6943 Å), siendo el pulso registrado en un osciloscopio Tektronix 555. El láser fue disparado justamente por debajo del umbral.

La Figura 8 nos muestra el oscilagrama de uno de tales pulsos, así como igualmente un oscilograma correspondiente al pulso de luz emitido por la lámpara de destello. Este
último fue detectado mediante el mismo detector que para el
mencionado en primer lugar, pero suprimiendo el filtro de
banda angosta. Puede observarse que la fluorescencia alcanza
su valor máximo para un tiempo del orden de l milisegundo.

3) Alineado del láser

Para que el láser opere en un solo modo longitudinal y transversal el alineado de la cavidad óptica es muy crítico. El simple alineado óptico no es suficiente para asegurar una estricta operación unimodo del láser. Describiremos ahora, etapa por etapa, el procedimiento para el alineado que debe ser seguido.

i) Alineado óptico

La primera etapa es alinear el reflector trasero con la ventana de la celda con criptocianina, esto es logrado ajustando alternadamente los tres tormillos que soportan la ventana y se lo controla observando los anillos de interferencia formados cuando un haz de láser de He-Ne, previamente expandido por un difusor, es enviado a través de la celda. Este paralelismo de la celda es necesario para disminuir las pérdidas ópticas en la cavidad. Además, una cuña en la celda con líquido hace que el camino óptico sea más corto para algunas partes de la sección transversal del haz que para otras y por lo tanto se produce una distorsión del frente de onda del haz que se propaga dentro de la cavidad y altera la operación unimodo del láser.

Un haz de láser de baja potencia de He-Ne es enviado paralelo al banco óptico, dando una línea de referencia para el alineado de la óptica del sistema del láser. La celda para el "Q-switching", el "etalon" frontal y el rubí son luego orientados perpendicularmente a esta línea de referencia mediante el uso de un autocolimador, el cual controla la exacta superposición de las imágenes provenientes de la reflexión del haz en cada uno de los componentes ópticos del láser.

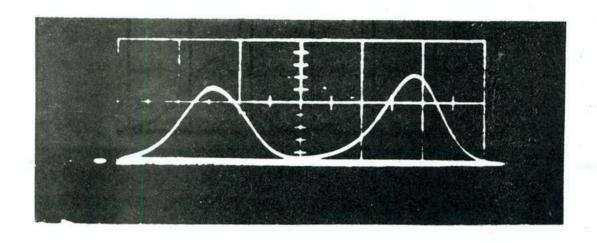
ii) Alineado dinámico

El alineado óptico anteriormente descripto es suficiente únicamente para asegurar que el láser es emitido, pero no que sea unimodo. En las siguientes etapas del alineado el reflector trasero es siempre mantenido fijo, rotándose el "etalon" frontal solamente. Un mejoramiento del alineado es logrado rotando el "etalon" frontal, nasta observar visualmente que la marca de la quemadura causada por el láser a una película velada Polaroid es de sección circular.

La etapa siguiente es la de analizar los perfiles temporales en diferentes partes de la sección transversal del haz, por medio del uso de un "pinhole" (que consiste en un disco muy delgado de oro, en cuyo centro se na practicado un orificio muy pequeño, que se encuentra apretado entre dos fincs discos de zafiro transparente), siendo el diámetro de este "pinhole" mucho menor que el del haz. La parte de la intensidad del láser que es transmitida por el "pinhole" es detectada por un fotodiodo ciplanar ITT F4000 (Sección C-2 del Capítulo III). Estos perfiles son normalizados, para cada disparo, usando el pulso integrado en el espacio, el cual es obtenido a partir de la porción del naz del láser que se envía a través de la iínea óptica de retardo.

trados en la Figura 9, es el transmitido por el "pinhole", mientras que el segundo es el retardado. La distancia, medida en los oscilogramas, entre los picos de ambos pulsos y la razón entre sus correspondientes FWHM (Ancho total a un medio del máximo, "Full Width at one malf of the Maximum") para

Figura 9. Oscilogramas temporales del pulso de láser para dos puntos de la sección transversal del naz. El primer pulso, en cada uno de los dos oscilogramas, es el transmitido por un "pinhole" (100 micrones de diámetro), mientras que el segundo pulso es el transmitido a través de la línea óptica de retardo. Oscilograma superior: el "pinnole" se na localizado a lo largo de uno de los dos ejes, en el punto-l/e. Oscilograma inferior: el "pinnole" se nalla en el centro del haz. La escala norizontal para ambos oscilogramas es de 10 nseg./cm.



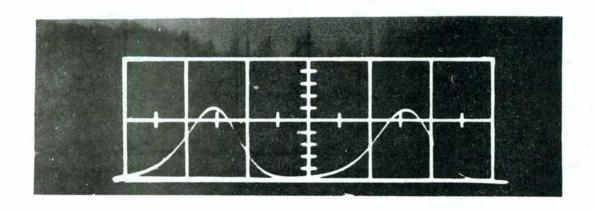


Figura 9

diferentes posiciones del "pinhole" a través del haz dan respectivamente los tiempos relativos a los cuales tiene lugar el máximo y los relativos FWHM del pulso, para cada parte del haz. Cuando este método se aplica al haz de láser, después de la última etapa del alineado que fuera mencionada, se observa que diferentes partes del mismo no alcanzan su máximo simultáneamente y que el ancho del pulso difiere de un punto al otro del haz. A veces los pulsos se hallan tan distorsionados que presentan dos picos en su perfil temporal. El desalineado de la cavidad produce una formación no uniforme del haz, con algunas partes del mismo creciendo y decayendo más rápido que las otras.

Un mayor grado de alineado es logrado rotando el "etalon" frontal y contrelando por medio del "pinhole" la evolución temporal del pulso en cuatro puntos seleccionados de la
sección transversal del haz, localizados simétricamente con
respecto del centro del mismo, a lo largo de dos ejes ortogonales y a una distancia a la cual la intensidad del láser ha
decaído aproximadamente a l/e de su valor pico. El "etalon"
se rota hasta que la distancia entre los picos y los anchos
relativos de los pulsos para estos cuatro puntos se hacen respectivamente tan cercanos como sea posible los unos de los
otros

cuando se ha logrado el alineado la intensidad pico ocurre a un tiempo creciente desde el centro hasta el borde del haz, mientras que el ancno del pulso es mayor en el extremo que en el centro. Debido a la dependencia con la intensidad del efecto de saturación de la criptocianina el pulso en el borde del haz para antes de crecer, alcanzando por lo tanto antes su valor pico, y dura más tiempo que en el centre. Sin embargo en todo momento se conserva la simetría axial, característica del modo fundamental. Podemos mencionar, como ejemplo típico, que en el punto-l/e el máximo de intensidad ocurre aproximadamente l nseg. después y el pulso es del orden del 5% más largo temporalmente, que en el centro.

Una mayor evidencia que este procedimiento asegura la operación unimodo del láser es dada en la siguiente sección, en la cual es discutida la dependencia espacial del haz. En la Figura 9 son mostrados dos oscilogramas del pulso transmitido a través del "pinhole" para dos posiciones del mismo sobre la sección transversal del haz, las cuales son: el "punto-l/e" para el oscilograma superior y el centro del haz para el inferior. El segundo pulso en ambos oscilogramas corresponde al de referencia. Se observa que en el "punto-l/e" el pulso es más ancho y que alcanza su valor pico ligeramente antes que en el centro del naz.

otro importante factor en el alineado dinámico es el exacto centrado de la abertura con respecto del eje de la barra de rubí, pues si ésta se halla en una posición fuera de eje entonces diferentes partes de la sección transversal del haz crecen y decaen a diferentes velocidades, debido a una distribución de la ganancia del rubí sobre el área correspondiente a la abertura que ya no es más radialmente simétrica. Estos hallazgos han sido confirmados por B.E. Newnam en su tesis doctoral.

También de acuerdo a este mismo autor 13, el cociente te 7/N debe ser igual o mayor que 25 nseg. para esta configuración del oscilador láser, siendo 7 el FWHM del pulso (en nseg.) y N es el número de Fremnel de la cavidad óptica. Para N=0,4 esto significa que 7 debe ser igual o mayor que 10 nseg. A medida que se baja de este límite el alineado se hace sensible en forma creciente a muy ligeros movimientos en la orientación del "etalon" frontal y por lo tanto se hace muy inestable. Este criterio fue seguido siempre que fuera compatible con otros requerimientos experimentales. El alineado es sensible a rotaciones del "etalon frontal" tan pequeñas como 1 ó 2 segundos de arco, aún trabajando con valores del cociente 7/N mayores que 25 nseg.

E. Medición de la divergencia del haz de láser

1) Procedimiento experimental

El perfil espacial del haz es controlado haciendo un barrido con un "pinhole" a lo largo de dos ejes ortogonales de la sección transversal del haz, uno de ellos es eligido coincidiendo con la dirección de la vertical (que llamaremos eje-y) y el otro, por lo tanto, debe hallarse en el plano horizontal (eje x). Las medidas son tomadas en el pico espacial o centro del haz y en varios puntos a lo largo de cada eje, seis o siete a cada lado del centro. Luego los valores máximos de la intensidad del láser transmitida por el "pinhole" para cada posición de éste (medidos en los oscilogramas de los pulsos temporales y normalizados usando los correspondientes pulsos de referencia) son dibujados en función de la distancia desde el centro y en forma separada para cada uno de los dos ejes en cuestión.

La Figura 10 nos muestra un típico perfil espacial, que corresponde al tiempo al cual el pulso tiene su máximo, tomado a 130 cm desde la abertura del oscilador y a lo largo del eje y, con un"pinhole" de 100 micrones (0,004") de diámetro. La línea sólida en la misma figura representa la forma gausiana que mejor ajusta los datos experimentales, hallada por el método de los cuadrados mínimos. Nótese el excelente acuerdo con una forma gausiana del perfil actual del láser,

Figura 10. Perfil espacial del haz de láser a lo largo del eje y , medido a 130 cm de la abertura de la cavidad, usando un "pinhole" de 100 micrones. La curva de trazo continuo representa la gausiana equivalente hallada por el método de los cuadrados mínimos.

INTENSIDAD RELATIVA DEL LASER

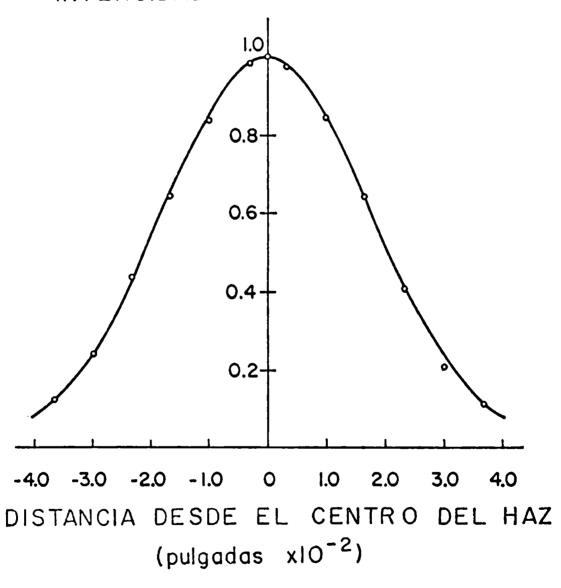


Figura 10

aún para distancias mayeres que la correspondiente al "puntel/e" (punto en el cual la intensidad ha decaído a l/e de su valor máximo).

2) Cálculo del tamaño del has

Dos barridos del haz fueron hechos, uno a le largo de cada eje, a seis diferentes distancias desde, la abertura del oscilador láser, siendo respectivamente: 75, 100, 130,155, 185 y 215 cm., usando pinholes con diámetros crecientes desde 100 a 190 micrones, con el fin de contrarrestar la disminución en la intensidad del láser causada por el ensanchamiento del haz a medida que se propaga.

Para cada perfil medido una forma gausiana equivalente fue calculada, mediante el método de los cuadrados mínimos.

$$I = I_0 e^{-2(x^2/w_x^2)}$$
 (3. 4)

La cantidad I es la intensidad del láser a lo largo del eje-x e I_o es la intensidad en el centro del haz. La constante w_x representa la distancia, medida desde el centro, a la cual
la intensidad del láser decae a $1/e^2$ de su valor pico. Hay
otra expresión similar para el eje-y, con w_y en lugar de w_x .

Para un has de sección circular $w_x = w_y = w$, y w es llamado "el radio del has a $1/e^2$ " (o en forma abreviada "radio del haz", de ahora en adelante). El cociente (w_y/w_x)

da una medida de la elipticidad del haz. En la Tabla 4 se da los valores de w, w, (w, w,):y = \vec{w}_x. w, de las gausianas equivalentes, para cada perfil medido. Aunque el cociente (w, /w,) es menor que la unidad en todos los casos investigados no parece haber ninguna dependencia real con la distancia desde la abertura, siendo posiblemente las fluctuaciones debidas en parte al hecho que los perfiles fueron medidos en diferentes ocasiones y por lo tanto con diferentes grados de alineado del láser. Debido a la dudosa existencia de la excentricidad de nuestro haz de láser se supondrá en lo sucesivo que el haz es de sección circular y se tomara w come el radio del haz.

ensanchamiento de los perfiles medidos ha sido discutido por J.W. Austin en su tesis doctoral 14 . Si $_{0}$ es el radio del "pinhole" y $_{0}$ es el radio del haz a 1/e ($_{0}$ = $_{0}\sqrt{2}$), él hallé que cuando (r_{0}/a_{0}) = 0,1 la diferencia entre el FWHM medido y el real, está dentro del 1%, y que cuando (r_{0}/a_{0}) = 0,5 el error está dentro del 5%. Puesto que aún en el más desfavorable de los casos este cociente no fue mayor que 0,15 se puede concluir que el error introducido, en la medición del tamaño del haz, no fue mayor del 1,5%.

3) Cálculo de la divergencia del haz

TABLA 4

MEDICION DE LA DIVERGENCIA DEL HAZ DE LASER

w x	mm Y	" y [/] "x	w= √wx·wy
0,54	0,485	0,90	0,51
• • • •	••••	• • • •	0,555
0,635	0,575	0,91	0,605
••••	••••	• • • •	0,66 +
• • • •	• • • •	• • • •	0,71 †
0,81	0,695	0,86	0,75
1,01	0,85	0,84	0,925
1,17	1,11	0,95	1,14
1,34	1,29	0,96	1,315
	0,54 0,63 ₅ 0,81 1,01 1,17	0,54 0,48 ₅ 0,63 ₅ 0,57 ₅ 0,81 0,69 ₅ 1,01 0,85 1,17 1,11	0,54 0,48 ₅ 0,90 0,63 ₅ 0,57 ₅ 0,91 0,81 0,69 ₅ 0,86 1,01 0,85 0,84 1,17 1,11 0,95

^{**} Kl valor de w para estas distancias fue calculado midiendo la intensidad en el centro del haz y usando luego la relación válida para un naz gausiano que dice que la intensidad pico es inversamente proporcional al cuadrado de su correspondiente radio del haz.

Para un haz gausiant, es decir uno para el oual la intensidad en su sección transversal es descripta por una ecuación del tipo:

$$I = I_0 e^{-2 (r^2/w^2)}$$
 (3. 5)

donde I_o es la intensidad pico y w es el radio del haz (distancia a la cual la intensidad decae a I_o/e^2) y, si w_o es el radio del haz en la cintura del haz (en el cual el frente de onda es plano y el radio toma su mínimo valor) y z_o es la distancia entre la cintura del haz y la abertura, entonces el radio del haz en función de la distancia desde la abertura del oscilador láser es dado por la fórmula 15

$$w(z) = w_0 \left[1 + ((z-z_0)/F_f)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$
 (3. 6)

donde $F_{f} = \tilde{n} w_{o}^{2} / \lambda$ y λ es la longitud de onda en el vacío.

Puesto que los perfiles del haz medidos han sido reemplazados por sus formas gausianas equivalentes es posible aplicar la ecuación para la propagación de un haz gausiano, ecuación (3.6), a nuestro láser y calcular, por consiguiente, su radio mínimo equivalente $\mathbf{w}_{_{\mathrm{O}}}$ y la posición de su cintura equivalente $\mathbf{z}_{_{\mathrm{O}}}$. Para hallar los valores de estos dos parámetros: $\mathbf{w}_{_{\mathrm{O}}}$ y $\mathbf{z}_{_{\mathrm{O}}}$, la curva que da los radios de las gausianas equivalentes, en función de la distancia, fue ajustada a la

ecuación (3.6) mediante un método iterativo de cuadrades mínimos, el cual será descripto en el Apéndice D.

Los valores que dieron el mejor ajuste fueron:

$$w_0 = 0.34 \text{ mm}$$
 $z_0 = 21.1 \text{ cm}$ (3.7)

La divergencia angular del haz, que se define como:

$$\theta = \frac{2 \lambda}{\pi w_0}$$
 (3. 8)

toma el valor en este caso particular

$$\theta = 1,3 \times 10^{-3} \text{ radianes} \tag{3.9}$$

Este valor de la divergencia angular es uno asintótico, el cual es teoréticamente alcansado dentro del 2,5% a una distancia, desde la cintura del haz, igual a:

$$D = 5 \, F_f = 5 \, \widetilde{H} \, w_o^2 / \chi = 261 \, cm$$
 (3. 10)

para este láser particular. Un gráfico del radio de la gausiam na equivalente en función de la distancia desde la abertura, es mostrado en la Figura II, al cual se superpone un gráfico de la ecuación (3.6), usando los valores de w y z dados por la ecuación (3.7).

F. Medición de la energía y de la potencia del láser

L) Medición de la energía

El sistema usado para controlar la energía de cada disparo del láser fue descripto en la Sección C-1 de este

Pigura 11. Divergencia del haz de láser a radio del haz a 1/e en función de la distancia; desde la abertura del oscilador láser.

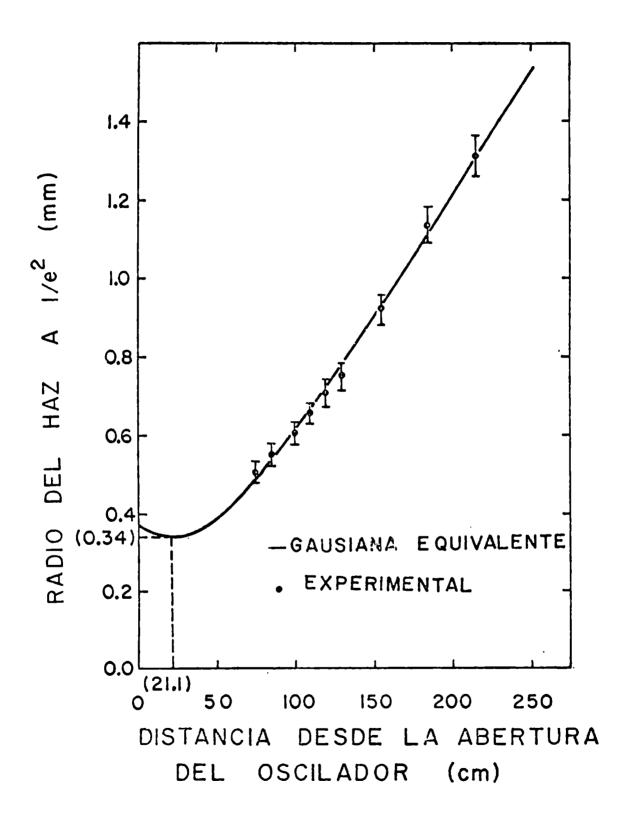


Figura 11

mismo capítulo, pero para conocer el valor absoluto de la emergía es necesario calibrar el sistema de detección usando un medidor de energía de calibración conocida. Con tal fin fue empleada una termopila balística TRG 102; teniendo el cuidado de ubicar la abertura de entrada de la termopila perpendicular al haz de láser y además centrada con respecto al mismo, pues de otra manera parte del haz escaparía del detector sin que fuera absorbido por el cono de entrada de la termopila, dando por lo tanto una lectura de la energía inferior a la real.

Atenuando el haz con una serie de celdas de Cl₂Cu, con diferentes transmisiones, fue realizada una curva de calibración, la cual da la altura medida en los oscilogramas de la señal proveniente del fotodetector de energía (fotomultiplicador RCA 7102 y circuito asociado) versus lectura en la termopila. Dentro de los errores experimentales se halló que la curva de calibración era bien ajustada por una línea recta. Puesto que la energía emitida por el láser, el cual opera con una abertura de 1 mm de diámetro, no es mayor de 4 ó 5 milijulios mientras que el ruido en la termopila es del orden de los 0,5 milijulios, fue necesario reemplazar dicha abertura por otra mayor, de 2,0 mm de diámetro, con el fin de mejorar la precisión de la medición de la energía.

2) Cálculo de la potencia pico

Para un pulso con una dependencia temporal de forma gausiana, su potencia en función del tiempo, para el pulso integrado en el espacio, está dada por la fórmula:

$$P(t) = P_0 \exp(-4 \ln 2 (t-t_0)^2 / \tau^2)$$
 (3. 11)

donde Po es la potencia pico, la cual ocurre al tiempo to y T es el correspondiente ancho del pulso (FWHM). Por otra parte la energía del pulso se relaciona con la potencia pico por medio de la fórmula:

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} P(t) dt = P_0 \tau / 0,936$$
 (3. 12)

Entonces, con T determinado a partir de les oscilogramas de los pulsos temporales (Sección B-2, Capítulo III), la energía medida por el fotodetector y el uso de la última relación, se puede calcular la potencia pico para cada disparo del láser. La máxima potencia pico que es emitida por este oscilador láser, es de aproximadamente 0,5 Mw para una duración del pulso de 10 nseg.

3) Cálculo de la densidad de energía y de la de potencia

Si la sección transversal del has es elíptica, la intensidad del láser (la cual es proporcional a la densidad

de potencia) en función de la posición en un plano trans versal viene dada por la expresión:

$$I(x,y)=I_0 \exp(-2(x/w_x)^2 - 2(y/w_y)^2)$$
 (3. 13)

donde I es la intensidad en el centro del haz y, w_x y w_y son los semiejes del haz a lo largo respectivamente de los ejes x e y . Hay una ecuación similar a la (3. 13) pero donde P y P_0 son reemplazados respectivamente por \mathcal{E} (densidad de energía) y \mathcal{E}_0 (densidad de energía pico).

Si la intensidad es evaluada en el máximo temporal del pulso y si integramos la ecuación (3. 13) sobre toda la sección transversal del haz, obtenemos la relación:

$$P_{o} = \int I(x,y) dx dy = \tilde{i} w_{x} \cdot w_{y} (I_{o}/2) = \tilde{i} \tilde{w}^{2}(I_{o}/2)$$
(3. 14)

donde \overline{w} es el promedio geométrico de w_X y w_y . Si el haz es circular se tiene que $w_X = \overline{w} = w$, y la misma relación es válida. Hay una ecuación similar para la energía:

$$\mathbf{E} = \widetilde{\mathbf{I}} \mathbf{w}^2 \quad (\mathbf{\mathcal{E}}_0/2) \tag{3. 15}$$

Puesto que E, P_o y w han sido previamente determinados (Secciones F-1, F-2 y E-3, respectivamente), es posible calcular I_o y \mathcal{E}_{o} , a partir respectivamente de las Ecuaciones (3. 14) y (3. 15). Los valores hallados para este

oscilador láser en particular, para un pulso con un FWHM de 10 nseg. y a 100 cm de la abertura, son aproximadamente:

$$I_o = 90 \text{ Mw/cm}^2 \qquad \qquad \mathcal{E}_o = 90 \text{ julios/cm}^2$$

G. Truncamiento del haz de láser

La abertura en el oscilador láser nace que el pulso de salida para el modo TEM tenga un perfil que corresponde al de una gausiana truncada. El efecto de difracción introducido por la abertura hace que existan máximos y mínimos de la intensidad del láser en el centro del naz, los cuales se van alternando a lo largo del eje para distancias cortas desde la abertura (campo cercano: es decir a distancias menores que la de Haleign). A grandes distancias (campo lejano) el efecto de difracción causa la aparición de máximos secundarios. En la Figura 12 se muestra un perfil espacial del láser. determinado a lo largo del eje-x mediante el uso de un "pinhole" de 190 micrones de diámetro y a 130 cm de la abertura, y extendido a puntos más allá que el correspondiente a 1/e2; mientras que en la Figura 13 se da un perfil espacial del láser a lo largo del eje-y, determinado en las mismas condiciones que en el caso anterior.

Fuede observarse que a lo largo del eje-x existe un máximo secundario, el cual es bien distinguible, mientras que

Figura 12. Perfil espacial del haz de láser, medido
a lo largo del eje x, a 130 cm de la abertura del oscilador láser y extendido más allá
del punto-l/e. El diámetro del "pinhole" es
de 190 micrones.

Figura 13. Perfil espacial del haz de láser, medido

a lo largo del eje y, a 130 cm de la aber
tura del oscilador láser y extendido más allá

del punto-l/e. El diámetro del "pinnole" es

de 190 micrones.

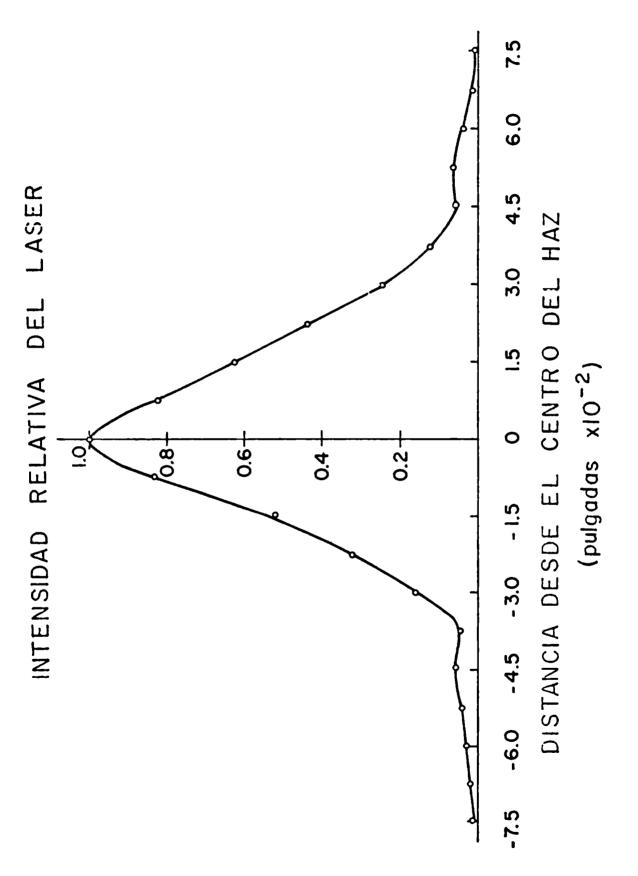


Figura 12

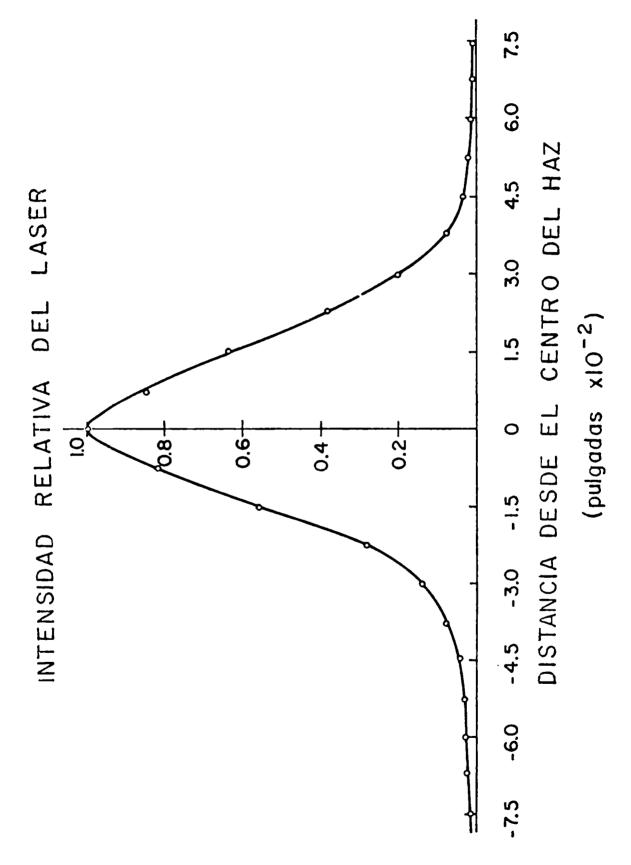


Figura 13

para el eje-y, al ser mucho menor dicho máximo que en el caso anterior queda totalmente enmascarado. Este hecho nos muestra que el truncamiento del haz en la abertura del oscilador no es igual para ambos ejes, esta asimetría está relacionada con la existencia de un eje privilegiado en el bombeo óptico de la barra de rubí del oscilador.

El grado en el cual el naz es truncado, es convencionalmente descripto por medio del parámetro: a/w . donde a es el radio de la abertura y w es el radio del haz (a 1/e2) en la posición de aquella. Un detallado análisis del truncamiento del naz, en un láser de rubí unimodo, na sido hecho por G.L. McAllister, M.M. Mann y L.G. DeShazer 16 y por B.E. Newnam 12. Este último autor calculó que para un oscilador láser, tal como el usado en nuestro caso, el parámetro de truncamiento a/w se nalla entre 0,6 y 0,9. Recordemos que, en el caso en oue la ganancia del medio dentro de la cavidad del láser es igual a la unidad, el parámetro de truncamiento es igual a 0,84 (Fox y Li¹⁷). Cuando la ganancia del medio no es igual a la unidad, como en el caso de un láser de rubí, entonces el parámetro de truncamiento toma un valor que depende de la distribución de la ganancia sobre la seccción transversal del medio y de la magnitud de aquella.

CAPITULO IV

DAÑO DE CAPAS FINAS SUMERGIDAS EN LIQUIDOS

A. Introducción

Hasta el presente se ha dedicado el mayor esfuerzo al estudio del daño de sólidos: superficie y cuerpo, causado por la iluminación de ellos con láseres de alta potencia, y solo se nan intentado unos pocos estudios exhaustivos del dano de capas finas. Entre estos trabajos mencionaremos el de A. F. Turner , quien midió el umbral de daño de capas dieléctricas simples, dobles y múltiples, usando un láser de rubí de alta potencia; pero, debido a la operación multimodal de este láser, los valores por él reportados deben considerarse que dan únicamente las resistencias relativas de daño para cada una de las capas finas que fueron probadas. R. R. Austin y A. H. Guenther 19,20 determinaron la resistencia al daño de una serie de capas antirreflectantes (AR) cuando son iluminadas por un láser de neodimio de alta potencia. También B. E. Newnam y L. G. DeSnazer 21 llevaron a cabo un estudio, muy completo y altamente confiable, del daño causado por un láser en capas finas, las cuales fueron iluminadas por un láser unimodo de rubí. Este estudio

comprendió la medición del umbral de daño para unicapas de varios espesores y materiales, así como el correspondiente a capas antirreflectantes "Vee-coat" y a espejos de multicapas; además varias de las muestras fueron probadas invirtiendo su orientación.

En el presente trabajo se ha intentado un diferente tratamiento del problema del daño en capas finas. D.W. Gregg y S.J. Thomas²² han reportado previamente que, sumergiendo dos espejos dieléctricos de 99 % (de reflectividad), el uno del tipo blando: sulfuro de zinc/oxifluoruro de torio, y el otro siendo del tipo duro: óxido de silicio/óxido de titanio, en nitrobenceno, se incrementaba mucho la resistencia de ellos al daño causado por el láser. Ellos hallaron que para intensidades del láser para las cuales los espejos, en aire, eran dañados en un número de disparos, comprendido entre uno y cinco, no sufrían por lo contrario ningún daño cuando se los sumergía en nitrobenceno, ni aún en cincuenta disparos. En dicho experimento los dos reflectores fueron usados como espejos traseros de la cavidad óptica del láser.

Basándose en estos resultados fue llevado a cabo un estudio sistemático de este fenómeno. En nuestro experimento las muestras fueron colocadas fuera de la cavidad del láser y para obtener la necesaria intensidad del láser, para dafiarlas,

fue enfocado el haz de láser mediante el uso de una lente. Una variedad de capas finas, sumergidas en líquidos con diferentes propiedades físicas, fueron probadas en un intento por lograr un major entendimiento del efecto y por consiguiente, también del mecanismo de daño

El enfocado del haz es tratado en la Sección B, así como también el efecto en la propagación del mismo de la inserción de una placa, planoparalela, en el camino del haz de láser. Las expresiones para el cuadrado del campo eléctrico dentro de las capas finas, simples y múltiples, son derivadas en la Sección C, mientras que en la Sección D se da una lista de todas las muestras que fueron experimentadas, haciéndose también mención de sus características. En la Sección R se describe detalladamente el aparato experimental empleado, incluyendo el sistema de detección del daño, siendo completada la descripción, en la Sección F, con la del procedimiento experimental usado para la determinación del umbral de daño de capas finas sumergidas en líquidos. En la Sección G son explicados los dos criterios que fueron aplicados en la selección de los líquidos ensayados, además en dicha sección se tabulan las más importantes propiedades físicas de aquellos líquidos. Los resultados experimentales son sumariados en la Sección H, remarcando las similitudes observadas en el

comportamiento de las diferentes muestras. En la Sección I se intenta una correlación entre el comportamiento observado de cada muestra con el que se obtendría postulando varios diferentes mecanismos de daño por el láser.

B. Optica de haces gausianos

En esta sección se tratará el enfocado de un haz gausiano y el efecto en su propagación de la inserción en el camino del mismo, de una placa planoparalela. Puesto que nuestro
haz de láser ha sido reemplazado por un haz gausiano equivalente, todos los resultados aquí obtenidos son directamente
aplicables al láser.

1) Enfocado de un haz gausiano

El enfocado de haces de este tipo fue previamente tratado por L. D. Dickson²³, derivando en su artículo una expresion para el radio del haz (a 1/e²) en función de la distancia axial después de una lente. Los parámetros woy go, los cuales caracterizan cualquier haz gausiano, han sido ya definidos, por nosotros, en el Capítulo III. Siguiendo la nomenclatura empleada por Dickson llamaremos de la la distancia comprendida entre la cintura del haz y la posición de la lente (ésta es reemplazada por un simple plano focalizador, también llamado: plano principal secundario) y además, do nos dará la posición del plano en el cual

el radio del haz es calculado, a partir del plano equivalente de la lente. La expresión por él derivada es:

$$w_{2}(d_{2}) = w_{0}d_{2} (d_{1} \rho_{1})^{-\frac{1}{2}} \left[1 + \left(\frac{d_{1} \rho_{1}}{P_{1}} \right)^{2} \left(\frac{1}{d_{2}} - \frac{1}{r} + \frac{1}{\rho_{1}} \right)^{2} \right]^{\frac{1}{2}}$$
(4. 1)

donde: $F_f = \widetilde{N} w_0^2 / \lambda_0$ (λ_0 es la longitud de onda del láser en el vacío), w_2 es el radio del haz que se está tratando de calcular, f es la longitud focal geométrica de la lente, y finalmente

$$\rho_1 = d_1(1+(P_f/d_1)^2)$$
 (4. 2)

es el radio de curvatura del haz en la posición de la lente.

Un análisis de las ecuaciones (4.1) y (4.2) nos muestra que el radio del haz en una cierta posición después de la lente, y para una dada distancia focal de la lente, depende exclusivamente de dos parámetros: la posición de la lente con respecto a la cintura del haz que incide sobre ella (d₁) y el otro es el radio del haz en su cintura (o radio mínimo del haz) que hemos llamado w₀. En el caso particular en el cual d₂ = f, la equación (4.1) se reduce a:

$$w_2(t) = t \lambda \sqrt{\pi} w_0 \tag{4.3}$$

y depende ahora solamente del radio mínimo del haz, siendo totalmente independiente de donde se ubique la lente. Para

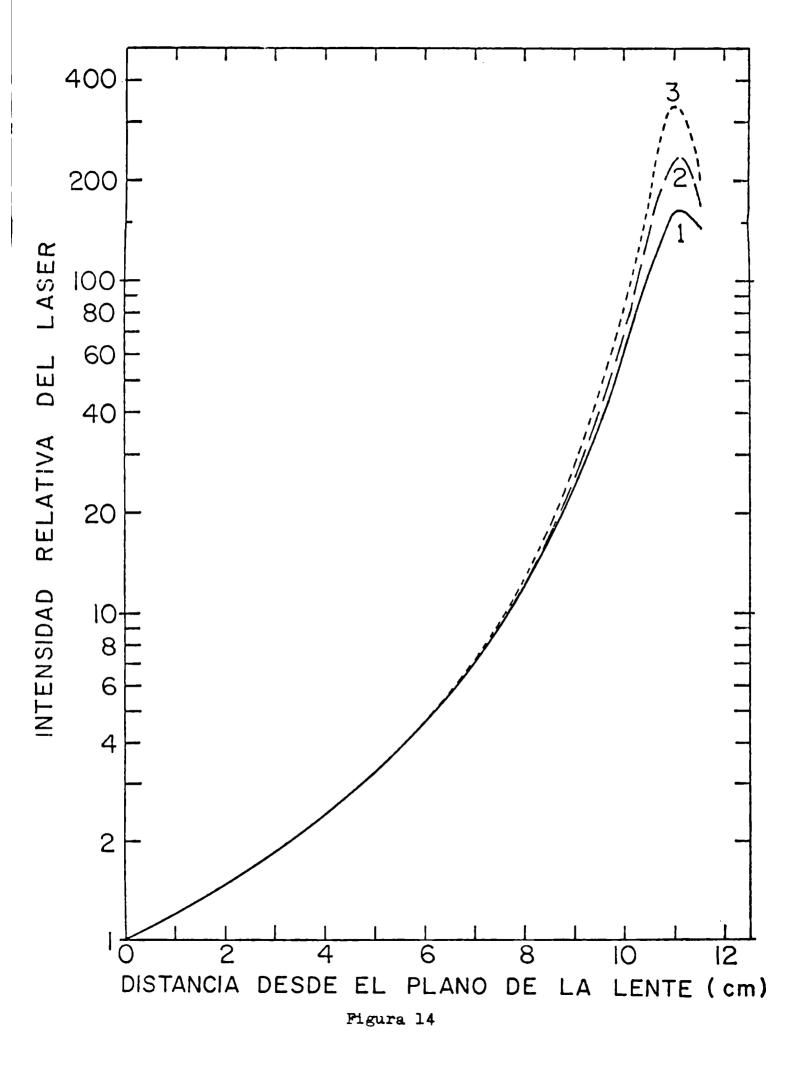
el cálculo de los umbrales de daño es necesario conocer la intensidad del láser sobre el eje (valor pico de la gausiana) para cada punto después de la lente, la cual puede ser determinada mediante la relación, válida para un haz gausiano.

$$I(d_2) = I_1 (w_2^2(d_2)/w_1^2)$$
 (4.4)

donde: I_1 es la intensidad axial del haz en el plano equivalente de la lente y w_1 es el radio del haz correspondiente a la misma posición, y $w_2(d_2)$ es el radio del haz en la posición en la cual la intensidad axial del láser está siendo calculada.

En la Figura 14 son mostradas tres curvas correspondientes a la intensidad relativa $I(d_2)/I_1$, como una función de la distancia axial después del plano de la lente d_2 , para tres diferentes posiciones de la lente: 90, 100 y 110 cm a partir de la abertura del oscilador láser, respectivamente, y para una longitud focal de la lente de 10,15 cm. Para calcular dichas curvas los valores de w_0 y de z_0 fueron tomados de la Sección D del Capítulo III. Nótese que debido a que las tres curvas fueron normalizadas por una cantidad que no es la misma para todas ellas (se tomó en cada caso la intensidad en el plano de la lente), no es posible compararlas entre sí en forma directa.

Figura 14. Focalización de un haz de forma gausiana por medio de una lente de 10,1 cm de distancia focal , para tres diferentes distancias entre el plano equivalente de la lente y la abertura del oscilador láser: (1) 90 cm , (2) 100 cm , (3) 110 cm.



Agreguemos a esta sección una rápida mención del problema del espesor de una lente y como hallar su plano equivalente. Este plano, el cual es llamado plano principal secundario (o plano unitario imagen), es tal que puede considerarse que la total deflexión del haz de láser tiene lugar en él. Trataremos en lo sucesivo solo el caso de una lente planoconvexa, montada con su lado convexo hacia el haz de láser incidente. Si el espesor axial de la lente es d y f' es la longitud focal geométrica de la lente, medida desde su lado plano, tenemos de acuerdo a Jenkins y White 24 que:

$$f = f' + (d/n)$$
 (4. 5)

siendo f la longitud focal real, y que el plano buscado se halla dentro de la lente, a una distancia igual a d/n desde su superficie plana. Como es habitual se usa el símbolo n para el índice de refracción del material de la lente.

2) Espesor efectivo de una placa planoparalela

Si una placa dieléctrica, con sus caras planas y paralelas entre sí, es insertada en el camino de propagación de un haz gausiano éste no es deflectado, pero es afectada su divergencia. Mostraremos que para una placa colocada normal al haz, de espesor L e índice de refracción n, su espesor equivalente es (L/n); es decir que, la placa podría ser reemplazada por una capa de aire de dicho espesor sin que hubiese

ningún cambio en la propagación del haz (esta equivalencia es solo válida para puntos fuera de la placa).

Tratemos el caso más general en el cual la placa es colocada después de la lente. Sean f y d₂ respectivamente la longitud focal de la lente y la distancia entre ella y la cara de la placa más cercana a la lente. El radio de curvatura del haz está dado por la expresión:

donde r es el radio del haz y dr/dz es su derivada axial. En la cara de entrada de la placa tenemos respectivamente las siguientes expresiones para la intensidad, el radio y el radio de curvatura, del haz:

$$I(d_{2}^{-}) = \frac{I(d_{1})}{d_{2}^{2}} \cdot \frac{I(d_{1})}{A(d_{2})}$$
 (4. 6)

$$w_2(d_2^+) = w_2(d_2^-) = w_1 \frac{d_2}{P_{f1}} A(d_2)^{\frac{1}{R}} = w_2$$
 (4.7)

$$\beta^{(d_2)} = \frac{\mathbf{w}_2^{(d_2)} \mathbf{F}_{11}^2}{\mathbf{w}_1^2 \mathbf{d}_2 \mathbf{B}(\mathbf{d}_2)}$$
(4.8)

$$f'(d_2^+) = n f'(d_2^-)$$
 (4. 9)

$$I(d_2^+) = t I(d_2^-)$$
 (4. 10)

donde:

$$\mathbf{F}_{f1} = \widetilde{\mathbf{I}} \quad \mathbf{w}_{1}^{2} / \lambda_{o}$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{d}_{2}) = 1 + \left(\frac{1}{\mathbf{d}_{2}} - \frac{1}{f} + \frac{1}{f_{1}}\right)^{2} \mathbf{F}_{f1}^{2}$$
(4. 11)

$$B(d_2) = 1 + P_{f1}^2 \left(\frac{1}{d_2} - \frac{1}{f} + \frac{1}{f_1} \right) \left(\frac{1}{f_1} - \frac{1}{f} \right)$$

y t es el factor de transmisión (correspondiente a la superficie de separación entre aire y medio con índice de refracción n)

$$t = 2 / (1 + n)$$

Los signos + y - , se refieren respectivamente a puntos ubicados a la derecha y a la izquierda de la superficie de separación aire-placa. El origen es tomado en el plano de la lente.

En la cara de salida de la placa, de espesor L, se tiene la nueva serie de relaciones:

$$I(L^{-}) = \frac{P_{f2}^{'2}}{L^{2}} \cdot \frac{I(d_{2}^{+})}{A(L)}$$
 (4. 12)

$$w_2(L^-) = w_2(L^+) = w_2(d_2) \frac{L}{P_{12}^+} A(L)^{\frac{1}{2}}$$
 (4. 13)

$$I(L^{+})= t'I(L^{-})= 2n I(L^{+})$$
 (4. 14)

$$\rho(L^{-}) = \frac{w_{2}^{2}(L) \cdot P_{f2}^{2}}{w_{2}^{2}(d_{2}) \cdot L \cdot B(L)}$$
(4. 15)

$$f(L^{+}) = f(L^{-}) / n \qquad (4. 16)$$

$$F'_{f2} = \frac{\pi w_2^2(d_2).n}{\lambda_0} = F_{f2}.n$$
 (4. 17)

donde para abreviar se han usado los símbolos A(L) y B(L)

$$A(L) = 1 + F_{12}^{2} \cdot (\frac{1}{L} + \frac{1}{f_{2}})^{2}$$

$$B(L) = 1 + F_{f2}^{2} \cdot (\frac{1}{L} + \frac{1}{\rho_{2}}) \cdot \frac{1}{\rho_{2}}$$

y además:

$$f_2 = f(\mathbf{d}_2^+)$$

El origen ha sido elegido, para la última serie de ecuaciones, sobre la cara de entrada de la placa (del lado interior), llamado d_2^+ . Sustituyendo las ecuaciones (4.7), (4.9) y (4.10), en las expresiones para $I(L^+)$, $w_2(L^+)$ y $f(L^+)$, es posible expresar éstas últimas en función de las mismas cantidades, pero anora evaluadas a la izquierda de la cara de entrada de la placa: d_2^-

$$I(L^{+}) = \frac{\mathbb{F}_{f2}^{2} \cdot T \cdot I(d_{2}^{-})}{(L/n)^{2} \cdot A(L/n)}$$
(4. 18)

$$w_2(L^+) = w_2(d_2^-) \cdot \frac{(L/n)}{P_{f2}} \cdot A(L/n)^{\frac{1}{2}}$$
 (4. 19)

$$f'(L^{+}) = \frac{w_{2}^{2}(L)}{w_{2}^{2}(d_{2})} \cdot \frac{F_{f2}^{2}}{(L/n) \cdot B(L/n)}$$
(4. 20)

donde:

$$A(L/n) = 1 + F_{f2}^{2} \left[\frac{1}{(L/n)} + \frac{1}{f_{2}} \right]^{2}$$

$$B(L/n) = 1 + F_{f2}^{2} \left[\frac{1}{(L/n)} + \frac{1}{f_{2}^{2}} \right] \frac{1}{f_{2}^{2}}$$

T es el coeficiente de transmisión de la placa.

Queda demostrado entonces que, un haz gausiano después de pasar a través de una placa, de espesor L e índice de refracción n, tiene las mismas características que si se hubiese propagado en aire, a través de una distancia igual a L/n, excepto por la disminución en la intensidad debido a las pérdidas por reflexión. No fueron tomados en cuenta los efectos de interferencia entre los naces incidente y reflejado, lo cual significa asumir que la placa es solo aproximadamente normal al naz de láser. Puesto que la última demostración es independiente de la longitud focal de la lente (incluyendo un valor infinito), entonces los resultados obtenidos pueden ser aplicados al caso en el cual la placa es insertada en el camino del naz, delante de la lente.

C. Cálculo de la distribución de los campos electricos al cuadrado en capas finas . Unicapas

En esta sección se tratará solo el caso particular de incidencia normal del haz sobre una lámina dieléctrica, no absorbente. Primero, definamos cada uno de los símbolos que serán usados en nuestra derivación. Los subíndices 1, 2 y 3 serán asociados respectivamente con cantidades relacionadas con el primero, segundo y tercer medio, mientras que n será usado para indicar el índice de refracción de la capa fina. E indicará la amplitud del campo eléctrico en la dirección del haz incidente (onda positiva), mientras que será usado el símbolo E para la amplitud del campo eléctrico de la onda que se propaga en el sentido opuesto al anterior

(onda negativa), y $|\mathbf{E}|^2$ indicará el cuadrado del campo eléctrico total.²⁵

Si r y t indican los coeficientes de Fresnel para cada superficie de separación, es válida la siguiente serie de relaciones:

$$t_2 = (n_1 - n_2)/(n_1 + n_2)$$
 $t_2 = 1 + r_2$ (4. 21)

2-3
$$r_3 = (n_2 - n_3)/(n_2 + n_3)$$
 $t_3 = 1 + r_3$ (4. 22)

La relación entre los campos eléctricos en un medio y en su adyacente se puede expresar, mediante el uso de notación matricial, en la siguiente forma:

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}_{2}^{+} \\ \mathbf{E}_{2}^{-} \end{bmatrix} = \frac{1}{\mathbf{t}_{3}} \begin{bmatrix} \mathbf{e}^{\mathbf{i} \delta_{2}} & \mathbf{r}_{3} \mathbf{e}^{\mathbf{i} \delta_{2}} \\ \mathbf{r}_{3} \mathbf{e}^{\mathbf{i} \delta_{2}} & \mathbf{e}^{-\mathbf{i} \delta_{2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{3}^{+} \\ \mathbf{E}_{3}^{-} \end{bmatrix}$$
(4. 23)

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}_{1}^{+} \\ \mathbf{E}_{1}^{-} \end{bmatrix} = \frac{1}{\mathbf{t}_{2}} \begin{bmatrix} \mathbf{e}^{\mathbf{i}\,\delta_{1}} & \mathbf{r}_{2}\mathbf{e}^{\mathbf{i}\,\delta_{1}} \\ \mathbf{r}_{2}\mathbf{e}^{\mathbf{i}\,\delta_{1}} & \mathbf{e}^{-\mathbf{i}\,\delta_{1}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{2}^{+} \\ \mathbf{E}_{2}^{-} \end{bmatrix}$$
(4. 24)

donde:
$$\delta_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_1 d_1$$
 $y \delta_2 = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 d_2$, siendo $d_1 y$

 d_2 los espesores de los medios l y 2, respectivamente. Si el medio l es el incidente (aire o líquido), si el 2 corresponde a la capa fina de espesor d (hagamos d_2 = d , y por lo

 $\delta_2 = \delta$) y si el medio 3 es el sustrato, tenemos que se cumple además que:

$$\mathbb{E}_{3}^{-} = 0$$
 (no hay onda proveniente del infinito)

$$\delta_{\eta} = 0, 2\pi, \ldots, 2\pi N$$
 (donde N es un entero)

La sustitución de la matriz de las amplitudes del campo eléctrico, que figura en el miembro derecno de la ecuación (4.24), por su correspondiente expresión en la ecuación (4.23) nos da $\vec{E_1}$ y $\vec{E_3}$ en función de $\vec{E_1}$. Una vez que esto ha sido hecno, es posible hallar $\vec{E_2}$ y $\vec{E_2}$ en función de $\vec{E_1}$, usando la expresión para $\vec{E_3}$ y la ecuación (4.23). Finalmente llegamos a la siguiente solución:

$$E_{1}^{-} = \frac{-r_{2}(1+r_{3}e^{-2i\delta})}{1+r_{2}r_{3}e^{-2i\delta}} E_{1}^{+}$$

$$E_2^{\dagger} = \frac{1+r_2}{1+r_2r_3e^{-2i\delta}}$$
 E_1^{\dagger}

(4.25)

$$\Sigma_{2}^{-} = \frac{(1+r_{2})r_{3}e^{-2i\delta}}{1+r_{2}r_{3}e^{-2i\delta}}$$

$$E_{3}^{+} = \frac{(1+r_{2})(1+r_{3})e^{-i\delta}}{1+r_{2}\cdot 3}e^{-2i\delta}$$

Hay dos casos diferentes, de interés para nosotros, correspondiendo a los dos espesores: $\lambda/4$ y $\lambda/2$. Para estos dos casos el factor de fase se reduce a:

$$\delta = \widetilde{I}/2 \qquad d = \lambda_0 / 4n$$

$$\delta = \widetilde{I} \qquad d = \lambda_0 / 2n$$

La serie de ecuaciones (4.25) nos da para estos dos casos:

i) un cuarto de onda

$$\mathbb{E}_{1}^{-}/\mathbb{E}_{1}^{+} = -\mathbb{E}_{2}(1-\mathbb{F}_{3})/(1-\mathbb{F}_{2}\mathbb{F}_{3})$$
 (4. 26)

$$E_2^+/E_1^+ = (1+r_2)/(1-r_2r_3)$$
 (4. 27)

$$E_2^-/E_1^+ = -r_3^-(1+r_2^-)/(1-r_2^-r_3^-)$$
 (4. 28)

$$E_3^+/E_1^+ = -1 (1+r_2)(1+r_3)/(1-r_2r_3)$$
 (4. 29)

ii) media onda

$$\mathbf{E}_{1}^{-}/\mathbf{E}_{1}^{+} = -\mathbf{r}_{2}(1+\mathbf{r}_{3})/(1+\mathbf{r}_{2}\mathbf{r}_{3})$$
 (4. 30)

$$E_2^+/E_1^+ = (1+r_2)/(1+r_2r_3)$$
 (4. 31)

$$E_2^-/E_1^+ = r_3(1+r_2)/(1+r_2r_3)$$
 (4. 32)

$$E_3^+/E_1^+ = (1+r_2)(1+r_3)/(1+r_2r_3)$$
 (4. 33)

Los factores de fase de las amplitudes de los campos eléctri-

cos, obtenidos a partir del método matricial, no son totalmente correctos puesto que el origen es reubicado en cada caso, coincidiendo con la superficie de separación entre medios, en la cual las amplitudes de los campos eléctricos son calculadas; sin embargo, el factor extra es el mismo para ambas ondas, la positiva y la negativa, en cada medio y por lo tanto carece de sentido, puesto que se está interesado solamente en el módulo al cuadrado del campo eléctrico. Esta última cantidad, dentro de cada medio, está dada por las siguientes expresiones, después de normalizarla con la intensidad incidente $\left|E_1^+\right|^2$

i) Primer medio

$$\left| \mathbf{E}_{1} / \mathbf{E}_{1}^{+} \right|^{2} = \left| \mathbf{E}_{1}^{+} \mathbf{e}^{1k} \mathbf{z} + \mathbf{E}_{1}^{-} \mathbf{e}^{-1k} \mathbf{z} \right|^{2} / \left| \mathbf{E}_{1}^{+} \right|^{2} =$$

$$= 1 + 2 \left| \mathbf{E}_{1}^{-} / \mathbf{E}_{1}^{+} \right| \cos(k_{1} \mathbf{z} + \varphi_{1}) + \left| \mathbf{E}_{1}^{-} / \mathbf{E}_{1}^{+} \right|^{2} \qquad (4.34)$$

donde: $E_1 = E_1^+ + E_1^-$, $k_1 = 2\pi/\lambda_1 = 2\pi n_1/\lambda_0$ y φ_1 es la fase del producto cruzado

$$E_1^+$$
. $E_1^- = \left| E_1^+ \right|$. $\left| E_1^- \right|$. $e^{i \varphi_i}$

La distancia z es medida a lo largo de un eje normal a las superficies de separación de los medios y es considerada positiva en la dirección en que el haz se propaga. El origen

es tomado en la superficie 1-2 (de separación entre los medios unc y dos).

11) Segundo medio

$$\left| \mathbb{E}_{2} / \mathbb{E}_{1}^{+} \right|^{2} = \left| \mathbb{E}_{2} / \mathbb{E}_{1} \right|^{2} + 2 \left| \mathbb{E}_{2}^{+} / \mathbb{E}_{1}^{+} \right| \mathbb{E}_{2}^{-} / \mathbb{E}_{1}^{+} \left| \cos \left(\mathbb{E}_{2} z + \varphi_{2} \right) + \left| \mathbb{E}_{2}^{-} / \mathbb{E}_{1}^{+} \right|^{2}$$

$$(4. 35)$$

donde: $k_2 = 2 \widetilde{n} / \lambda_2 = 2 \widetilde{n} n_2 / \lambda_0$ y φ_2 está dado por E_2^+ . $E_2^{-\Xi} = \left| E_2^+ \right| \left| E_2^- \right| e^{i \varphi_2}$

y z = 0 en la superficie 1-2

iii) Tercer medio

$$\left| E_{3} / E_{1}^{+} \right|^{2} = \left| E_{3}^{+} / E_{1}^{+} \right|^{2}$$
 (4. 36)

y es constante a través de todo el medio 3, esto se debe a que en el último medio no se forma una onda estacionaria.

De acuerdo a si el espesor de la unicapa es $\lambda/4$ ó $\lambda/2$, los valores para E_1 , E_2 , E_2 y E_3 son tomados de las series de ecuaciones (4.26)-(4.29) ó (4.30)-(4.33), respectivamente. Un cálculo directo nos muestra que el módulo al cuadrado del campo eléctrico total, fuera de una capa media onda, es independiente del índice de refracción del material que forma la capa. Para una capa de espesor igual a tres cuartos de onda, las amplitudes del campo eléctrico difieren de las

correspondientes a un cuarto de onda en solamente un factor de fase sin significado, el cual desaparece al tomar módulos, por lo tanto tenemos que las ecuaciones (4.34) a (4.36) son también aplicables a este último caso. Si la muestra unicapa es dada vuelta, con el sustrato hacia el haz incidente, todas las ecuaciones derivadas en esta sección son también válidas, siempre que se hagan los cambios necesarios.

Multicapas

Supongamos tener una pila de capas dieléctricas, cada una de diferente material y espesor; en el caso de interés para nosotros, como por ejemplo el de reflectores, las capas son solo de dos espesores: un cuarto de onda o media onda. Puesto que una capa media onda es equivalente a dos capas sucesivas de un cuarto de onda del mismo material, en lo sucesivo, trataremos solo el caso de una pila de capas de un cuarto de onda. El tratamiento matricial, previamente empleado para unicapas, puede ser fácilmente generalizado para el caso de muchas capas.

Sea m el número total de capas de la pila. El subíndice i , que va de la m+2, será usado para indicar el primer medio (aire-líquido o sustrato), las m capas y el último medio (sustrato o aire-líquido), en orden correlativo. $\mathbf{E}_{\mathbf{i}}^{\dagger}$ es la amplitud del campo eléctrico en la onda positiva, mientras

que E lo es en la onda negativa, ambas determinadas en el 1-ésimo medio. Las relaciones matriciales generalizadas son:

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}_{1}^{+} \\ \mathbf{E}_{1}^{-} \end{bmatrix} = \frac{1}{\mathbf{t}_{2}} \begin{bmatrix} \mathbf{1} & \mathbf{r}_{2} \\ \mathbf{r}_{2} & \mathbf{1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{2}^{+} \\ \mathbf{E}_{2}^{-} \end{bmatrix} = (\mathbf{A})_{1} \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{2}^{+} \\ \mathbf{E}_{2}^{-} \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}_{2}^{+} \\ \mathbf{E}_{2}^{-} \end{bmatrix} = \frac{1}{\mathbf{t}_{3}} \begin{bmatrix} \mathbf{1} & \mathbf{r}_{3} \\ -\mathbf{r}_{3} & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{3}^{+} \\ \mathbf{E}_{3}^{-} \end{bmatrix} = (\mathbf{A})_{2} \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{3}^{+} \\ \mathbf{E}_{3}^{-} \end{bmatrix}$$

..... (4. 37)

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}_{\mathbf{m}+1}^{+} \\ \mathbf{E}_{\mathbf{m}+1}^{-} \end{bmatrix} = \frac{\mathbf{i}}{\mathbf{t}_{\mathbf{m}+2}} \begin{bmatrix} \mathbf{1} & \mathbf{r}_{\mathbf{m}+2} \\ -\mathbf{r}_{\mathbf{m}+2} & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{\mathbf{m}+2}^{+} \\ \mathbf{E}_{\mathbf{m}+2}^{-} \end{bmatrix} = (\mathbf{A})_{\mathbf{m}+1} \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{\mathbf{m}+2}^{+} \\ \mathbf{E}_{\mathbf{m}+2}^{-} \end{bmatrix}$$

donde: $r_i = (n_{i-1} - n_i) / (n_{i-1} - n_i)$, $t_i = 1 + r_i$ y

 $(A)_1$ simboliza la matriz asociada con la superficie de separación entre los medios (i) - (i+l). De esta serie de ecuaciones, sustituyendo cada una de ellas en la previa y del hecho que no hay onda negativa en el último medio, es decir que $\vec{E}_{m+2} = 0$, es posible calcular las amplitudes \vec{E}_1 y \vec{E}_{m+2}^+ en función de la cantidad \vec{E}_1^{\dagger}

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}_{1}^{+} \\ \mathbf{E}_{1}^{-} \end{bmatrix} = (\mathbf{A})_{1} \cdots (\mathbf{A})_{m+1} \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{m+2}^{+} \\ \mathbf{E}_{m+2}^{-} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{a} & \mathbf{b} \\ -\mathbf{b} & -\mathbf{a} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{m+2}^{+} \\ \mathbf{0} \end{bmatrix}$$

$$E_{m+2}^{+}/E_{1}^{+} = a^{-1}$$

$$E_{1}^{-}/E_{1}^{+} = -b/a$$
(4. 38)

Las constantes a y b son funciones complejas de los coeficientes $\mathbf{r_i}$, y provienen de la multiplicación entre sí de las matrices (A), .

Después, con la expresión de E_1^- introducida en la primera ecuación de la serie (4.37) se puede calcular la amplitud de los campos eléctricos en el segundo medio, relativa a E_1^+ . Siguiendo un procedimiento similar se determinan los E_1^+ y E_1^- para cada medio, relativos todos ellos a la cantidad E_1^+ . El módulo al cuadrado del campo eléctrico total, normalizado por $\left|E_1^+\right|^2$, es igual en cada medio a :

1) Primer medio

$$\left| E_{1} / E_{1}^{+} \right|^{2} = 1 + 2 \left| E_{1}^{-} / E_{1}^{+} \right| \cos(k_{1}z + 1) + \left| E_{1}^{-} / E_{1}^{-} \right|^{2}$$
 (4. 39)

donde $k_1 = 2\pi n_1/\lambda_0$; la distancia z, la cual tiene el mismo significado que en el caso previo de unicapas, es contada a partir de la superficie de separación 1-2; y la constante φ_1 es el factor de fase del producto cruzado:

$$\mathbb{E}_{1}^{+}.\quad \mathbb{E}_{1}^{-\mathbb{H}} = \left| \mathbb{E}_{1}^{+} \right| \left| \mathbb{E}_{1}^{-} \right| e^{1 \varphi_{1}}$$

2) i-ésimo medio (de i=2 a i=m+1)

$$\left| \mathbf{E}_{1}^{+} / \mathbf{E}_{1}^{+} \right|^{2} = \left| \mathbf{E}_{1}^{+} / \mathbf{E}_{1}^{+} \right|^{2} + 2 \left| \mathbf{E}_{1}^{+} / \mathbf{E}_{1}^{+} \right| \left| \mathbf{E}_{1}^{-} / \mathbf{E}_{1}^{+} \right| \cos(\mathbf{k}_{1} + \varphi_{1}) + \left| \mathbf{E}_{1}^{-} / \mathbf{E}_{1}^{+} \right|^{2}$$
(4. 40)

con z=0 en la superficie de separación (i) - (i+1), $k_{i} = 2(\tilde{n}/\lambda_{0}) n_{i} \quad y \quad \varphi_{i} \quad \text{es la fase del producto } E_{i}^{+}. \quad E_{i}^{-\Xi}$ $3)_{(m+2)-\text{ésimo medio}}$

$$\left| \mathbf{E}_{m+2} / \mathbf{E}_{1}^{+} \right|^{2} = \left| \mathbf{E}_{m+2}^{+} / \mathbf{E}_{1}^{+} \right|^{2}$$
 (4. 41)

No hay ondas estacionarias en este medio

D. Características de las muestras

El efecto sobre el umbral de daño de la inmersión de las muestras en líquidos fue investigado para varias unicapas, de diferentes materiales y con espesores que van desde un cuarto nasta los tres cuartos de onda, así como también para reflectores multicapas, constituido cada uno de una combinación de dos diferentes materiales. La mayoría de las muestras fueron probadas de dos maneras distintas: la primera con el líquido delante de la capa fina, actuando como primer medio para el haz de láser (la cual será denominada orientación directa), mientras que en la segunda forma la muestra es dada vuelta, con el sustrato como primer medio para el haz (orientación inversa). También fue probada una muestra bicapa, llamada "V-coat", en la cual la capa en contacto con el

sustrato está hecha de un material de alto índice de refracción (del orden de 2 o mayor), mientras que la otra capa
es de un material de bajo índice de refracción (aproximadamente 1,4 ó 1,5), y donde los espesores de ambas capas han sido elegidos para dar un mínimo de reflexión en aire (para
una longitud de onda de 6943 Å, en nuestro caso particular).

Este amplio estudio del comportamiento del umbral de dano con diferentes líquidos, fue hecho con el fin de comprobar las distintas teorías que existen acerca del mecanismo de daño en capas finas. En las Tablas 5 y 6 se enumeran todos los casos que fueron investigados, la primera de las tablas es reservada para las muestras unicapas, mientras que la segunda lo es para reflectores multicapas y el "V-coat". En el caso de multicapas, formadas por solo dos diferentes materiales, se utiliza la siguiente nomenclatura para su identificación: por cada capa se utiliza una letra mayúscula. H si es de un material de alto índice de refracción, o L si lo es de bajo, elevados a una potencia simbólica igual al número de veces que su espesor contiene al equivalente a un cuarto de onda. La letra G es usada para el sustrato (vidrio BCS-2) y la A para indicar el aire. Si cierta combinación de capas se repite, esto se indica mediante el uso del correspondiente exponente. Las letras son escritas en orden conse-

TABLA 5

LISTA DE LAS CAPAS FINAS PROBADAS

UNICAPAS

N.o.	MATERIAL	ESP ESOR [†]	ORIENTACION	FABRICANTE
1	TiO ₂	1/4	directa	OCLI (0121)
2	TiO ₂	1/4	inversa	OCLI (0121)
3	TiO ₂	1/2	directa	OCLI (0123)
4	TiO ₂	1/2	inversa	OCLI (0123)
5	TiO ₂	3/4	directa	OCLI (0137)
6	TiO,	3/4	inversa	OCLI (0137)
7	Zro ₂	1/4	directa	OCLI (0129)
8	ZrO ₂	1/4	inversa	OCLI (0129)
9	ZrO ₂	1/2	directa	OCLI (0131)
10	ZrO ₂	1/2	inversa	OCLI (0131)
11	P ₂ Mg	1/4	directa	OCLI (0133)
12	F ₂ Mg	1/4	inversa	OCLI (0133)
13	F ₂ Mg	1/2	directa	OCLI (0135)
14	F ₂ Mg	1/2	inversa	OCLI (0135)
15	SZn	1/4	directa	USC
16	SZn	1/2	directa	USC
17	S Z n	1/2	inversa	USC
18	S Zn	3/4	directa	USC

^{*} Expresado en unidades de longitud de onda en el medio

TABLA 6

LISTA DE LAS CAPAS FINAS PROBADAS

MULTICAPAS +

No	MATERIALES	CAPAS	ESTRUCTURA	FABRICANTE
19	TiO ₂ /SiO ₂	20	G(HL) ⁹ HL ² A	OCLI(0102)
20	zro ₂ /sio ₂	29	G(HL) ¹⁴ HA	OCLI(0105)
21	ZrO ₂ /F ₂ Mg	25	G(HL) ¹² HA	OCLI(0107)
22	TiO2/SiO2	2	GH ^{0,28} L ^{1,32} A	OCLI(0141)
23	SZn/F ₄ Th	9	G(HL) ⁴ HA	USC

[†] Todas estas muestras fueron probadas con orientación directa.

cutivo, comenzando con el sustrato y terminando con el aire.

El sustrato, para todas las muestras, es de vidrio de borosilicato (conocido como BCS-2), con un índice de refracción de 1,513, para la longitud de onda de 6943 $\mathring{\rm A}$. Las muestras fueron suministradas por la compañía Optical Coatings Laboratory Inc. (O.C.L.I.), excepto por cuatro de ellas, las cuales fueron hechas por Ray Owens, de la Universidad de Southern California, y son: una de un cuarto de onda, la otra de media onda y una tercera de tres cuartos de onda, todas ellas de SZn, y la cuarta muestra es un reflector multicapas de SZn/ F_A Th.

Los índices de refracción de los materiales empleados en la fabricación de las muestras, para la longitud de onda de 6943 Å, son: ${\rm TiO}_2$ - 2,28, SZn - 2,32, ${\rm ZrO}_2$ - 1,975, ${\rm F_2Mg}$ - 1,38, ${\rm SiO}_2$ - 1,456. Para el caso particular de la muestra N° 19 el índice de refracción para el TiO₂ es de 2,35

E. Aparato experimental

Un diagrama esquemático del dispositivo experimental es mostrado en la Figura 15. El oscilador láser y su sistema de detección asociado, han sido previamente descriptos en detalle en el Capítulo III, por consiguiente nos referiremos en esta sección al nuevo equipo, que fuera incorporado para satisfacer los requerimientos de este experimento en particu-

Figura 15. Diagrama esquemático del dispositivo experimental para la medición del umbral de daño de capas finas sumergidas en líquidos. (1) Láser de rubí de alta potencia. (2) Divisor de haz. (3) Línea de retardo óptica. (4) Detector de energía: RCA 7102. (5) Osciloscopio de doble haz Tektronix 555. (6) Filtro RC (pasaltos). (7) Detector para la chispa: RCA 6199. (8) Lente focalizadora. (9) Ventana de vidrio. (10) Líquido en estudio. (11) Capa fina. (12) Sustrato: vidrio BCS-2. (13) Fotodiodo biplanar ITT F4000. (14) Osciloscopio Tektronix 519.

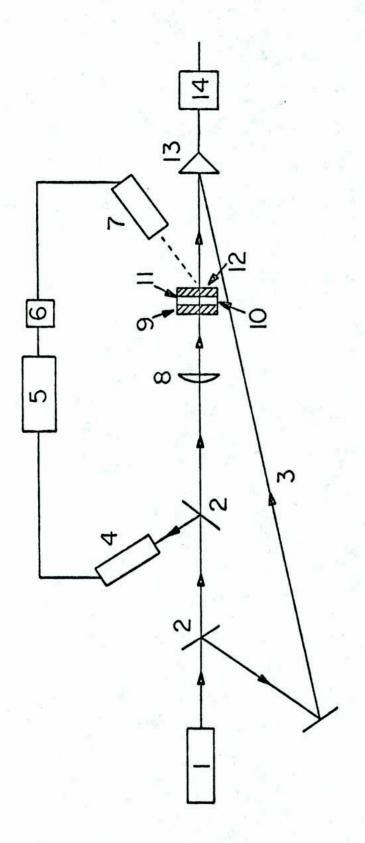


Figura 15

lar.

1) Lente focalizadora

Una lente de vidrio de borosilicato es empleada para focalizar el haz del láser, con lo cual se puede alcanzar las densidades de energía requeridas para dañar las muestras. La lente es planoconvexa, de 2" de diámetro y de aproximadamente 8 mm de espesor axial. Su lado convexo es orientado hacia el haz del láser, en este caso su factor de forma es igual a l (el factor de forma q es definido como: $q = (r_2 + r_1)/(r_2 - r_1)$, donde $r_1 y r_2$ son respectivamente los radios de curvatura de ambas superficies de la lente), y su aberración esférica longitudinal es, por consiguiente, casi igual a la mínima posible y es cuatro veces menor que la correspondiente a la misma lente orientada con su lado plano hacia el haz del láser (en cuyo caso q=-1)²⁶. Lo mismo sucede con la aberración de coma de la lente, excepto que ente caso la diferencia entre las aberraciones correspondientes a q=l y q=-l es mucho más marcada, siendo para el primer caso nueve veces menor que para el segundo. Se halla que el efecto de ambas aberraciones es totalmente despreciable, para esta configuración experimental.

El punto focal geométrico de la lente fue hallado, experimentalmente, a 9.6 ± 0.1 cm de su cara plana, y puesto

que el plano principal secundario se halla dentro de la lente, a 5,5 mm de su superficie plana, la longitud focal geométrica total es de 10,15 cm. La lente es ubicada a 100 cm de la abertura del oscilador láser. En la Figura 12, Curva 2, se muestra la intensidad del láser, para esta configuración en particular, como una función de la distancia axial después de la lente, dividida por su correspondiente intensidad en el plano equivalente de la lente. Se observa de este gráfico que para un haz gausiano el foco real (cintura imagen del haz) está aproximadamente a 0,9 cm más alejado de la lente que su correspondiente foco geométrico, en nuestro caso.

La suma de los espesores de todos los divisores de haces, insertados delante de la lente, es del orden de los 2 cm, consecuentemente la distancia medida entre la lente y la abertura es 0,7 cm más larga que la distancia real, vista por el haz que se propaga, y esto debe ser tenido en cuenta (este efecto fue explicado previamente en la Sección B de este mismo capítulo). La lente es orientada formando un pequeño ángulo con el haz, del orden de los 10°, para evitar que la luz reflejada por la lente pueda entrar de nuevo en la cavidad óptica, lo cual produciría una distorsión en el pulso emitido por el láser. Dicha distorsión ha sido efectivamente observada en ciertos casos.

2) Celda de prueba

Para estudiar el efecto sobre el umbral de daño de la inmersión en líquidos de las capas finas, fue necesario construir una celda, con la muestra como una de sus ventanas y una placa óptica de vidrio como la otra ventana. Esta última es de vidrio de borosilicato BCS-2, con un índice de refracción de 1,513 para la longitud de onda de 6943 A . y su espesor es de 6,2 mm (1/4). Las ventanas se hallan separadas por un espaciador, que es un anillo de teflón, este material tiene la ventaja de ser resistente a la acción de los líquidos empleados en esta experiencia: líquidos orgánicos y agua. El espaciador es necno lo más fino posible. compatible con los requerimientos del montaje, de tal manera que el haz solo atraviese una corta distancia en el líquido, con lo cual se reducen las pérdidas por absorción y por otros procesos de "scattering" estimulado. El espesor óptimo para el espaciador es de 3 mm.

Obviamente, la cara de la muestra sobre la cual se ha depositado la capa fina es siempre colocada hacia el interior de la celda, con lo cual la capa dieléctrica está siempre en contacto directo con el líquido. La celda es orientada formando un cierto ángulo pequeño con el haz, por las mismas razones que para la lente y que fueran oportunamente

explicadas. Fijando la celda a un soporte con movimiento x-y, es posible seleccionar diferentes puntos sobre la superficie de la capa fina, para cada uno de los disparos del láser. El movimiento del soporte tiene lugar en un plano paralelo a la superficie plana de la lente.

3) Sistema de detección de la chispa

La chispa ("spark") produoida cuando la muestra es alcanzada por el haz del láser, cuando su intensidad se halla por encima de cierto valor de umbral, es fotoelectrónicamente detectada mediante el uso de un fotomultiplicador y un osciloscopio de doble haz Tektronix 555. La luz emitida por esta chispa, que corresponde a la radiación emitida por un cuerpo negro a varios miles de grados Kelvin (por encima del punto de fusión de los materiales que constituyen las capas finas), tiene su pico en la región visible del espectro, desplazándose del rojo al violeta a medida que se incrementa la temperatura de la chispa. Por otra parte, la luz emitida por la lampara de destello (con su valor pico en la región azul-verde del espectro) y una pequeña cantidad de la radiación láser, después de ser ambas reflejadas en las diferentes superficies ópticas, también alcanzan el fotodetector dando lugar a señales que son del mismo orden o aún mayores que las correspondientes a la luz emitida por la

chispa.

Para subsanar los problemas ya expuestos fue necesario buscar un tubo fotomultiplicador que tuviese su pico de
sensibilidad en 4000 Å, con un abrupto corte de la misma para
la región roja del espectro. Finalmente se decidió emplear un
tubo fotomultiplicador RCA 6199, con una fotosuperficie S-20.
Además la acción selectiva del fototubo fue reforzada poniendo
enfrente de él un filtro de banda angosta, centrado en 4100 Å
y con un FWHM de 175 Å. Sin embargo, desafortunadamente, al
satisfacerse estos requerimientos de selección se redujo grandemente la sensibilidad del fotodetector para las chispas de
baja temperatura y por lo tanto, los valores medidos del umbral
de daño son probablemente más altos que los reales.

A pesar de tomar todas estas precauciones no es posible reducir a un nivel aceptable la senal proveniente de la fotodetección de la luz emitida por el "flash". Esto es logrado, finalmente, mediante el uso de un filtro RC, pasaltos, conectado entre la salida del fotodetector y la entrada del osciloscopio. De acuerdo a los resultados hallados por otros autores 27,28, la duración del pulso luminoso emitido por la chispa en sólidos transparentes y en capas finas, es del orden de 100 ó 200 nseg., mientras que por otra parte, la duración del pulso luminoso emitido por la lámpara de

destello es del orden del milisegundo; esta diferencia en la frecuencia de ambos pulsos, tres o cuatro órdenes de magnitud, es lo que permite al filtro discriminar un pulso del otro.

El circuito del filtro consiste en una sección-L, con un condensador de 100 picofaradios en la rama en serie y una resistencia de 150 Kohmios en la rama en paralelo. Su entrada, la cual es a través del condensador, se conecta mediante un cable coaxial a la salida del circuito del foto-multiplicador, mientras que su salida es conectada directamente a los bornes de entrada del osciloscopio. El voltaje de salida del filtro en función del tiempo es dado por la expresión:

$$V(t) = e^{-t/\tau} \frac{c}{(c+c_3)c_1} \int_0^t I(t')e^{t'/\tau} dt$$
 (4. 42)

donde
$$1/C = 1/C_1 + 1/C_2$$
 y $\tau = (C+C_3)R$

I(t') es la fotocorriente en el tubo fotomultiplicador, la cual es proporcional a la intensidad luminosa que arriva al fotocátodo; C₁, C₂ y C₃ son, respectivamente, las capacidades del cable coaxial, del filtro y de entrada del osciloscopio, y R es la resistencia del filtro (la resistencia de entrada del osciloscopio, l Megaohmio, puede ser despreciada frente

a la resistencia R, al estar ambas conectadas en paralelo).

De acuerdo a los mismos autores 27, 28, el pulso de emisión de la chispa tiene una forma que consiste en un crecimiento muy rápido y un decaimiento mucho más lento, el cual llamaremos 7', por lo tanto supondremos en lo siguiente que este pulso puede ser aproximado por una curva exponencial, es decir que la fotocorriente estará dada por:

$$I_{co}(t) = I_{o} e^{-t/\tau'}$$
 (4. 43)

donde el subíndice "ch" indica que la corriente es debida a la luz emitida por la chispa e I es el valor máximo. Si se introduce la última expresión en la ecuación (4.43) arrivamos a la siguiente relación entre el voltaje en el osciloscopio y el tiempo:

$$V_{oh}(t) = \frac{CI_{o}(e^{-t/\tau'} - e^{-t/\tau})}{(C+C_{3})C_{1}(1/\tau - 1/\tau')}$$
(4. 44)

El máximo de este voltaje es alcanzado a un tiempo t_m , el cual satisface la condición

Los valores de las diferentes constantes son aproximadamente, para nuestra configuración experimental:

$$C_1 = 150 pF$$

$$C_2 = 100 pF$$

$$c_3 = 15 pF$$

R = 150 Kohmios

$$\tau = 10^{-5} \text{ seg}$$

$$v' = 2 \times 10^{-7} \text{ seg}$$

consecuentemente, el máximo ocurre al tiempo

$$t_m = 10^{-6} \text{ seg}$$

y

$$V_{ch}(m\acute{a}ximo) = 1.000 I_{o}$$

Si ahora el filtro es removido, se tiene que la ecuación (4.44) es también válida, usando la nueva serie de valores de las constantes

$$C = C_1 = 150 pF$$

$$R = 1 \text{ Megaohmio}$$
 (4. 45)

$$\tau = RC = 1.5 \times 10^{-4} \text{ seg}$$

con lo cual se obtiene un nuevo voltaje V'_{ch} , cuyo valor es

$$V_{ch} = 1.200 I_{o}$$

Por lo tanto, el cociente entre los voltajes con y sin el filtro conectado, es

$$V_{ch}/V_{ch} = 0.8$$

y la pérdida de sensibilidad es de solamente un 20%.

veniente de la emisión de la lámpara de destello, cuando es agregado el filtro RC. Supongamos para el pulso luminoso emitido por la lámpara una forma cuadrada, de una altura I'y un ancho T=1 miliseg. Usando esta función para la fotocorriente, en la integral de la ecuación (4.44), se obtiene para la respuesta temporal del fotodetector, con el filtro RC conectado

$$V_{L}(t) = \frac{C}{(C+C_{3})C_{1}} I'_{o} \tau (1-e^{-t/\tau}) \qquad \text{si} \quad 0 \le t \le T$$

$$(4.46)$$

$$V_{L}(t) = \frac{C}{(C+C_{3})C_{1}} I'_{o} \tau e^{-(t-T)/\tau} (1-e^{-t/\tau}) \qquad \text{si} \quad t \ge T$$

Puesto que T≈100 τ, el máximo voltaje es:

$$V_L(máximo) = \frac{C I_o}{(C+C_3)C_1}$$

el cual es alcanzado dentro del 2% en un tiempo igual a cuatro veces τ , permaneciendo en este valor máximo nasta un tiempo igual a τ , y luego decae exponencialmente con una constante de tiempo igual a τ . El valor de v_L es

Si el filtro es desconectado, la ecuación (4.46) sigue siendo válida, pero los valores de C y τ nan de ser tomados de la ecuación (4.45)

$$V_L^*$$
 (méximo) = $10^6 I_0^*$

El cociente de los voltajes, con y sin el filtro RC conectado, es aproximadamente:

$$V_{L}/V_{L} = 0.05$$

Sumariando, cuando se agrega un filtro RC al sistema fotodetector la señal de baja frecuencia, proveniente de la emisión de la lámpara de destello, es reducida en un factor del orden de veinte, mientras que solo afecta a la señal proveniente de la emisión de la chispa en un 20%.

En el diagrama esquemático de la Figura 15 se muestra la ubicación del detector de la chispa, formando cierto ángulo con el haz de láser, para reducir al máximo la cantidad, colectada por el fotomultiplicador, de luz indeseada

F. Procedimiento experimental

El umbral de daño fue medido para cada muestra, en aire y también sumergida en diferentes líquidos, con los cuales se llenaba la celda. Entre un líquido y el siguiente, la celda era lavada varias veces con etanol para evitar contaminaciones. El etanol fue elegido por ser un buen disolvente para todos los líquidos usados en la experiencia. Con el fin de mantener todas las condiciones experimentales sin cambios, el umbral de daño en aire fue medido con la muestra

formando parte de la celda, pero esta vez sin líquido. El espesor interior efectivo de la celda, tomando en cuenta el efecto del índice de refracción, es de 3 mm para el aire, de 2,4 mm para el líquido usado del más bajo índice de refracción (n = 1,33) y de solamente 1,8 mm para el líquido con el más alto valor del índice de refracción (n = 1,72). Esta fuente de error es en parte compensada alejando la celda de la lente en un centímetro, para todos los líquidos con los cuales la celda sea llenada.

Además, dando vuelta a la celda, los umbrales de daño de las muestras de capas finas fueron medidos con el haz de láser incidiendo sobre ellas desde el lado del sustrato. Obviamente en este caso no es necesaria ninguna corrección en la posición de la celda cuando un líquido es introducido en ella. Los umbrales de daño para las muestras la 14 y 18 a 23, son identificados con los correspondientes umbrales para la detección de la chispa que se produce.

La señal proveniente del detector de la chispa es enviada a uno de los canales (el haz inferior) de un osciloscopio de doble haz Tektronix 555, con una ganancia vertical de 10 ó 20 v/cm, de acuerdo a la cantidad de luz de fondo existente para cada una de las muestras; mientras que

por otra parte, la señal proveniente del detector de la energía del láser es enviada al otro canal. Puesto que la duración del pulso en el detector de la chispa es del orden de los 10 microsegundos, solamente, y puesto que el pulso del láser es emitido, de 800 microsegundos a l milisegundo, después del disparo de la lámpara de destello, entonces el haz inferior es retardado con respecto al superior en 700 microseg. (el haz superior se nalla sincronizado con la lámpara de destello) y además se lo nace barrer a una velocidad de 50 microsegundos/cm.

Con este procedimiento se hace posible medir para cada disparo del láser su correspondiente energía y además la intensidad de la chispa, cuando la hay. Para cada líquido estudiado fue requerido un número de disparos del láser, comprendido entre 10 y 20, para hallar la energía correspondiente al umbral de daño. Esta última cantidad se toma convencionalmente como el valor medio entre el máximo de energía para la cual no es aún detectable la chispa, y el mínimo de energía para la cual hay una chispa detectable; este intervalo de energía puede ser considerado como la incerteza asociada con la medición.

Moviendo la celda paralelamente a la lente se seleccionan distintos puntos sobre la muestra para cada disparo del láser y consecuentemente, los umbrales medidos corresponden al daño de las muestras por un solo disparo. El haz de láser es atenuado usando una serie de celdas conteniendo una solución de Cl₂Cu en agua, las cuales poseen diferentes grados de transmisión para la luz del láser y el ajuste fino es logrando mediante el uso de muy delgadas placas de vidrio. La distancia entre la lente y la muestra, aunque es mantenida constante a través de toda la serie de líquidos probados, es diferente para cada una de las muestras. En la Figura 16 son mostrados tres oscilogramas que corresponden a los casos:(1) cnispa no detectable, (2) cnispa muy pequeña y (3) cnispa de moderada intensidad (por encima del umbral de daño), tomados para un reflector de SZn/F₄Th sumergido en etanol.

Para las muestras de 15 a 18, fue aplicado otro criterio de umbral de daño, el cual consiste en lo siguiente: como ya ha sido mencionado nay un láser de baja potencia de He-Ne superpuesto al naz del láser de rubí, con lo cual ambos iluminan el mismo punto sobre la superficie de la muestra y cuando algo de daño se produce en la capa fina, entonces la dispersión ("scattering") del láser continuo de He-Ne se incrementa sobre su valor normal. Este pequeño cambio en la intensidad dispersada se lo detecta visualmente, con la nabitación oscurecida. La energía correspondiente al umbral en

Figura 16. Oscilogramas de la fotodetección de la chispa, correspondientes a los tres casos:

(i) Unispa no detectable. (2) Unispa muy pequeña. (3) Unispa de moderada intensidad (por encima del umbral de daño). La muestra es un reflector de SZn/F₄Th y se nalla sumergida en metanol. Haz superior: señal proveniente del detector de energía, escala norizontal: 0,2 mseg/cm, escala vertical:20 mV/cm. Haz inferior: señal proveniente del fotodetector de la chispa, escala norizontal: 50 \mu seg/cm (con un retardo de 750 \mu seg con respecto del naz superior), escala vertical: 10 mV/cm.

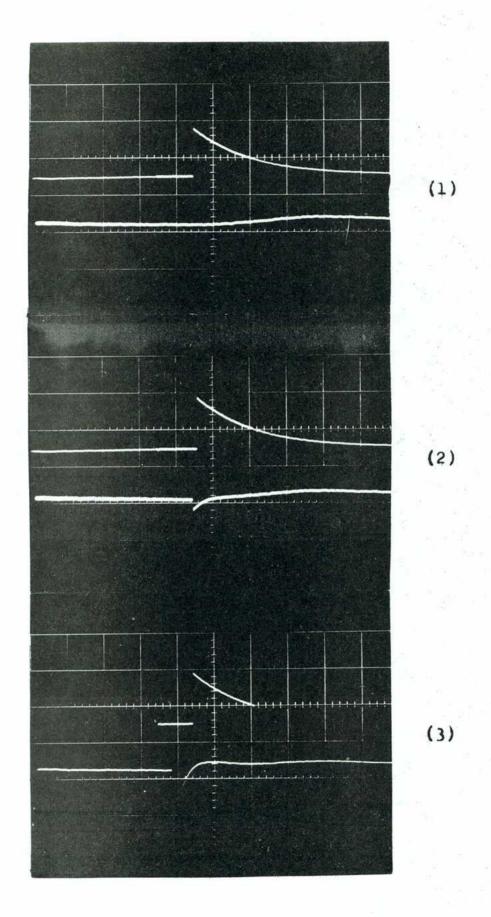


Figura 16

este caso y la incerteza en su medición, son definidas de la misma forma que en el caso del criterio anterior. Este tipo de umbral es conocido como el umbral LIS ("Laser-induced scatterer").

La magnitud de la cual depende el daño es la densidad de energía (o alternativamente, la densidad de potencia),
que puede ser calculada a partir del valor medido de la energía, si se conoce la posición de la muestra después de la
lente. Por medio del uso de la línea de retardo óptica y el
detector de potencia (fotodiodo biplanar ITT F4000 y osciloscopio Tektronix 519), el ancho del pulso es medido y por
lo tanto la densidad de energía puede ser convertida en la
correspondiente densidad de potencia, si se emplea la ecuación (3.12). El ancho del pulso de láser fue variable, entre
lo y 12 nseg., durante el transcurso de la experiencia.

G. Selección de los líquidos para las pruebas de inmersión .

Ocno líquidos fueron empleados, en total, en las pruebas del daño en capas finas sumergidas en ellos. Las propiedades más relevantes de dicnos líquidos, cuyos valores son dados en la Tabla 7, son: 29 , 30 , 31 , 32 a) densidad ρ , medida a 20 °C (g/cm³).

- b) calor específico a presión constante c, medido a 20 °C (julio/g °K).
- c) conductividad térmica K , medida a 20 °C (vatio/cm °K)
- d) difusividad térmica (cm²/seg), que se define como:

$$D = X / \rho c_p$$

- e) viscosidad η , medida a 20 °C (cp = 10^{-2} poise)
- f) punto de ebullición T_b , determinado a latmósfera de presión (°C)
- g) calor de vaporización Δ H (julio/g)
- h) expansión térmica, en volumen, β , evaluada a 20 °C (°C⁻¹)
- i) Índice de refracción $n_{H \, \alpha}$, correspondiente a la línea H_{α} del espectro del hidrógeno a 6563 Å, y el cual es medido a 20 °C.
- j) constante dieléctrica K, a bajas frecuencias (audio) y a radiofrecuencias (4 x 10⁸ Hz), en ambos casos medida a 20 °C. La constante dieléctrica decae monótonamente, en pequeño grado, desde la frecuencia cero hasta aproximadamente 5 x 10⁸ Hz, dependiendo del líquido, y para frecuencias más altas aparecen resonancias.
- k) velocidad del sonido c , para bajas frecuencias hasta aproximadamente l kHz, la temperatura a la cual ésta fue medida es indicada para cada líquido en la Tabla 7.

TABLA 7

PROPIEDADES FISICAS DE LOS LIQUIDOS USADOS EN LAS PRUEBAS DE INMERSION

		C/LO.	CONDUCTIVIDAD	DIFUSIVIDAD
OUIUPIA	CACICATA	odiatoaase	TATHICA	TERMICA
	م	$^{ m d}_{ m b}$	×	D
	(g/cn^3)	(j/g°k)	(w/ cm oK)	(cm ² /seg)
प्रका ा	162.0	2,40	1.7×10^{-3}	0.89×10^{-3}
Agua	866.0	4,18	6,04 x 10-3	1,45 x 10 ⁻³
Metanol	0,826	2,51	2.0×10^{-3}	0.96×10^{-3}
Benceno	0,879	1,70	1,32 x 10-3	0.88×10^{-3}
Formamida	1,133	2,31	•	•
Disulfuro de carbono	1,26	0,97	1,61 x 10 ⁻³	1,31 x 10 ⁻³
Nitrobenceno	1,20	1,46	$1,63 \times 10^{-3}$	0,93 x 10 ⁻³
Diodometano	3,325	•		•

TABLA 7 (continua)

		PUNTO DE	CALOR DE	EXPANSION
LIQUIDO	VISCOSIDAD	EBULLICION	VAPORIZACION	TERMICA
	h	\mathtt{T}_{b}	н ү	8
	(db)	(0.)	(julios/g)	(°C)-1
Rtanol	1.19	78.5	855	1.12 x 10 ⁻³
Agua	1,00	100,0	2,258	0,21 x 10 ⁻³
Metanol	0,58	65,0	1.100	1.20×10^{-3}
Benceno	9,65	80,1	398	1,24 x 10 ⁻³
Formamida	3,36	210,5	•	•
Disulfuro de carbono	0,37	46,3	352	$1,22 \times 10^{-3}$
Nitrobenceno	2,01	210,8	331	•
Diodometano	•	182,0	•	•

TABLA 7 (continúa)

E OUTUST.I	INDICK DE	CONSTANTE	CONSTANTE DIELECTRICA K	VELOCIDAD DEL
	8 H.u	AUDIO	ges/zH golz†	(m/seg)
Etanol	1,36	25,7	. 55	1.264 (8°C)
A gua	1,33,	80,	81	1.433 (15°C)
Metanol	1,32,	33,7	33,1	1.143 (19°C)
Benceno	1,49	2,28	2,28	1.166 (17°C)
Formanida	1,44	109	78 <	•
Disulfuro de carbono	1,62	5,64	2,64	1.160 (20°C)
Nitrobenceno	1,546	36,1	34.2	1.506 (17°C)
Diodometano	$1,71\frac{3}{5}$	5,5	5,1	•

Los ocho líquidos usados fueron seleccionados de acuerdo a los dos siguientes criterios:

- 1) Un amplio rango de valores del índice de refracción: puesto que el cuadrado del campo eléctrico dentro de la capa fina depende del índice de refracción del líquido en el cual ella se halla sumergida (efecto de interferencia), los líquidos fueron seleccionados tratando de cubrir el máximo rango posible de los valores de su índice de refracción, comprendiendo desde el agua y el metanol con n = 1,33 hasta el diodometano con n = 1,72. También fue incluída una prueba en aire, con n = 1,0, para completar el rango.
- 2) Un amplio rango de valores de la constante dieléctrica:
 Pruebas preliminares demostraron que existe una dependencia
 del umbral de daño con el valor de la constante dieléctrica
 de los líquidos en los cuales se sumergen las muestras. Por
 lo tanto los líquidos fueron seleccionados tratando de cubrir el rango total disponible de valores de K, desde el
 aire con K = l nasta la formamida, para la cual K ~100 (dependiendo de la frecuencia).

Obviamente, ninguno de los líquidos seleccionados puede presentar pérdidas significativas a la longitud de onda correspondiente al láser de rubí, ya sean éstas debidas a una absorción o a una dispersión en el líquido. Teniendo

en cuenta este hecno, fue llevada a cabo una prueba de transmisión para los ocno líquidos que fueron seleccionados, siendo la densidad de potencia del láser, en esta prueba, de 2,0 Gw/cm² (la cual es del mismo orden que la requerida para dañar capas finas dieléctricas); usándose además la misma longitud de celda que la empleada en la experiencia de la medición del umbral de daño, con el fin de mantener las condiciones experimentales inalteradas. El benceno, el nitrobenceno y el disulfuro de carbono (todos los cuales presentan radiación Raman y Brioullin muy intensa) y el diodometano, muestran una pérdida que es del mismo orden que los errores experimentales (aproximadamente 4%). Para el resto de los líquidos las pérdidas son despreciables.

H. Resultados experimentales

Los umbrales de daño en aire para las capas finas experimentadas, son dados en las Tablas 8 y 9. En ellas se indican las densidades de energía y de potencia correspondientes al umbral, así como también el radio del haz (a $1/e^2$) en la posición de la muestra. Debido a la dependencia del umbral de daño con el radio del naz ³³, éste último debe ser especificado cada vez que se reporta un valor del umbral de daño. Las correspondientes intensidades del láser (o al-

TABLA 8

UMBRAL DE DAÑO PARA UNICAPAS EN AIRE

UMBRAL PARA LA CHISPA

	 			
Ио	ESP ECIMEN	RADIO DEL HAZ(1/e ²) x 10 ⁻¹ mm	DENSIDAD DE ENERGIA PICO j/cm ²	DENSIDAD DE POTENCIA PICO Gw/cm ²
1	T10 ₂ -1/4-d	0,63	50,0	3,70
2	TiO ₂ -1/4-i	0,66	20,0	1,48
3	TiO ₂ -1/2-d	1,07	14,3	1,07
4	T10 ₂ -1/2-i	0,99	21,1	1,57
5	TiO ₂ -3/4-d	0,68	22,0	1,65
6	TiO ₂ -3/4-i	0,85	20,9	1,55
7	Zr0 ₂ -1/4-d	0,97	15,9	1,18
8	2r0 ₂ -1/4-1	0,87	20,1	1,49
9	Zr0 ₂ -1/2-d	0,82	17,2	1,28
10	Zr0 ₂ -1/2-i	0,92	16,7	1,24
11	F ₂ Me-1/4-d	0,50	79,2	5,88
12	F ₂ Mg-1/4-i	0,59	46,3	3,44
13	F ₂ Mg-1/2-d	0,55	48,3	3,59
14	$F_2Mg-1/2-1$	0,77	30,9	2,30
15	SZn-1/4-d	1,40	6,7 [*]	0,50 [*]
16	SZn-1/2-d	1,40	8,9 ₅ *	0,58 ³⁶
17	SZn-1/2-i	1,15	11,1**	0,82 [*]
18	SZn-3/4-d	1,40	5,6 ₅	0,44
18	SZn-3/4-a	1,22	7,8**	0,60 [*]

 $^{^{2}}$ umbral LIS ; d: orientación directa; i: orientación inversa

TABLA 9
ULIBRAL DE DAÑO PARA MULTICAPAS EN AIRE
UMBRAL PARA LA CHISPA

	·· ATTROPPA	: :	RADIO DEL	DENSIDAD DE	DENSIDAD DE
			HAZ	ENERGIA PICO	POTENCIA PICO
• 2	MATERIALES	ESTRUCTURA	x 10-1 mm	$1/\mathrm{cm}^2$	Gw/cm ²
19	$\text{T10}_{2}/\text{S10}_{2}$	G(HL) ⁹ HL ² A	74.0	61,4	4,55
21	$2\mathbf{r}0_{2}/\mathbf{F}_{2}$ 118	G (HL) 12HA	0,45	7,6,2	2,44
22	$\mathtt{T}^{10}_{2}/\mathtt{S}^{10}_{2}$	GHO, 28Ll, 32A	0,52	72,0	5,37
23	$\mathrm{SZn}/\mathbf{F_{m{4}}}$ Th	G (HL.) ⁴ HA	1,46	9,1 ₈	0,683

ternativamente las densidades de energía) en el umbral, son calculadas mediante el uso de las ecuaciones para la focalización de un naz gausiano, las cuales fueron tratadas en la Sección B, de este mismo capítulo. Además, han de ser tomadas en cuenta las pérdidas por reflexión en la ventana de la celda, así también como el efecto del espesor de aquella en la propagación del naz, todo ello cuando la muestra es probada con la orientación directa, mientras que en el caso de la orientación inversa na de tenerse en cuenta el efecto del sustrato. El ancho del pulso, durante toda la experiencia, se mantuvo entre 10 y 12 nseg.

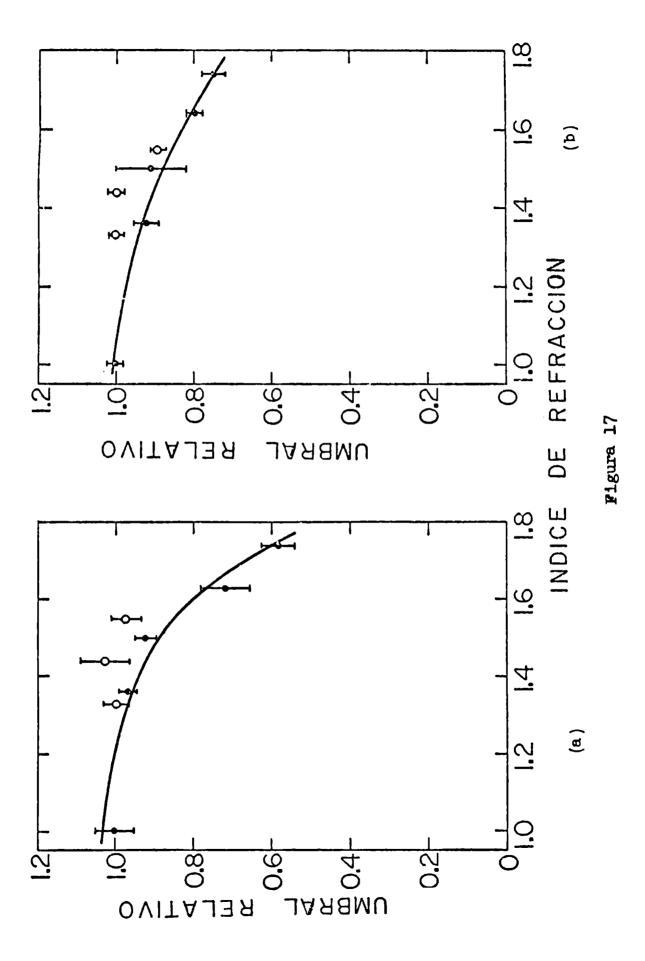
Debido al truncamiento del naz las intensidades axiales calculadas (según el método del párrafo anterior) después de la lente, difieren de los correspondientes valores actuales, siendo esta discrepancia más acentuada cerca del foco real de la lente. Este efecto fue teóricamente tratado por U. Farrukh y otros 34 y comprobado experimentalmente por B. E. Newnam 12. Por tal motivo los valores de los umbrales de daño, dados en las Tablas 5 y 9, deben ser considerados solamente como aproximativos.

n las Piguras 17 a 28 se grafican los umbrales relativos de daño para todas las muestras experimentadas, en función del Índice de refracción de los líquidos en los

cuales las muestras son sumergidas. El factor de normalización es el correspondiente umbral de daño en aire, para cada una de las muestras. En estas figuras son empleados círculos en blanco para los datos correspondientes a los líquidos: formamida, agua y nitrobenceno. Estos dos primeros líquidos poseen el más alto valor hallable de la constante dieléctrica a bajas frecuencias K; mientras que por otra parte el tercer líquido presenta un interés muy especial, a pesar de tener solo un valor intermedio de K, puesto que es el único líquido que fue usado previamente por D. W. Gregg y S. J. Thomas en su experimento 22, y será usado posteriormente con el fin de hacer una comparación entre ambas experiencias. También ha sido tomado en cuenta, para dichas figuras, que la reflexión en la cara interior de la ventana de la celda es de 4%, cuando ésta última está vacía, mientras que la reflexión es despreciable cuando se agrega un líquido a la celda. Las curvas llenas trazadas en estas figuras representan solo la tendencia esperada a partir de los datos experimentales, y no corresponden a ninguna teoría en particular, sobre el mecanismo de daño.

El criterio de umbral para la chispa se aplicó para casi todas las muestras de capas finas investigadas, puesto que debido a la inicialmente alta dispersión ("scattering") presentada por estas muestras para la luz del láser de He-Ne,

- Figura 17. Umbral de daño (chispa) para una unicapa de $\lambda/4$ de TiO sumergida en líquidos versus el índice de refracción de los mismos. (a) orientación directa. (b) orientación inversa.
- Figura 18. Umbral de dano (cnispa) para una unicapa de $\lambda/2 \ \text{de TiO}_2 \ \text{sumergida en líquidos versus}$ el índice de refracción de los mismos. (a) orientación directa. (b) orientación inversa.
- Figura 19. Umbral de daño (chispa) para una unicapa de 3 λ/4 de TiO₂ sumergida en líquidos versus el índice de refracción de los mismos. (a) orientación directa. (b) orientación inversa.



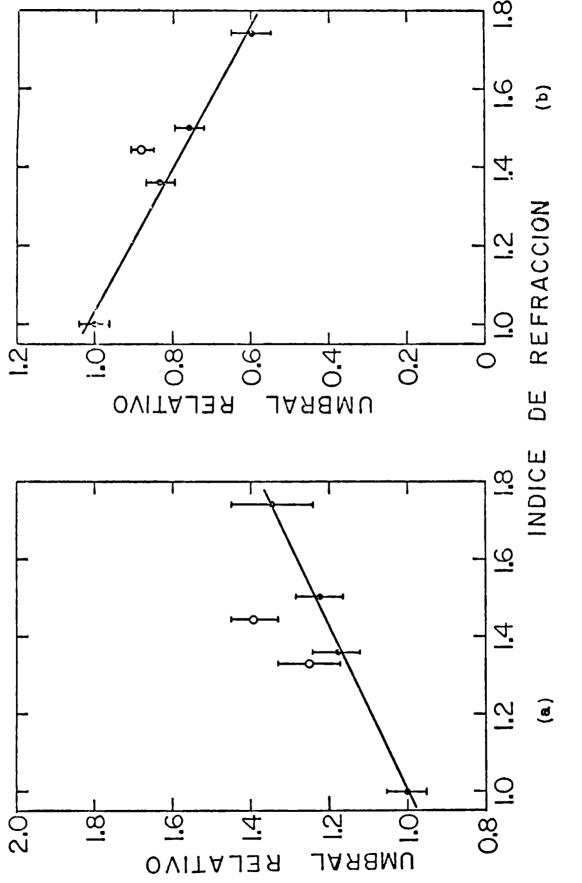
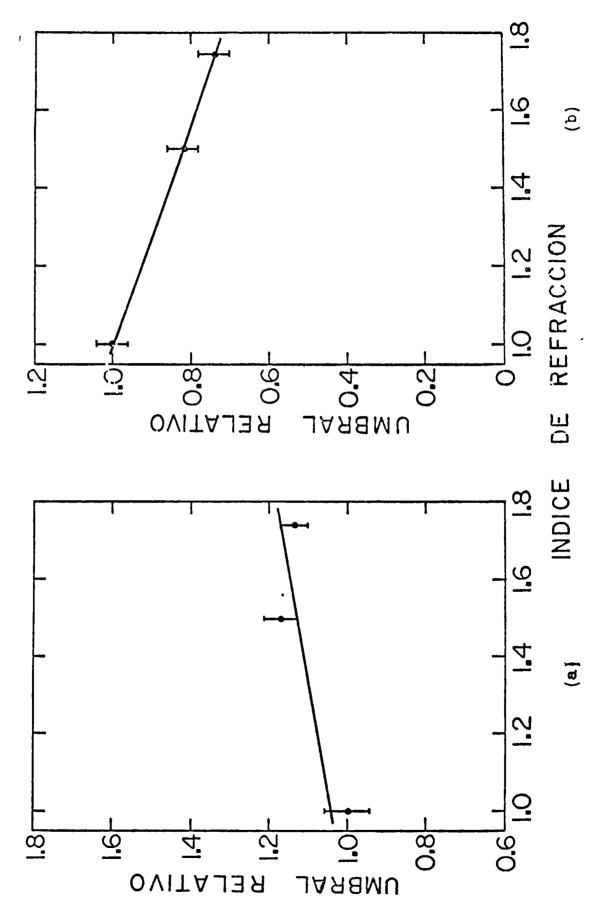
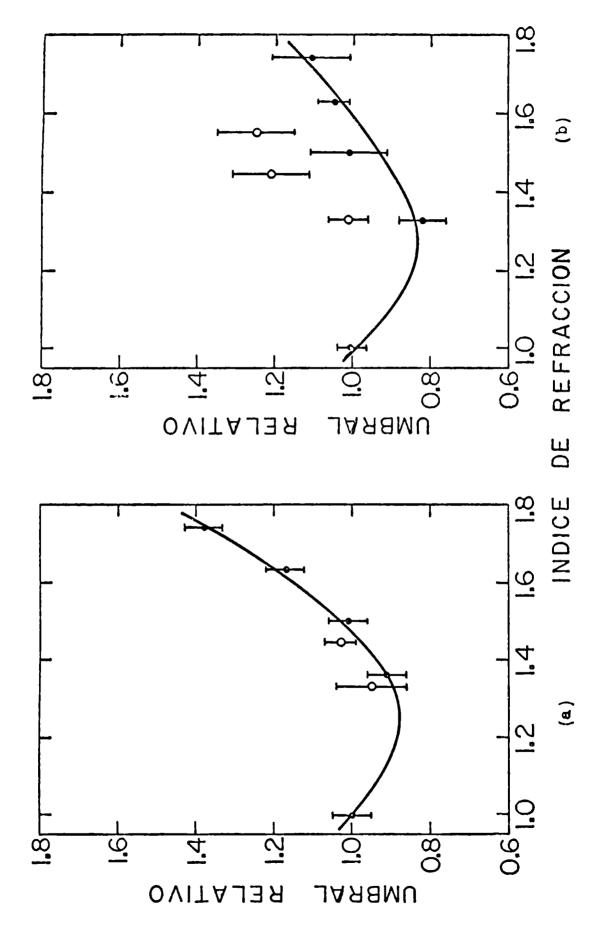
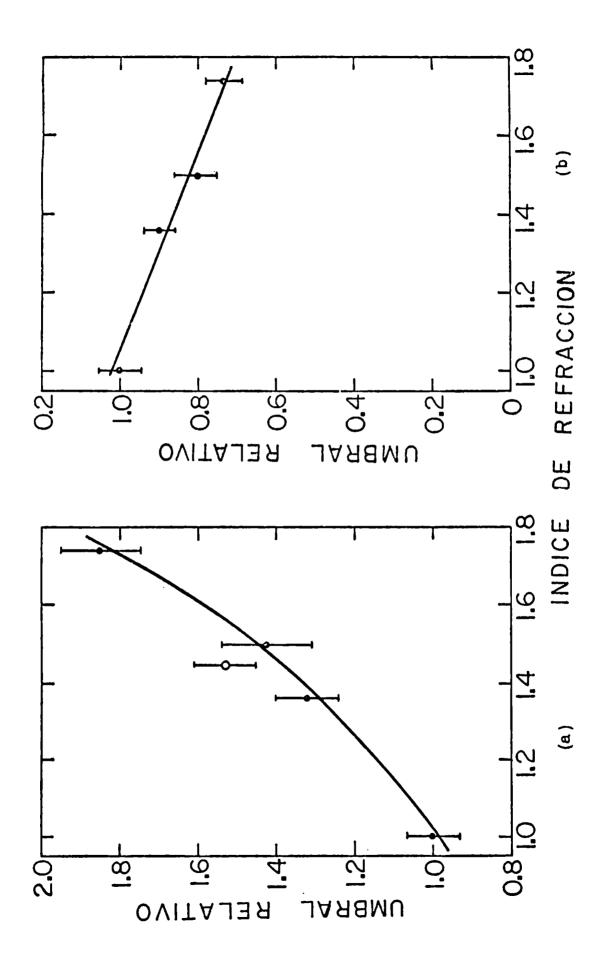


Figura 18



- Figura 20. Umbral de daño (chispa) para una unicapa de λ/4 de ZrO₂ sumergida en líquidos versus el índice de refracción de los mismos. (a) orientación directa. (b) orientación inversa.
- Figura 21. Umbral de dano (cnispa) para una unicapa de $\chi/2$ de ZrO_2 sumergida en líquidos versus el índice de refracción de los mismos. (a) orientación directa. (b) orientación inversa.
- Figura 22. Umbral de daño (chispa) para una unicapa de \$\fraction \fraction 4 de \mathbb{F}_2 \text{Mg sumergida en líquidos versus}\$ el índice de refracción de los mismos. (a) orientación directa. (b) orientación inversa.





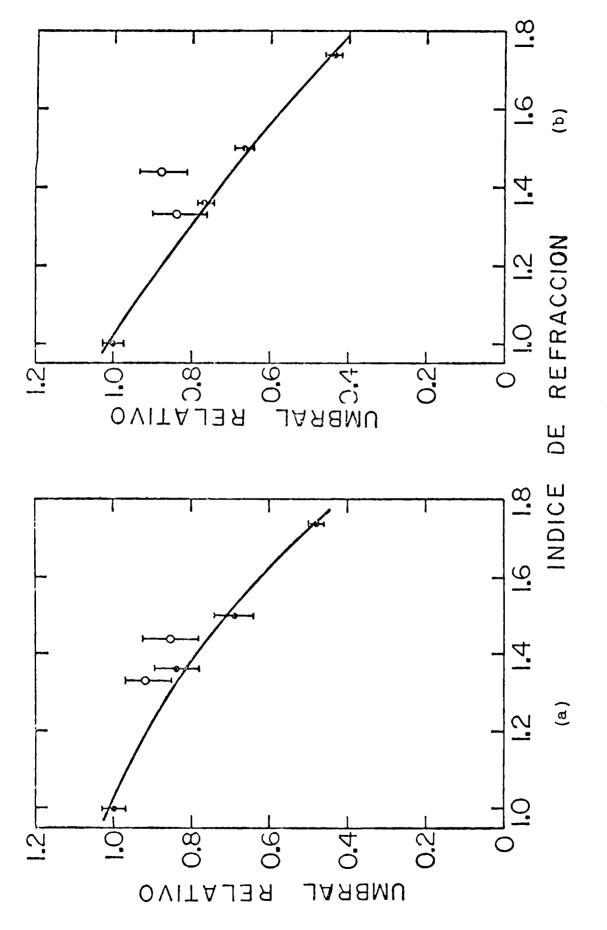
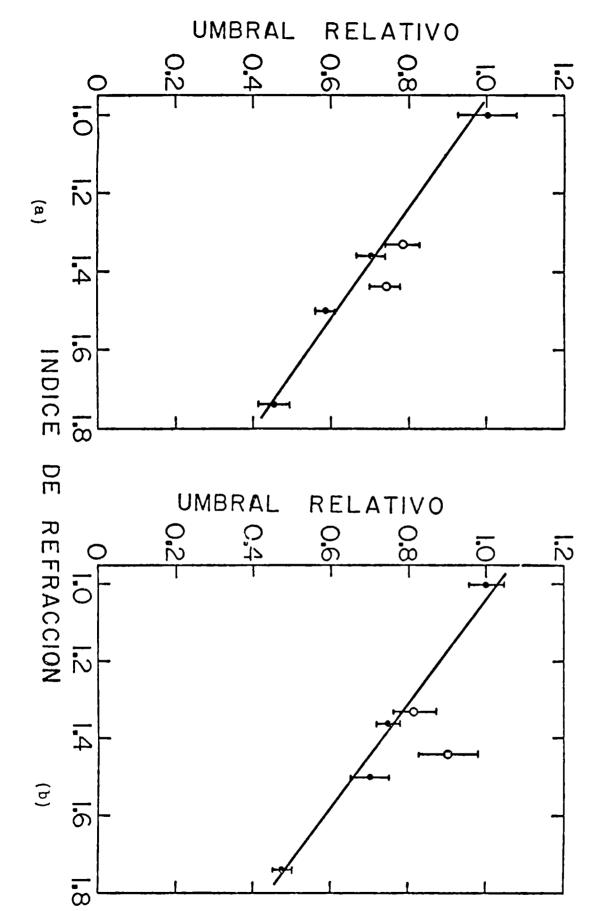
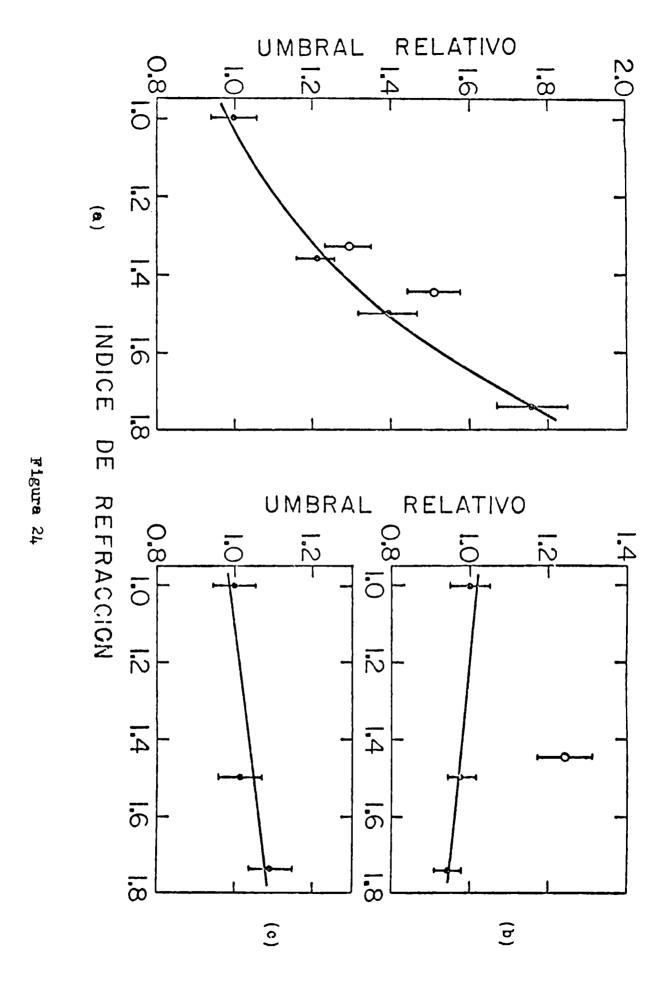
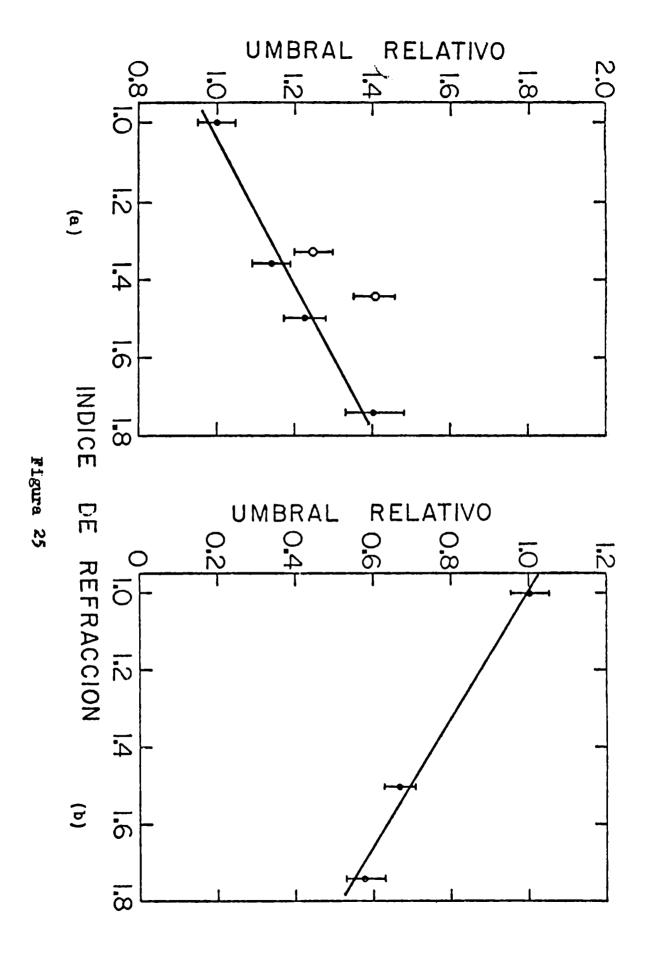


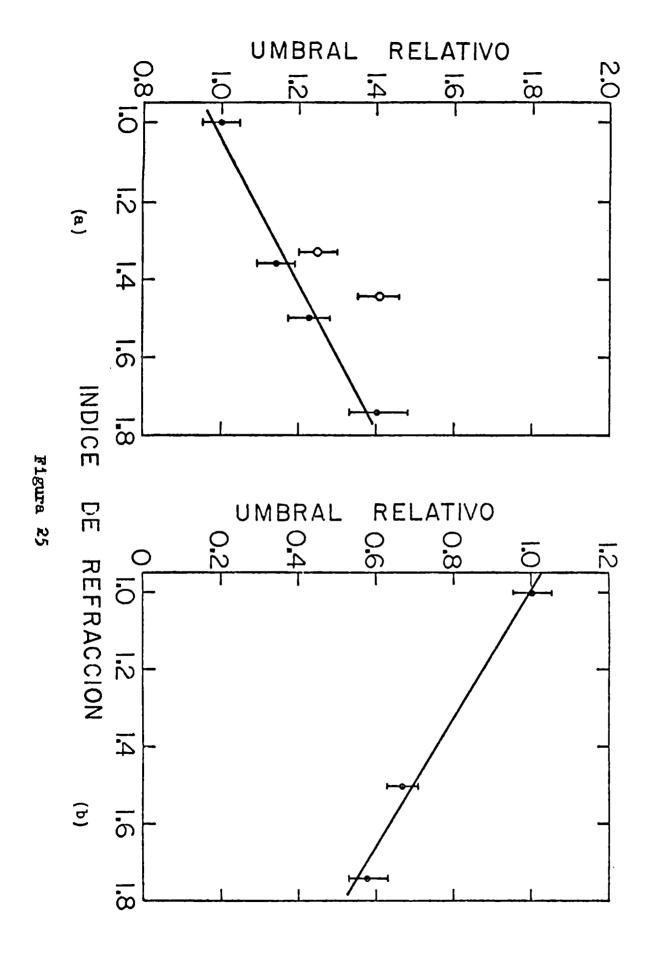
Figura 22

- Figura 23. Umbral de daño (chispa) para una unicapa de λ/2 de F₂Mg sumergida en líquidos versus el findice de refracción de los mismos. (a) orientación directa. (b) orientación inversa.
- Figura 24. Umbral de daño (orientación directa) para unicapas de SZn sumergidas en líquidos versus el índice de refracción de los mismos. (a) Umbral LI3 para una de $\lambda/4$. (b) Umbral de cnispa para una de $3\lambda/4$. (c) Umbral LIS para una de $3\lambda/4$.
- Figura 25. Umbral de daño (LIS) para una unicapa de $\lambda/2$ de SZn sumergida en líquidos versus el findice de refracción de los mismos. (a) orientación directa. (b) prientación inversa.

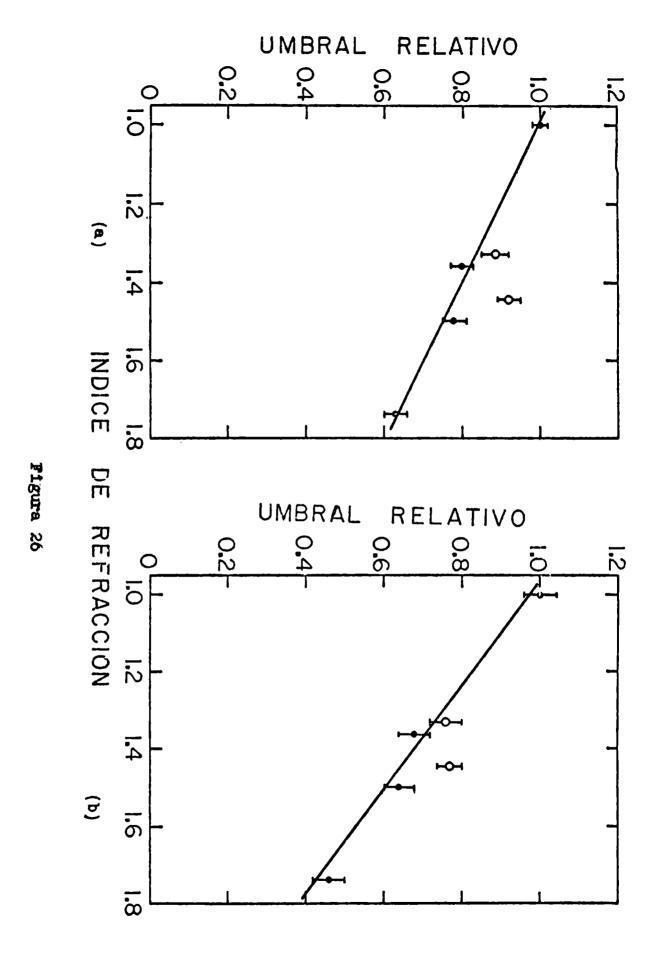


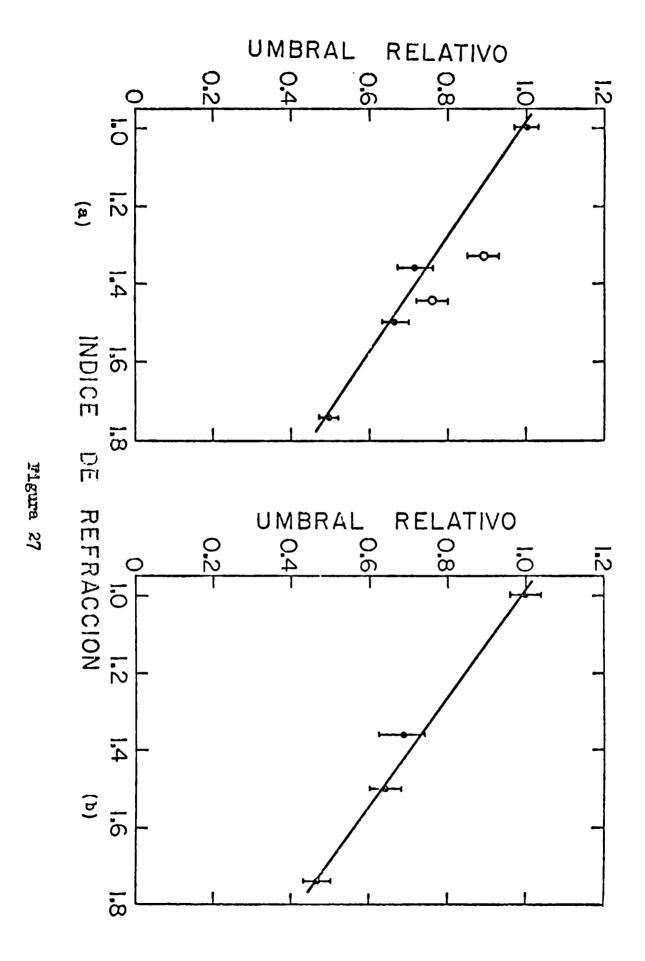


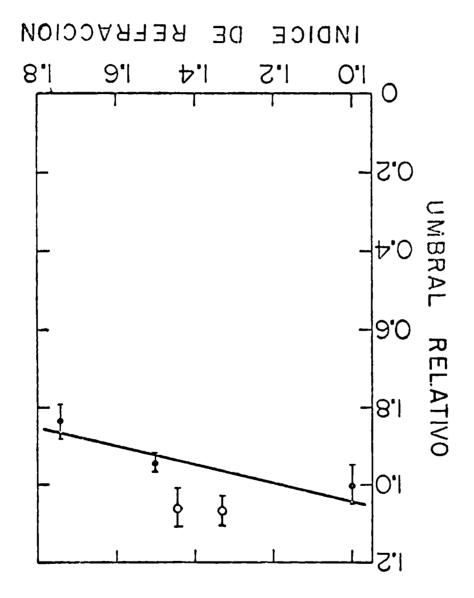




- Figura 26. Umbral de daño (chispa) para multicapas de TiO2/SiO2 sumergidas en líquidos versus el índice de refracción de los mismos. Orientación directa. (a) Reflector de 20 capas. (b) bicapa "V-coat".
- Figura 27. Umbral de daño (chispa) para reflectores multicapas sumergidos en líquidos versus el índice de refracción de los mismos. Orientación directa. (a) 29 capas de ${\rm ZrO_2/SiO_2}$. (b) 25 capas de ${\rm ZrO_2/F_2Mg}$.
- Figura 28. Umbral de daño (chispa) para un reflector de 9 capas de SZn/F₄Th sumergido en líquidos versus el índice de refracción de los mismos. Orientación directa.







a la cual debe sumarse la causada por los ifquidos, las mediciones del umbral LIS se nacen muy dificultosas e inexactas. Solamente para las unicapas de SZn, $\lambda/4$ y $\lambda/2$, fue preferido el criterio del umbral LIS, debido a que para este material en particular la dispersión inicial es muy baja y principalmente al necho que en este caso el umbral LIS es entre tres y cuatro veces más bajo que el correspondiente para la chispa, por lo cual el primero de ellos parece ser el que más se acerca al verdadero umbral de daño. Para una tres cuartos de onda de SZn fueron aplicados ambos métodos, por diferir muy poco los valores correspondientes a los dos tipos de umbrales, y con lo cual se hace también posible comparar el efecto producido sobre cada uno de los dos umbrales, por separado, cuando la muestra es sumergida en un líquido.

Los resultados experimentales pueden ser sumariados de la siguiente forma:

- 1) Existe una relación entre el umbral de daño y el índice de refracción de los líquidos, la cual depende totalmente del material, del espesor y de la orientación de la muestra. En algunos casos la variación total del umbral, desde el aire hasta el diodometano, llega al 100%, mientras que en otros casos el efecto es casi nulo.
- 2) Los umbrales de daño para las muestras, cuando éstas son

sumergidas en un líquido con un alto valor de la constante dieléctrica, son más altos que lo que les correspondería de acuerdo al índice de refracción del líquido y esta diferencia se incrementa cuando lo nace también el valor de K. Sin embargo este efecto es en promedio del orden del 20% solamente, para el líquido que posee el más alto valor de K: la formamida. Este efecto es observado para todas las muestras, independientemente de la forma de la relación que exista entre el umbral de daño y el índice de refracción del líquido, o del criterio de medición del umbral que haya sido aplicado: para la enispa o para LIS.

I. Discusión de los resultados experimentales

i) Posibles correlaciones

Con el fin de relacionar entre sí los cambios observados en los umbrales de daño de las muestras, cuando éstas son sumergidas en diferentes líquidos, es necesario conocer la verdadera intensidad del láser que produce el daño, es decir que hay que tener en cuenta el efecto de interferencia en las capas finas. En la Sección C, de este capítulo, ha sido derivada una expresión general para el módulo al cuadrado del campo eléctrico en cada punto del líquido, de la capa fina y del sustrato. Todas estas cantidades calculadas

han ser normalizadas por el correspondiente valor en el aire, el cual llamaremos $\left|E_0^+\right|^2$, ya que la intensidad del láser es siempre medida en el aire. Para llevar a cabo dicha normalización se hace uso de la relación:

$$\left| \mathbf{E}_{1}^{+} \right|^{2} = \frac{5.8}{(1.51 + n)^{2}} \left| \mathbf{E}_{0}^{+} \right|^{2}$$
 (4. 47)

donde el miembro de la izquierda es el módulo al cuadrado del campo eléctrico en el líquido, el valor 1,51 y n son respectivamente, los índices de refracción del sustrato y del líquido. En la última ecuación ha sido tenido en cuenta la reflexión en la primera superficie de la ventana frontal de la celda.

Cuando las muestras son probadas en la orientación inversa, las ecuaciones de la Sección C siguen siendo válidas, si en este caso se toma el sustrato como primer medio, la capa fina como el segundo y finalmente, el líquido como el tercer medio. Para este último caso, con el propósito de normalización, se usa la siguiente relación:

$$\left| \mathbf{E}_{1}^{+} \right|^{2} = 0.634 \left| \mathbf{E}_{0}^{+} \right|^{2}$$
 (4.48)

donde | | es el módulo al cuadrado del campo eléctrico en el sustrato, y donde además se na tenido en cuenta la reflexión en la cara no cubierta del sustrato. Ejemplos típicos de las distribuciones de las ondas estacionarias son

mostrados en las Figuras 29 a 36 para unicapas de F₂Mg y
TiO₂ (bajo y alto índice de refracción, respectivamente),
en la Figura 37 para un reflector multicapa de TiO₂/SiO₂
(muestra Nº 19) y en la Figura 38 para una capa fina antirreflectante "V-coat" de TiO₂/SiO₂. Las correspondientes
ecuaciones para este último caso fueron derivadas por B. E.
Newnam 35. La Figura 39 nos muestra tres ejemplos de distribuciones de las intensidades relativas del láser, dentro y
fuera de las capas dieléctricas. La intensidad relativa del
láser es proporcional a la cantidad

$$n \cdot \left| \frac{E}{E_0^+} \right|^2$$

donde n es el índice de refracción del correspondiente medio.

Recordemos aquí que esta última cantidad, a diferencia del módulo al cuadrado del campo eléctrico, no es continua a través de la superficie de separación entre dos medios.

estacionarias para cada muestra, cuando se las sumerge en diferentes líquidos, nos permite intentar una comparación directa con los correspondientes cambios en los umbrales de daño. En la Tabla 10 son dados los módulos al cuadrado relativos de los campos eléctricos y las intensidades del láser,

- Figura 29. Distribución de $|E|^2$ para una unicapa de $\lambda/4$ de TiO₂ sumergida en líquidos, incidencia frontal del láser. (1) aire, n=1,00 . (2) líquido, n=1,33 . (3) líquido, n= 1,74 .
- Figura 30. Distribución de $|E|^2$ para una unicapa de $\lambda/4$ de TiO₂ sumergida en líquidos, incidencia trasera del láser. (1) aire, n=1,00 . (2) líquido, n=1,33 . (3) líquido, n=1,74
- Figura 31. Distribución de $|\mathbf{E}|^2$ para una unicapa de $\lambda/2$ de TiO₂ sumergida en líquidos, incidencia frontal del láser. (1) aire, n=1,00 . (2) líquido, n=1,33 . (3) líquido, n=1,50 . (4) líquido, n=1,74 .

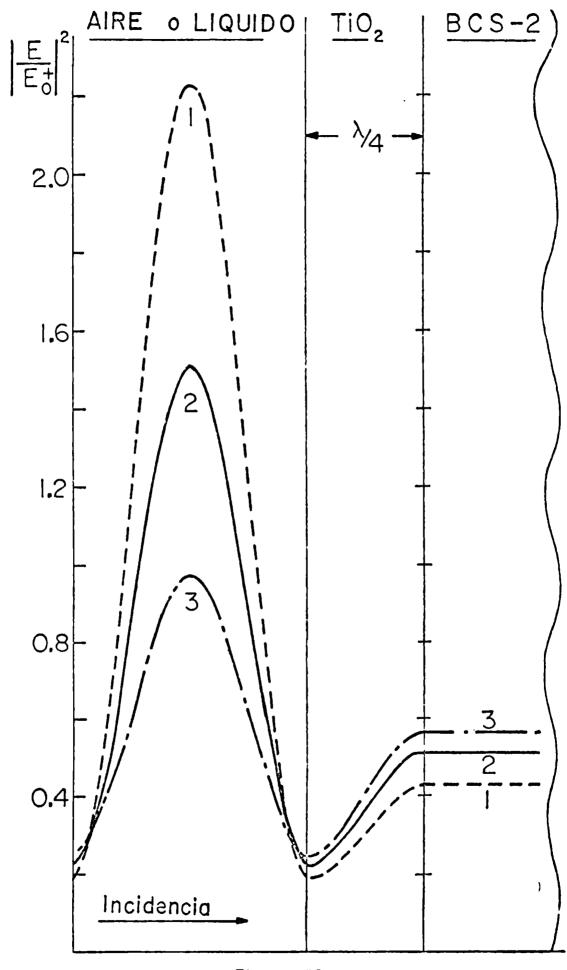


Figura 29

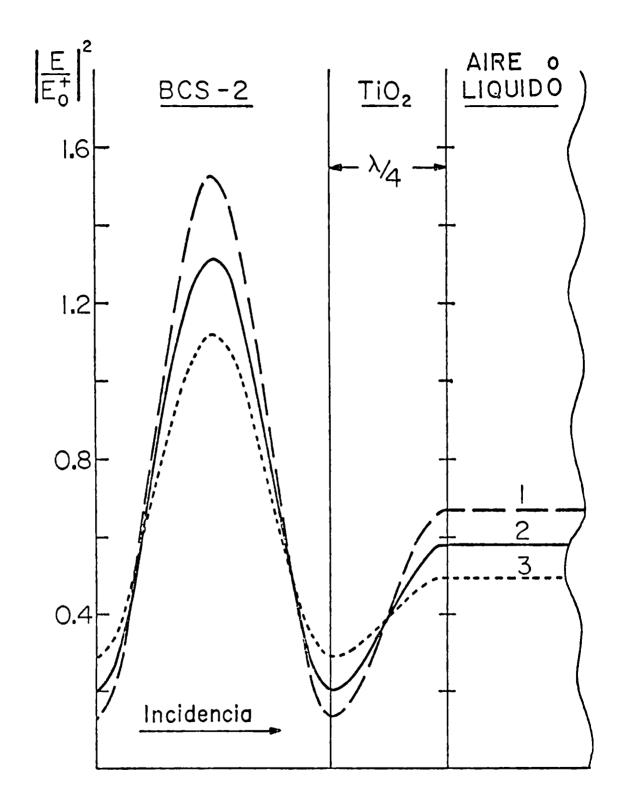


Figura 30

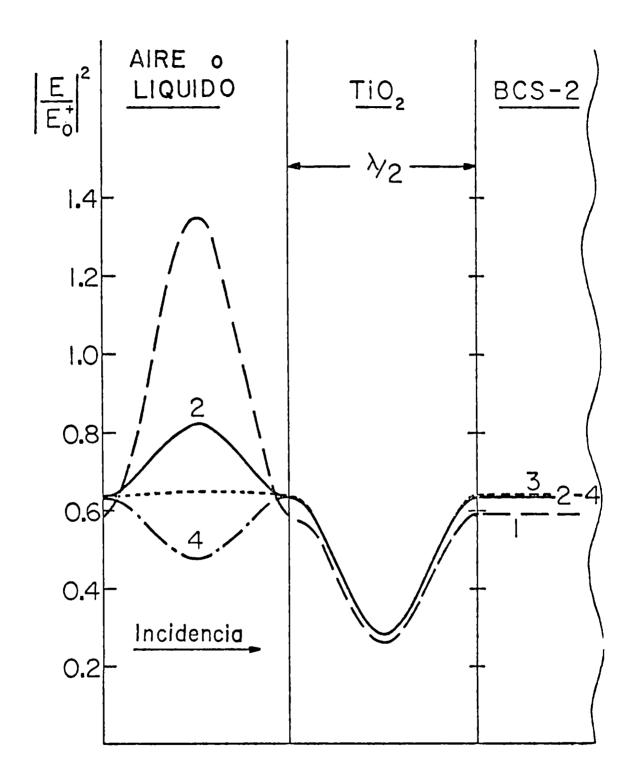


Figura 31

- Figura 32. Distribución de $|E|^2$ para una unicapa de $\lambda/2$ de TiO₂ sumergida en líquidos, incidencia trasera del láser. (1) aire, n=1,00 . (2) líquido, n=1,33 . (3) líquido, n=1,50 . (4) líquido, n=1,74 .
- Figura 33. Distribución de $|E|^2$ para una unicapa de $\lambda/4$ de F_2 Mg sumergida en líquidos, incidencia frontal del láser. (1) aire, n=1,00 . (2) líquido, n=1,33 . (3) líquido, n=1,50 . (4) líquido, n=1,74 .
- Figura 34. Distribución de $|E|^2$ para una unicapa de $\lambda/4$ de F_2 Mg sumergida en líquidos, incidencia trasera del láser. (1) aire, n=1,00 . (2) líquido, n=1,33 . (3) líquido, n=1,50 . (4) líquido, n=1,74 .

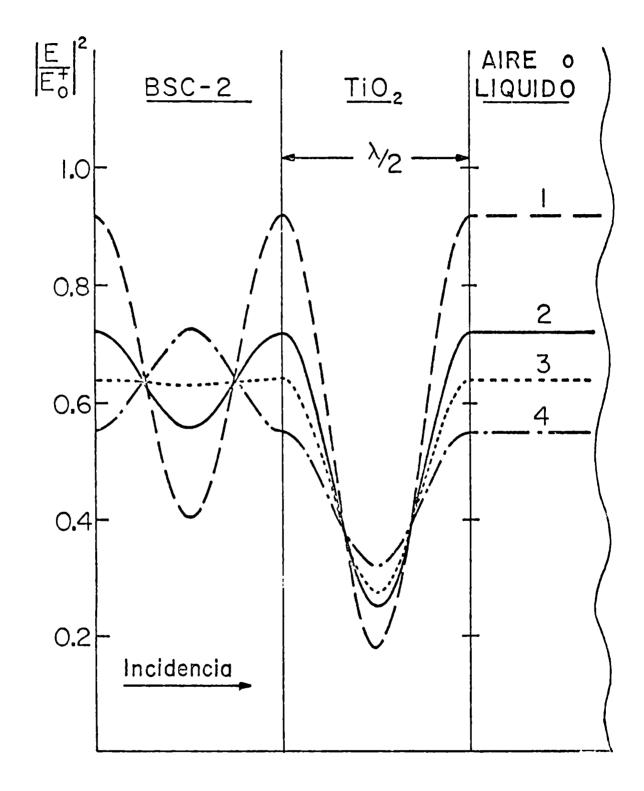


Figura 32

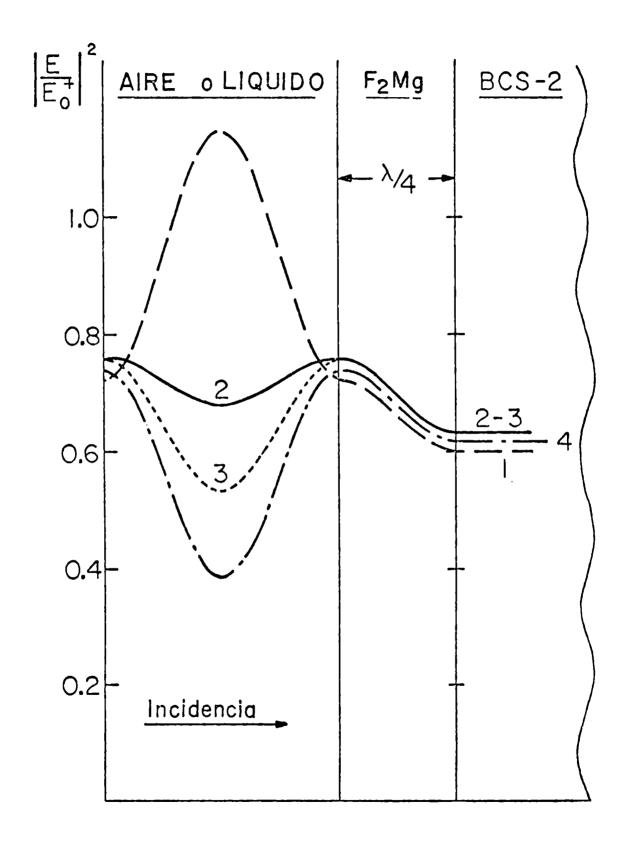


Figura 33

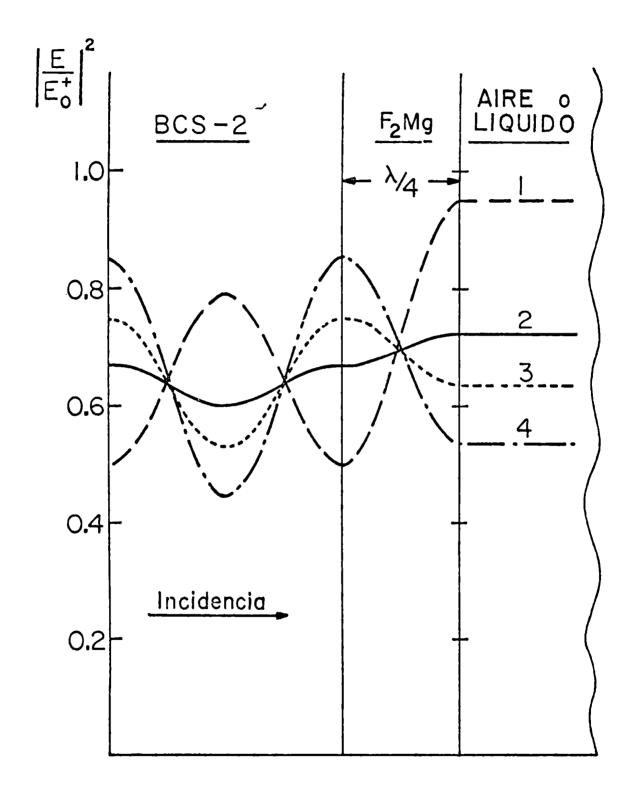


Figura 34

- Pigura 35. Distribución de $|E|^2$ para una unicapa de χ 2 de F_2 Mg sumergida en líquidos, incidencia frontal del láser. (1) aire, n=1,00 . (2) líquido, n=1,33 . (3) líquido, n=1,50 . (4) líquido, n=1,74 .
- Figura 36. Distribución de $|\mathbf{E}|^2$ para una unicapa de $\lambda/2$ de \mathbf{F}_2 Mg sumergida en líquidos, incidencia trasera del láser. (1) aire, n=1,00 . (2) líquido, n=1,33 . (3) líquido, n=1,50 . (4) líquido, n=1,74 .
- Figure 37. Distribución de $|\mathbf{E}|^2$ para un reflector multicapas de $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ sumergido en líquidos, $(G(\text{HL})^9\text{HL}^2\mathbf{A})$, incidencia frontal del láser. (1) aire, n=1,00 . (2) líquido, n=1,33 . (3) líquido, n=1,50 . (4) líquido, n=1,74 .

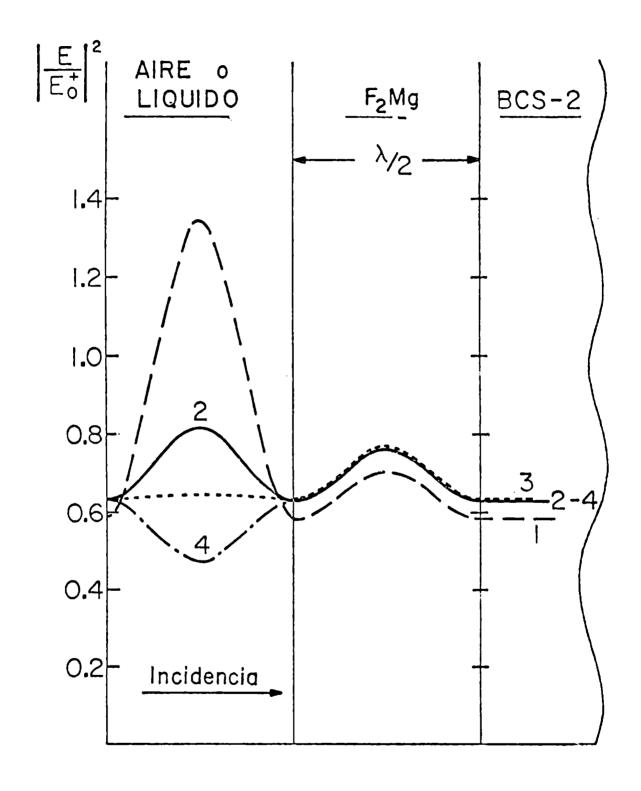


Figura 35

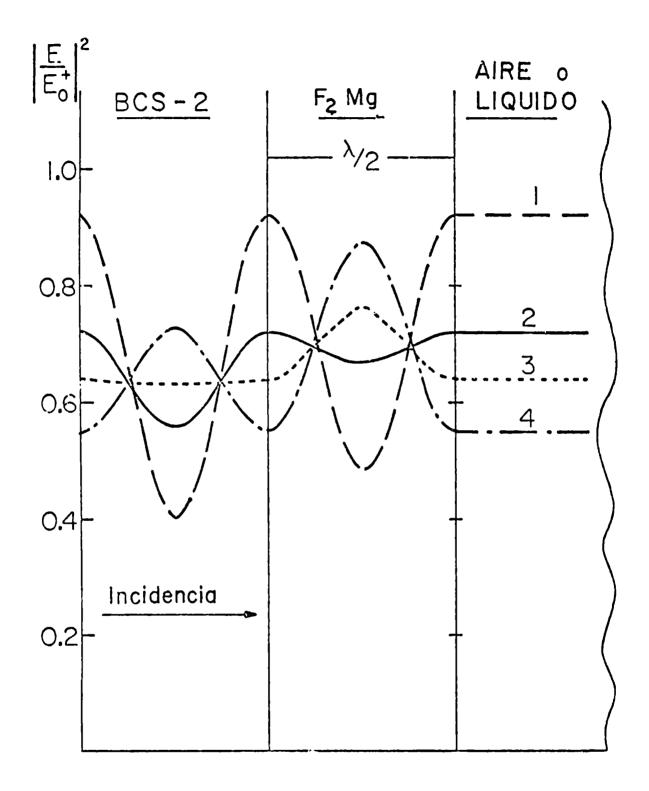


Figura 36

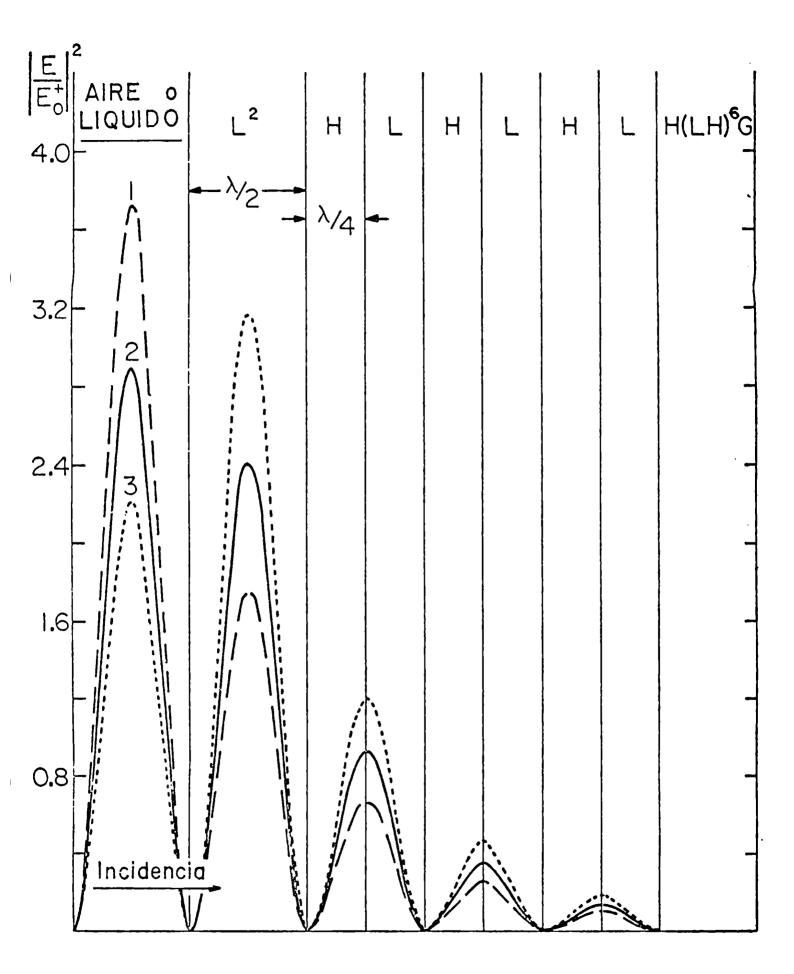


Figura 37

Figura 38. Distribución de $|\mathbf{E}|^2$ para una bicapa de $\mathrm{SiO}_2/\mathrm{TiO}_2$ ("V-coat") sumergida en líquidos, incidencia frontal del láser. (1) aire, $\mathrm{n=1,00}$. (2) líquido, $\mathrm{n=1,33}$. (3) líquido, $\mathrm{n=1,50}$. (4) líquido, $\mathrm{n=1,74}$.

Figura 39. Distribución de la densidad de energía para: (a) una unicapa de $\lambda/4$ de TiO_2 , (b) una unicapa de $\lambda/4$ de F_2Mg , (c) una unicapa de $\lambda/2$ de F_2Mg ; todas ellas ellas sumergidas en líquidos, incidencia frontal del láser. (1) aire, n=1,00 . (2) líquido, n=1,33 . (3) líquido, n=1,50 . (4) líquido, n=1,74 .

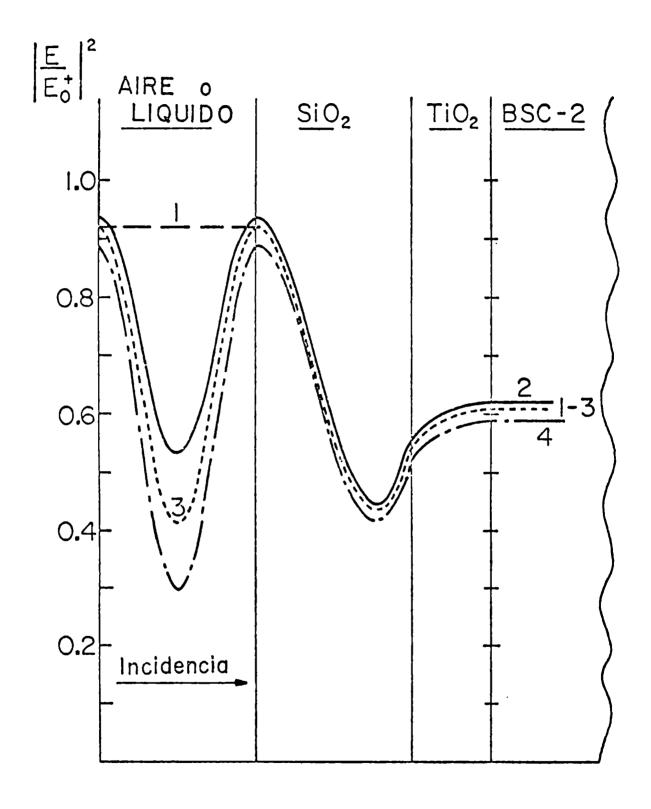


Figure 38

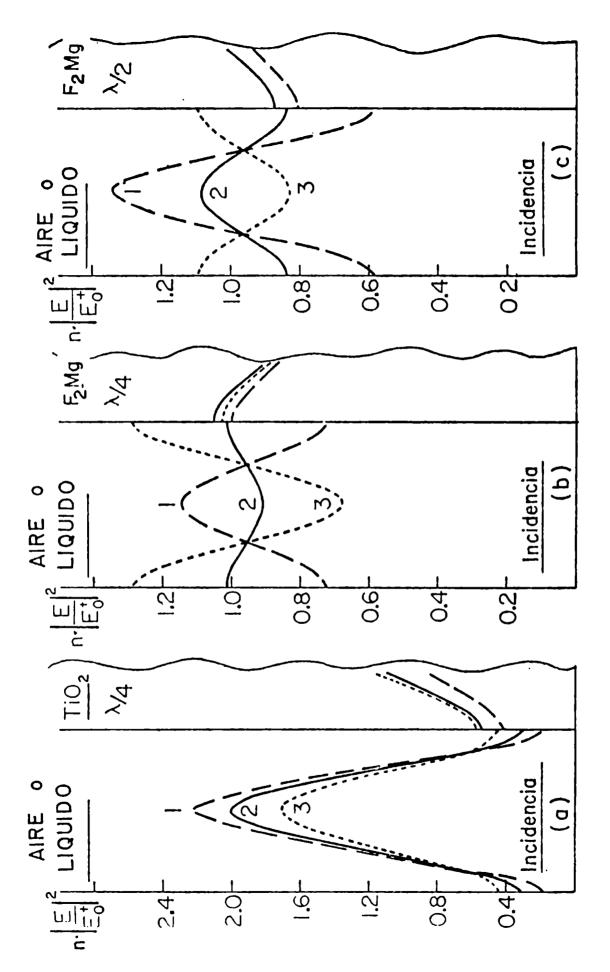


Figura 39

para varias posiciones en el líquido, en la capa fina y en el sustrato, para todas las muestras probadas, correspondiendo a líquidos con índices de refracción iguales a: $n_1=1,33$, $n_2=1,50$ y $n_3=1,72$. El símbolo n_3/n_1 , indica que la correspondiente cantidad ha sido obtenida como el cociente entre su valor para n_3 y para n_1 . Las inversas de los correspondientes umbrales de daño, medidos experimentalmente, son también incluídas en esta tabla, con el propósito de comparar. Se elige en este caso la inversa del umbral de daño, puesto que se espera que éste último sea proporcional a la intensidad del láser.

Un sumario, de las correlaciones observadas para las distintas muestras, es el que sigue:

- 1) Reflectores multicapas: la intensidad del láser en el líquido es independiente del índice de refracción de éste. Los cambios en los umbrales de daño se hallan en acuerdo, dentro de los errores experimentales, con los correspondientes cambios en la intensidad del láser, dentro de las capas dieléctricas, para los reflectores de ${\rm TiO_2/SiO_2}$, de ${\rm ZrO_2/SiO_2}$ y de ${\rm ZrO_2/F_2Mg}$. Para el reflector de ${\rm SZn/F_4Tn}$ es observada la misma tendencia, pero el efecto es más reducido.
- 2) Antirreflectante "V-coat" de TiO2/3iO2: en este caso la intensidad del láser, dentro de las dos capas dieléctricas,

es independiente del índice de refracción del líquido y los umbrales de daño pueden ser correlacionados con las intensidades del láser en el líquido, en su superficie de separación con el dieléctrico, posición en la cual nay un antinodo de las ondas estacionarias.

3) Unicapas de media onda: tres de ellas: TiO2, ZrO2 y SZn, presentan la misma tendencia, mientras que el F₂Mg presenta la opuesta. En la unicapa la intensidad del láser es independiente del líquido, en la cual la muestra ha sido sumergida. Para las tres unicapas, mencionadas en primer lugar, el cambio en el umbral de daño puede ser correlacionado con el correspondiente cambio en la intensidad del láser en el líquido, pero no en la superficie líquido-dieléctrico sino a una distancia, desde ésta, igual a un cuarto de onda (de la longitud de onda correspondiente a cada líquido); mientras que, para el Fomg, la correlación es con los valores de la intensidad en dicha superficie de separación. Nótese, que en ésta última, la intensidad del láser presente un máximo, para un cierto rango de valores del índice de refracción de los líquidos, mientras que para otro rango de valores existe un mínimo. Agreguemos que para el caso del SZn, se observa el mismo cambio en el umbral de daño que para el TiO, (ambos tienen prácticamente el mismo índice de refracción), aunque

para el primero fue empleado el criterio LIS, para la determinación del umbral de daño.

- 4) Unicapas de media onda (orientación inversa): en este caso todas las muestras presentan el mismo comportamiento (aún para el SZn.para el cual fue usado el criterio LIS), aunque la intensidad del efecto es diferente en cada caso. La mejor correlación, aunque bastante pobre, es con las intensidades del láser, determinadas en el punto medio de la unicapa. Nótese que para el SZn, el TiO₂ y el ZrO₂, existe un mínimo de la intensidad en dicha posición, mientras que para el P₂Mg nay un máximo o un mínimo de la intensidad, dependiendo del índice de refracción del líquido. En ningún caso es posible correlacionar los umbrales de daño con el valor medio de la intensidad en la unicapa. Las intensidades en el líquido son independientes del índice de refracción de éste.
- 5) Unicapa de un cuarto de onda de F₂Mg: la intensidad del láser es prácticamente independiente del líquido usado, dentro de él; mientras que por lo contrario, la existencia de un mínimo o máximo de la intensidad, en la superficie de separación entre la unicapa y el líquido, depende de éste último. Un acuerdo bastante bueno es nallado entre la inversa del umbral de daño y la intensidad del láser en el líquido, en la unión de éste con la unicapa.

- 6) Unicapa de un cuarto de onda de F₂Mg (orientación inversa): existe un buen acuerdo con las intensidades del láser, determinadas en la unión sustrato-unicapa y/o en el líquido. Nó-tese que para la posición mencionada en primer lugar, hay un pico de la intensidad para cierto rango de valores del índice de refracción del líquido, por otra parte, la intensidad media en la unicapa no depende del líquido.
- 7) Unicapas de un cuarto de onda de SZn y de TiO₂: ambas presentan casi la misma distribución de ondas estacionarias, sin embargo tienen comportamientos totalmente opuestos, en lo referente al efecto en sus umbrales de daño, cuando ellas son sumergidas en diferentes líquidos. En el primer caso, se puede nallar una relación con la intensidad del láser en el líquido, a una distancia a partir de su unión con la unicapa, igual a un cuarto de onda, y en esta posición existe un pico en la intensidad. Para el segundo caso, no es posible hallar una simple correlación, siendo esto probablemente debido a que se producen cambios en la intensidad del láser (para diferentes líquidos) tanto en el líquido, en su unión con la unicapa, como dentro de la misma unicapa.
- 8) Unicapas de un cuarto y de tres cuartos de onda de TiO₂
 (orientación inversa): para ambas muestras la mejor correlación es con la intensidad del láser en la superficie de

separación entre el líquido y la unicapa (del lado del líquido) y en el líquido. La intensidad media en la unicapa es independiente del líquido, en el cual ella es sumergida.

9) Unicapa de un cuarto de onda (orientaciones directa e inversa) de ZrO2: en ambos casos se observa un comportamiento muy peculiar, el umbral de daño presenta un mínimo para algún valor del índice de refracción del líquido, comprendido entre n = 1.00 y n = 1.33; sin embargo, no se dispuso de ningún líquido con un valor de n comprendido en ese rango, para poder precisar la posición del mínimo. El mismo efecto fue observado en una prueba preliminar, llevada a cabo con el mismo tipo de unicapa. Si este nuevo efecto es eliminado, lo cual puede ser hecho mediante el uso del cociente entre la inversa del umbral de daño, correspondiente al líquido con el más alto valor de n , y la que corresponde al líquido con el mínimo valor de n (el llamado cociente n_3/n_1 en la Tabla 10), entonces es posible hallar para la orientación directa una correlación con la intensidad del láser en el líquido, a una distancia de un cuarto de onda de su unión con la unicapa.

Dentro de la capa dieléctrica, la intensidad del láser es casi independiente del índice de refracción de los líquidos. Esto último es también verdad para la intensidad media del láser en la unicapa, para las muestras con orien-

tación inversa; en este último caso, la mejor correlación es con la intensidad del láser en la unicapa, en su unión con el líquido.

- 10) Unicapas de tres cuartos de onda de TiO₂ y SZn: los umbrales de daño medidos son casi independientes del índice de refracción de los líquidos, en los cuales estas dos muestras fueron sumergidas. Las diferencias observadas se deben, posiblemente, a las fluctuaciones inherentes a este tipo de medición. Del mismo modo podría explicarse las ligeres diferencias observadas para el SZn, cuando son usados los dos criterios para la determinación de su umbral de daño. Ninguna correlación es hallada para estas dos muestras, ni con las distribuciones de los módulos al cuadrado de los campos eléctricos, ni con las distribuciones de las intensidades del láser.
 - ii) Discusión de los mecanismos del daño causado por el láser.

Una comparación entre las propiedades físicas de los líquidos, dadas en la Tabla 7, y los umbrales de daño de las capas finas sumergidas en ellos, nos muestra que no nay correlación con ninguna de las propiedades, excepto con la constante dieléctrica, a bajas frecuencias, de los

TABLA 10

COMPARACION ENTRE LA DISTRIBUCION DE ONDAS ESTACIONARIAS

Y EL UMBRAL DE DAÑO DE CAPAS FINAS SUMERGIDAS EN LIQUIDOS

I. UNICAPAS DE UN CUARTO Y DE TRES CUARTOS DE ONDA DE TiO2 Y SZD

MODULO AL CUADRADO DEL C.E.	n _l	ⁿ 2	3	ⁿ 3 ^{/n} 1
En el líquido (pico) En la unión L-CF, la CF, la	0,68	0,56	0,44	0,65
unión CF-S y el sustrato	1,20	1,26	1,33	1,11
INTENSIDAD RELATIVA				
En el líquido (pico)	0,90	0,84	0,76	0,84
En la unión L-CF (lado-L)	1,58	1,89	2,31	1,46
En la unión L-CF (lado-CF),				
la CF, la unión CF-S y el S.	1,20	1,26	1,33	1,11
COCIENTES EXPERIMENTALES				
TiO ₂ (λ /4)	1,07	1,12	1,78	1,66
SZn $(\lambda/4)$ (cnispa)	0,86	0,74	0,59	0,69
TiO_2 ($3\lambda/4$)		0,89	0,92	
$32n (3\lambda/4) (cnispa) \dots$		1,06	1,10	
$SZn (3\lambda/4) (LIS) \dots$		1,03	0,95	
L: líquido CF: capa fina	S:	sustra	to (vidr	io BCS)

TABLA 10 (continúa)

II. UNICAPAS DE UN CUARTO Y DE TRES CUARTOS DE ONDA DE TiO2 (ORIENTACION INVERSA)

				
MODULO AL CUADRADO DEL C.E.		n ₂	ⁿ ₃	ⁿ 3 ^{/n} 1
En el sustrato (en $\lambda/4$)	0,87	0,81	0,74	0,85
En la unión S-CF	1,53	1,81	2,22	1,45
En la capa fina (punto me-				
dio para $\lambda/4$)	0,97	0,97	0,97	1,00
En la CF (valor pico para				
$3 \lambda/4) \ldots$	0,87	0,81	0,74	0,85
En la unión CF-L y en el L.	0,87	0,81	0,74	0,85
En el sustrato (en $\lambda/4$)	0,87	0,81	0,74	0,85
		-	•	•
En la unión S-CF	1,53	•	•	1,45
CF (punto medio para $\lambda/4$).	0,97		·	1,00
CF (valor pico para $3\lambda/4$).	0,87	•	•	, -
En la unión CF-L (lado-CF).	0,87	•	•	0,85
CF-L (lado-L) y líquido	1,15	1,21	1,28	1,11
COCIENTES EXPERIMENTALES				
TiO ₂ (λ/4)	1,08	1,10	1,33	1,23
TiO_2 (3 λ /4)		1,22	1,35	

TABLA 10 (continúa)

III. UNICAPAS DE MEDIA ONDA

MODULO AL CUADRADO DEL C.E.	n ₁	n ₂	ⁿ ₃	ⁿ 3 ^{/n} 1
En el líquido (en $\lambda/4$)	0,61	0,48	0,35	0,57
En la unión L-CF	1,08	1,09	1,08	1,00
En la capa fina, la unión				
CF-S y en el sustrato	1,08	1,09	1,08	1,00
INTENSIDAD RELATIVA				
En el líquido (en $\lambda/4$)	0,81	0,72	0,62	0,76
En la unión L-CF (lado-L)	1,43	1,63	1,87	1,31
En la unión L-CF (lado-CF)	1,08	1,09	1,08	1,00
En la capa fina, en la unión				
CF-S y en el sustrato	1,08	1,09	1,08	1,00
TiO,	0,88	0,85	0,77	0,87
Zr0 ₂	0,78	0,73	0,56	0,72
F ₂ Mg	1,48	1,78	2,28	1,54
SZn	0,90	0,85	0,74	0,82

TABLA 10 (continúa) IV. UNICAPAS DE MEDIA ONDA (ORIENTACION INVERSA)

MODULO AL CUADRADO DEL C.E.	n ₁	n ₂	ⁿ ₃	$\frac{n_3/n_1}{-}$
En el sustrato (en λ /4)	1,38	1,57	1,81	1,31
En la unión S-CF	0,78	0,70	0,60	0,77
En la CF (punto medio)	1,38	1,57	1,81	1,31(1)
En la unión CF-L y en el				
ıfquido	0,78	0,70	0,60	0,77
INTENSIDAD RELATIVA				
En el sustrato (en $\lambda/4$)	1,38	1,57	1,81	1,31
En la unión S-CF	0,78	0,70	0,60	0,77
In la CF (punto medio) ,	1,38	1,57	1,81	1,31
En la unión CF-L (lado-CF).	0,78	0,70	0,60	0,77
En la unión UF-L (lado-L) y				
en el líquido	1,04	1,04	1,04	1,00
COCIENTES EXPERIMENTALES				
TiO,	1,20	1,32	1,66	1,38
ZrO ₂	1,11	1,24	1,36	1,23
F ₂ Mg	1,33	1,42	2,09	1,57
SZn		1,49	1 ,7 2	(1'

⁽¹⁾ $n_3/n_2 \dots 1,15$ (1') $n_3/n_2 \dots 1,15$

TABLA 10 (continúa)

V. UNICAPA DE UN CUARTO DE ONDA DE ZrO2

MODULO AL CUADRADO DEL C.E.	nl	n ₂	n ₃	ⁿ 3 ^{/n} 1
En el líquido (en $\lambda/4$) En la unión L-CF, la capa	0,65	0,54	0,41	0,63
fina, la unión CF-S y el sustrato	1,16	1,21	1,24	1,07
INTENSIDAD RELATIVA				
\hat{m} el líquido (en $\lambda/4$)	0,87	0,80	0,71	0,82
En la unión L-CF(lado-L) En la unión L-CF (lado-CF),	1,54	1,80	2,16	1,40
la capa fina, la unión CF-S y el sustrato	1,16	1,21	1,24	1,07
COCIENTE EXPERIMENTAL				
Zro ₂ (λ/4)	1,14	1,02	0,75	0,66

TABLA 10 (continúa)

VI. UNICAPA DE UN CUARTO DE ONDA DE ZrO2 (ORIENTACION INVERSA)

····				
MODULO AL CUADRADO DEL C.E.	n ₁	n ₂	ⁿ 3	ⁿ 3 ^{/n} 1
En el sustrato (en $\lambda/4$)	0,84	0,77	0,68	0,82
En la unión S-CF	1,49	1,74	2,09	1,40
En la CF (punto medio)	0,97	0,97	0,97	1,00
En la unión CF-L y en el				
lfquido	0,84	0,77	0,68	0,82
INTENSIDAD RELATIVA				
En el sustrato (en $\lambda/4$)	0,84	0,77	0,68	0,82
En la unión S-CF	1,49	1,74	2,09	1,40
En la CF (punto medio)	0,97	0,97	0,97	1,00
En la unión CF-L (lado-CF).	0,84	0,77	0,68	0,82
En la unión CF-L (lado-L) y				
en el líquido	1,11	1,15	1,19	1,07
COCIENTE EXPERIMENTAL				
zro ₂ (λ/4)	1,21	0,99	0,90	0,74

TABLA 10 (continúa)

VII. UNICAPA DE UN CUARTO DE ONDA DE F2Mg

MODULO AL CUADRADO DEL C.E.	nl	n ₂	ⁿ 3	ⁿ 3 ^{/n} 1
En el líquido (en $\lambda/4$) En la unión L-CF, en la capa fina, en la unión CF-S y	0,60	0,46	0,34	0,57
en el sustrato	1,05	1,05	1,03	0,98
INTENSIDAD RELATIVA				
En el líquido (en $\lambda/4$)	0,79	0,70	0,59	0,75
En la unión L-CF (lado-L) En la unión L-CF (lado-CF),	1,40	1,57	1,78	1,27
la capa fina, la unión CF-S y el sustrato	1,05	1,05	1,03	0,98
COCIENTE EXPERIMENTAL				
F ₂ Mg (λ/4)	1,24	1,50	2,18	1,75

TABLA 10 (continúa)

VIII. UNICAPA DE UN CUARTO DE ONDA DE F₂Mg (OPIENTACION INVERSA)

MODULO AL CUADRADO DEL C.E.	n ₁	n ₂	ⁿ ₃	n ₃ /n ₁
En el sustrato (en $\lambda/4$)	0,76	0,67	0,57	0,75
En la unión S-CF	1,35	1,51	1,71	1,27
En la CF (punto medio)	0,96	0,96	0,96	1,00
n la unión CF-L y en el				
líquido	0,76	0,67	0,57	0,75
En el sustrato (en $\lambda/4$)	0,76	0,67	0,57	0,75
En la unión S-CF	•	·	•	•
En la CF (punto medio)	1,35 0,96	•	0,96	,
En la unión CF-L (lado-CF).	0,76	0,67	0,57	
En la unión CF-L (lado-L) y	0,10	0,01	0, 51	0, 1)
en el líquido	1,35	1,51	1,71	1,27
COCIENTE EXPERIMENTAL				
F_2^{Mg} ($\lambda/4$)	1,31	1,50	2,27	1,75

TABLA 10 (continúa)

IX. REFLECTORES MULTICAPAS

MODULO AL CUADRADO DEL C.E.	n ₁	ⁿ 2	ⁿ 3	ⁿ 3 ^{/n} 1
An el líquido(valor pico)	0,78	0,70	0,60	0,77
En cada una de las uniones				
H-L (y en el centro de la				
capa media onda en TiO2/SiO2)	1,38	1,56	1,80	1,30(1
INTENSIDAD RELATIVA				
En el líquido(valor pico)	1,04	1,04	1,04	1,00
En cada una de las uniones				
H-L (y en el centro de la				/3
capa media onda en TiO2/SiO2)	1,38	1,56	1,80	1,30(1
COCIENTES EXPERIMENTALES				
TiO ₂ /SiO ₂	1,30	1,34	1,64	1,26
Zr0 ₂ /Si0 ₂	1,45	1,55	2,11	1,45
Zro ₂ /F ₂ Mg	1,53	1,62	s , 5†	1,44
SZn /F ₄ Tn		1,12	1,24	(1

H: alto indice de refracción ("nign")

(1)
$$n_3/n_2 \dots 1,15$$
 (1') $n_3/n_2 \dots 1,11$

L: bajo índice de refracción ("low")

TABLA 10 (continúa)

X. BICAPA DE TiO2 / SiO2 ("V-COAT")

MODULO AL CUADRADO DEL C.E.	n	n ₂	n ₃	n ₃ /n ₁
En el líquido (nodo)	0,57	0,44	0,32	0,56
En la unión líquido-SiO2	1,02	1,00	0,96	0,94
En el SiO ₂ , en la unión				
SiO ₂ -TiO ₂ , en el TiO ₂ , en				
la unión TiC ₂ -S y en el				
sustrato	1,02	1,00	0,96	0,94
AVITALAN CACISMETAL				
nn el ifquido (nodo)	0,76	0,67	0,55	0,72
hn la unión líquido-SiO ₂				
(lado del líquido)	1,35	1,50	1,67	1,24
en la unión líquido-SiO ₂				
$(lado-SiO_2)$, en el SiO_2 , en				
la unión SiC ₂ -MiO ₂ , en el				
Pio ₂ , en la unión Pio ₂ -S				
y en el sustrato	1,02	i,00	0,96	0,94
COCIENTE EXPERTMENTAL				
Ti0 ₂ / Si0 ₂	1,53	1,62	2,26	1,47

líquidos. Es observado que, cuando las capas dieléctricas son sumergidas en líquidos, los cuales poseen un alto valor de su constante dieléctrica, tales como el agua y la formamida (y en menor extensión el nitrobenceno), entonces los umbrales de daño de aquellas no son ajustados por las curvas experimentales, que dan el umbral relativo de daño en función del índice de refracción del líquido (Figuras 17 a 28), mostrando siempre valores del umbral más altos que los dados por dichas curvas. Este efecto es observado también cuando las muestras son probadas en la orientación inversa (es decir cuando el láser incide sobre la capa fina del lado del sustrato). Cuando el criterio LIS es usado, para la determinación del umbral de dano, también se nalla el mismo efecto. Intentaremos explicar cualitativamente esta dependencia con la constante dieléctrica, a bajas frecuencias.

En la superficie de contacto aire-dieléctrico existe una barrera de potencial, cuya altura controla la fotoemisión de electrones por parte de la capa fina, cuando ésta es iluminada con la luz del láser. Dichos electrones, después de ser emitidos por la superficie dieléctrica, absorben energía del láser y se produce un "plasma caliente" (uno cuya "temperatura" es del orden de los varios miles de grados Kelvin, por encima del punto de fusión de los materiales que forman

las capas finas). La forma exacta de esta barrera de potencial no es en general conocida 36, además es también afectada por la presencia de incrustaciones, fisuras y poros, en la superficie de la capa dieléctrica.

A pesar que la forma exacta de la barrera de potencial no puede ser calculada, nosotros sabemos que si la capa fina es puesta en contacto con un líquido, entonces la altura de la barrera, en la superficie de contacto, se incrementa. Esto es debido a que las cargas imagen positivas, producidas sobre la superficie del dieléctrico cuando los electrones son emitidos, inducen en el líquido polarizable nuevas cargas negativas, en su superficie de contacto con la capa dieléctrica. Luego, una nueva contribución es agregada a este potencial de contacto, su altura se incrementa y consecuentemente, la fotoemisión de electrones es reducida. Ello se halla en buen acuerdo cualitativo con el aumento observado en el umbral de daño.

Tomemos nota también del necno que la frecuencia pico, en la transformada de Fourier del pulso del láser (de una duración de aproximadamente 10 nseg), es del orden de 10^8 Hz y consecuentemente, esta debe ser también la frecuencia característica para el movimeinto de las cargas inducidas. Esto soporta la correlación hallada con la constante

dieléctrica a bajas frecuencias de los líquidos (hasta aproximadamente 5 x 10⁸ Hz). El hecho que el efecto sea también observado cuando se usa el criterio LIS para los umbrales, significa que la disminución en la emisión electrónica reduce no solo el tamaño y/o la temperatura de la chispa (y consecuentemente disminuyendo la posibilidad de ser detectada), sino que también se reduce el umbral efectivo de las capas dieléctricas.

Ninguna correlación definida pudo ser nallada para todo el conjunto de muestras, entre el cambio en el umbral de daño con el índice de refracción de los líquidos y el correspondiente cambio en la intensidad del láser (o equivalentemente, la densidad de energía). Para algunas de las muestras, la intensidad del láser tiene una dependencia con n_1 (índice de refracción del líquido), que es diferente en el líquido que en las capas dieléctricas y consecuentemente, en estos casos, el efecto en el umbral de daño se debería a la acción superpuesta de los cambios de la intensidad en ambas regiones. Solamente en aquellos casos en que la distribución de las ondas estacionarias es independiente de n_1 , ya sea en el ifquido o en la capa dieléctrica, es posible hallar algún grado de correlación. Como ejemplos de lo mencionado en último lugar, mencionaremos los siguientes casos.

Para todos los reflectores multicapas, la intensidad del láser, dentro de las capas dieléctricas, controla el correspondiente umbral de daño, mientras que para la bicapa antirreflectante "V-coat" es la intensidad en el líquido, en la superficie de contacto líquido-dieléctrico, la que controla el umbral de daño. Para una unicapa de un cuarto de onda de F₂Mg, en ambas orientaciones, y para una del mismo tipo de media onda en orientación directa, el correspondiente umbral de daño se nalla determinado por la intensidad del láser en el líquido, en su unión con el dieléctrico. Para otras muestras, sus correspondientes umbrales de daño se relacionan con un cierto valor promedio de la intensidad del láser en el líquido.

Mencionemos también el necho que, cuando un criterio LIS para el umbral es usado, se observa entonces un comportamiento similar al anteriormente expuesto, para el umbral de daño en función del índice de refracción del líquido. Todos los hechos mencionados previamente (incluyendo también el de la dependencia con la constante dieléctrica a bajas frecuencias del líquido), evidencian fuertemente que los fotoelectrones emitidos por las capas dieléctricas, a través de la formación de un plasma caliente, juegan un papel muy importante en el daño de las capas finas. Otro tanto sucede con la

intensidad del láser en el líquido, la cual controla la formación de dicho plasma (este plasma crece en tamaño y temperatura absorbiendo la energía del naz del láser).

A partir de los oscilogramas de la intensidad transmitida por las capas finas, se concluye que la formación del plasma es acompañado por una correspondiente absorción del naz del láser, la cual puede llevar al corte total de la transmisión para intensidades incidentes lo suficientemente altas.

Debe ser excluida la posibilidad de tenerse solo un "cambio aparente" en los umbrales de daño, cuando son usados diferentes líquidos, debido a diferencias en el poder de detección de la chispa (por cambios en el tamaño y/o en la temperatura de la chispa), puesto que un comportamiento totalmente similar es observado cuando se emplea el criterio LIS para la determinación de los umbrales.

Tampoco hay evidencias en contra del necho que algunos otros mecanismos puedan contribuir simultáneamente al proceso de daño de capas finas. Lo que se ha hallado es que, cuando las condiciones son las mismas para todos los otros mecanismos, entonces el umbral de daño es controlado por la fotoemisión de electrones desde la superficie de la capa dieléctrica, y por el subsiguiente crecimiento del plasma (cnispa).
Entre dicnos mecanismos de daño, previamente discutidos por

otros investigadores en relación al daño en sólidos transparentes y/o en capas finas, podemos mencionar los siguientes: avalancha electrónica inducida por el intenso campo eléctrico óptico en el medio (tratado por B.S. Snarma y K.E. Rieknoff 37, 38, M. Bass y H.H. Parrett 39, y A.G. Molchanov 40, para dieléctricos transparentes), calentamiento del material por la absorción lineal del haz del láser (tratado por A.F. Turner 18 para capas finas), tensiones mecánicas inducidas (R.R. Austin y A.H. Guentner 19,20 para capas antirreflectantes). B.E. Newnam 2 discute la posibilidad de la acción simultánea de estos tres diferentes mecanismos de daño para capas finas, predominando el uno o el otro de acuerdo al material que forme la capa fina y a su espesor.

D.W. Fradin y M. Bass 41, y M. Bloembergen 42 puntualizan la importancia de las imperfecciones de las superficies
en el umbral de daño de sólidos transparentes (microporos,
incrustaciones, rajaduras, etc.), ya que dichas imperfecciones provocan un aumento del campo eléctrico óptico en las
proximidades de ellas. Si esto pudiera ser también aplicado
al caso del daño de capas finas tendríamos que, al poseer diferentes valores de su índice de refracción, los líquidos modificarían el grado en el que se produce dicho incremento
del campo eléctrico y por lo tanto, estaríamos en presencia

de otro mecanismo por el cual los líquidos pueden modificar los umbrales de daño. Sin embargo, un tratamiento cuantitativo de dicno aumento del campo eléctrico óptico aún no ha sido desarrollado.

Finalmente, una comparación de nuestros resultados experimentales con los reportados por D.W. Gregg y 3.J. Thomas , nos muestra una total discrepancia; sin embargo, debe ser tenido en cuenta que se nan seguido diferentes procedimientos experimentales en ambos casos. Gregg y Thomas usaron las muestras, que eran dos reflectores dieléctricos de 99 * % de reflectividad, como espejos traseros de la cavidad láser y además el líquido de prueba, el nitrobenceno, fue empleado por ellos como solvente de la criptocianina. Otra importante diferencia es que ellos no midieron los umbrales de daño para un solo disparo del láser, como en nuestra experiencia, sino que determinaron la resistencia relativa de cada una de las muestras, al daño causado por el láser con y sin la muestra sumergida en el nitrobenceno, después de muchos disparos del láser.

CAPITULO V

ABSURCION SATURABLE DEL VAPOR DE IODO MOLECULAR

A. Introducción

La luz del láser de 6943 A induce una transición de la molécula de iodo de su estado fundamental electrónico $\frac{1}{2}$ (estado X) al continuo de su primer estado excitado electrónico $\frac{3}{11}$ (estado A). Estos dos estados tienen una energía de disociación común de 1,54 eV, la cual es 0,25 eV menor que la energía de un fotón correspondiente a la longitud de onda del láser de rubí. Los productos resultantes de la fotodisociación son dos átomos neutros de iodo en su estado fundamental $P_{3/2}$. Un diagrama esquemático de las curvas de potencial para la molécula de iodo na sido dado por R. S. Mulliken 43 y es reproducido en la Figura 40. Para bajas intensidades incidentes del láser, la absorción de una cierta longitud de vapor de iodo molecular es independiente de dicha intensidad, pero a medida que ésta última se incrementa comienza a aparecer un efecto de saturación del absorbente, es decir que se produce un aumento en la transmisión.

N. A. Generalov y otros 44 han medido la transmisión del vapor de iodo molecular en función de la intensidad

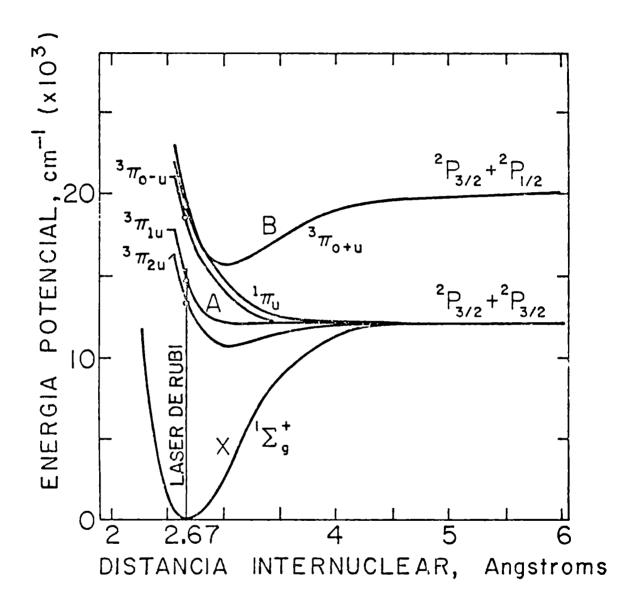


Figura 40

incidente del láser, desde la región de absorción lineal hasta el umbral para el "breakdown" del vapor. Ellos llevaron a cabo la experiencia para tres diferentes presiones del vapor: 15, 60 y 200 mm de Hg, todos a la misma temperatura de 420 °K. En dicho trabajo no se hace ninguna mención sobre la estructura de modos del láser utilizado y además, puesto que no fue usado un "pinnole" en dicho experimento, el efecto de saturación por ellos reportado es uno promediado en toda la sección transversal del haz. Aún más, con el fin de incrementar la intensidad del láser ellos usaron una lente de 5 cm de longitud focal, con la cual el haz fue focalizado en el centro de la celda conteniendo el vapor de iodo en estudio, pudiéndose estimarse la longitud de la celda también en 5 cm (la exacta longitud de la celda no se especifica en el trabajo). Por todo lo expuesto previamente, los resultados por ellos reportados deben ser considerados solo como semicuantitativos. Un experimento mejor controlado ha sido llevado a cabo por el autor de esta Tesis, por lo tanto, y será descripto en las próximas secciones.

R. T. Manoney y K. R. Wilson 45 han reportado la medición del espectro de retroceso de los productos de la fotodisociación de los átomos de iodo, inducida por la radiación del láser de rubí. Ellos hallaron que la distribución

angular detectada era la correspondiente a la transición ya mencionada, desde el estado $^1\Sigma_g^+$ nasta el continuo $^3\Pi_{1u}$. Este método de investigación es conocido con el nombre de espectroscopía de fotofragmentos.

B. Transmisión del vapor de iodo molecular en la región de absorción lineal

Si I es la intensidad de la luz incidente y si I(z) es su correspondiente valor después de atravesar una cierta distancia z , en el vapor del iodo, se cumple la siguiente relación, válida en la región en la cual la absorción es independiente de la intensidad de la luz incidente:

$$I(z) = I_0 e^{-Kz}$$
 (5. 1)

K, conocido como el coeficiente de absorción lineal, es dado por:

$$K = \sigma N_0 \tag{5. 2}$$

donde σ es la sección eficaz de absorción, para la longitud de onda de la luz incidente y N es la densidad de moléculas de iodo en el vapor.

Por lo tanto para calcular la transmisión de una celda con iodo molecular es necesario conocer la densidad del gas, la cual depende de las dos variables termodinámicas:

presión y temperatura. Cuando el gas está en equilibrio con su sólido, entonces ambas variables son interdependientes y la transmisión es función de una sola de las variables, para una dada longitud de la celda. Una relación experimental entre el logaritmo de la presión, expresada en mm de Hg, y la temperatura absoluta T, es dada por M. H. Grange para el caso de equilibrio sólido-gas, desde aproximadamente 70 °C hasta el punto triple

$$\log_{10} p \ (mm \ Hg) = \frac{3.03 \times 10^3}{T} + 9.82$$
 (5.3)

o tomando la derivada de la última expresión con respecto de la temperatura

$$dp/dT = \frac{6.2 \times 10^3}{\pi^2} p$$
 (5. 4)

Si comparamos la ecuación (5.4) con la de Clausius-Clapeyron 47, nallamos que el vapor se comporta como un gas ideal,
cumpliéndose que:

$$N_0 = \frac{6.2 \times 10^3}{T} L p (5.5)$$

donde I es el calor latente de sublimación, por molécula, y el cual se relaciona con la constante de Boltzman k

$$k = 6,2 \times 10^3 L$$
 (5. 6)

Finalmente, mediante el uso de las ecuaciones anteriores obtenemos la siguiente relación para la transmisión
de una celda con vapor de iodo, de longitud z (cm), en función de la temperatura absoluta:

$$\ln \frac{I(z)}{I_0} = -\frac{1.42}{T} \sigma z \exp(-\frac{7 \times 10^3}{T} + 22.7)$$
 (5. 7)

o en función de la presión de vapor (mm de Hg)

$$\ln \frac{I(z)}{I_0} = 0.13 \times 10^{-3} \sigma z p (\ln p - 22.7)$$
 (5.8)

con la sección eficaz de absorción expresada en cm². Las ecuaciones (5.7) y (5.8) nos permiten hallar la temperatura y la presión, respectivamente, para las cuales se alcanza una cierta transmisión, para una dada longitud de la celda y conociéndose previamente el valor de σ ; o inversamente, es posible calcular σ si la transmisión es medida para una cierta temperatura o presión.

C. Dispositivo experimental

1) El oscilador láser

El oscilador láser y su sistema de detección asociado han sido previamente descriptos en el Capítulo III,
pero con el fin de obtener pulsos de láser más cortos y consecuentemente, potencias de pico más altas, la cavidad del

láser tuvo que ser acortada hasta alcanzarse un valor de su número de Fresnel de 0,45, lo cual permite reducir el ancho del pulso a solo 8 nseg. sin que se incremente significativamente el umbral de disparo del láser. Desafortunadamente, pulsos de tan corta duración hacen que el cociente \mathcal{T}/N (Sección C, Capítulo III) se reduzca a 17 nseg., el cual se halla por debajo del valor crítico para la operación estable del láser.

Con esta nueva disposición del oscilador láser, fue medido el radio del haz (a 1/e²), mediante el uso de un "pinhole" de 75 micrones de diámetro, y a una distancia de 87 cm desde la abertura del oscilador, siendo el promedio geométrico de sus valores a lo largo de ambos ejes, x e y, igual a:

$$w (87 cm) = 0.58 mm (5.9)$$

La divergencia del haz fue también comprobada midiendo la intensidad pico a una distancia de 147,5 cm desde la abertura

$$I(147,5 \text{ cm}) = 0.45 I(87 \text{ cm})$$
 (5. 10)

Comparando estos valores con los correspondientes al caso de tener un número de Fresnel de 0,4, hallamos que a una distancia de 87 cm, desde la abertura, el naz es aproximadamente un 6% más ancho y un 17% menos divergente, en el primer caso que en el segundo.

2) La celda con el vapor de iodo

La celda ha sido hecha de vidrio pyrex, de 3,5 cm de longitud y 5 cm de diámetro. Después de ser evacuada hasta una presión del orden de los micrones de Hg, fueron introducidos en ella cristales puros de I₂, en cantidad suficiente para asegurar la existencia de iodo en su fase sólida aún a las más altas temperaturas que fueron empleadas en la experiencia (punto de fusión del iodo: ll4 °C) y finalmente la celda fue sellada. De esta forma quedó asegurado en todo momento el equilibrio del vapor de iodo con su sólido.

El calentamiento de la celda fue logrado bobinando sobre la celda un alambre fino de una aleación de muy alta resistividad (17 ohmios/pie), hasta una resistencia total de 80 ohmios, por el cual fue enviado una corriente alterna. Una termocupla de chromel-alumel y un microvoltímetro de c.c. fueron usados para controlar la temperatura de la celda, manteniéndose la temperatura constante, en cada caso, dentro de 1 °C. Dos dispositivos fueron empleados en la experiencia: en el primero de ellos la luz del láser pasó a través de la celda solo una vez, mientras que en el segundo el haz de láser fue hecho atravesar la celda dos veces, mediante el uso de dos espejos dieléctricos, de una reflectividad del 99 % cada uno, colocados externamente. En la Figura 41 es dado un

diagrama esquemático de ambos dispositivos experimentales.

D. Procedimiento experimental

La transmisión de la celda con vapor de iodo fue medida en función de la intensidad incidente del láser, para tres diferentes temperaturas, o lo que es equivalente, para tres valores de la transmisión en la región de linealidad. El láser fue sucesivamente atenuado hasta 0,002 de su valor máximo, mediante el uso de una serie de celdas con Cl₂Cu. Kl haz transmitido fue controlado por un "pinhole", ubicado en el centro del haz, y un fotodiodo biplanar ITT F4000. Como es habitual, la señal proveniente de la linea óptica de retardo fue usada como pulso de referencia. A medida que el haz fue atenuado se hizo necesario usar "pinholes" con diámetros cada vez mayores. Puesto que la absorción a temperatura ambiente no es mayor del 1%, ni aún en el caso de un paso doble del naz a través de la celda, el valor de la transmisión medida a dicha temperatura fue usado para calibrar el sistema en cada caso.

i) Dispositivo para un paso único

En este caso la celda fue ubicada con su centro a 87 cm de la abertura del oscilador láser y el "pinhole" fue colocado justo detrás de la celda. Los tres valores de la transmisión, en la región lingal, experimentados fueron:

Figura 41. Diagrama esquemático del dispositivo experimental para las pruebas de la absorción saturable del vapor de iodo. (1) Láser de rubí de alta potencia. (2) Divisor de naz. (3) Línea óptica de retardo. (4) Detector de energía: RCA 7102. (5) Osciloscopio. (6) Celda de vidrio conteniendo el vapor de iodo. (7) "Pinnole". (8) Reflector dieléctrico (99 % de reflectividad). (9) Fotodiodo biplanar ITT F4000. (10) Osciloscopio Textronix 519.

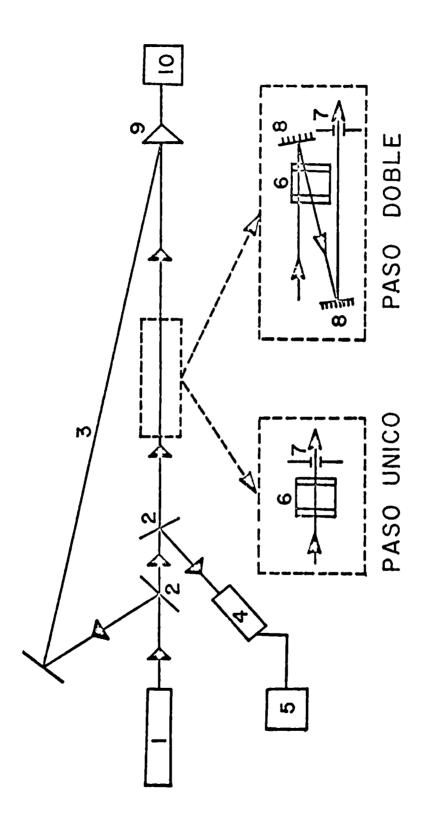


Figure 41

89, 79 y 68 % (+ 1 % en cada uno de los tres casos), respectivamente y para cada uno de los tres valores de la transmisión fueron investigadas cinco intensidades del láser.

ii) Dispositivo para un paso doble

A fin de lograr una mayor absorción en la región lineal sin tener que incrementar demasiado la temperatura de la celda, digamos no más alta que la correspondiente al punto de fusión del iodo, lo cual produciría severos gradientes de temperatura en la celda y la consiguiente condensación del vapor en las ventanas de la misma, el haz fue obligado a pasar dos veces a través de ella, sin que ambos caminos se superpusieran para evitar un efecto de interferencia. Debido a los requerimientos del montaje el "pinhole" tuvo que ser colocado bastante detrás de la celda, a unos 48 cm aproximadamente de la última ventana de salida del naz, después de su segunda vuelta. El centro de la celda correspondía a una distancia de 85 cm para el primer paso del naz y a una de 97 cm para el segundo paso, siendo ambas distancias medidas desde la abertura. Tres series de pruebas fueron realizadas, correspondientes a las tres transmisiones iniciales: 71, 43 y 21 %, respectivamente, y para seis intensidades incidentes del láser en cada una de las series.

E. Resultados experimentales

Los resultados experimentales para las dos configuraciones empleadas: paso único y paso doble, son mostrados en
las Figuras 42 y 43, respectivamente, con las intensidades normalizadas por el máximo del valor de pico, en cada caso. En
el primero de ellos la unidad corresponde a una densidad de
potencia de pico de 85 Mw/cm² ± 10 %. El ancho del pulso varió durante la experiencia entre 9 y 10 nseg. Cada punto en
la Figura 42 es un valor promedio entre los correspondientes
a 5 ó 6 disparos del láser y las barras verticales de error
representan las fluctuaciones en la medición de la transmisión, mientras que las barras horizontales representan las
diferencias en la intensidad de emisión del láser de un disparo al otro.

En el segundo caso la unidad corresponde a una densidad de potencia de pico de 110 Mw/cm² + 15% (valor medido en la ventana posterior de la celda y que corresponde a una cierta intensidad promedio para los dos pasos del haz) y el ancho del pulso fluctuó entre 8 y 9 nseg. Lo mismo que en el caso anterior cinco o seis mediciones fueron promediadas para cada punto experimental y las barras de error, verticales y norizontales, tienen el mismo significado que antes.

Para el caso de un paso único la transmisión del

Figura 42. Transmisión del vapor de iodo versus intensidad relativa del láser, para tres valores de
la transmisión inicial, para el caso de un paso
único.

Figura 43. Transmisión del vapor de iodo versus intensidad relativa del láser, para tres valores de
la transmisión inicial, para el caso de un
paso doble a través de la celda.

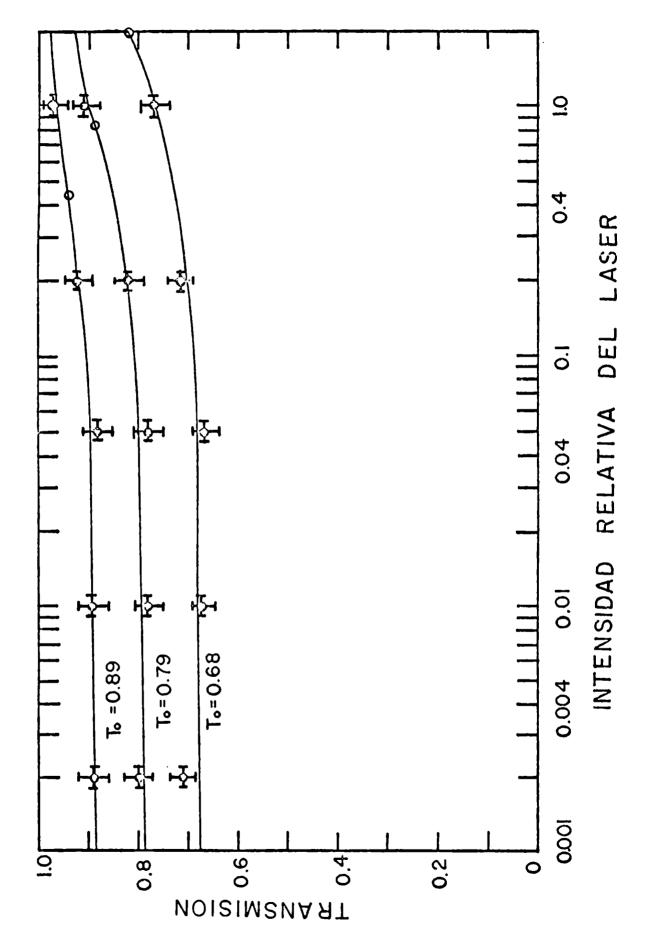


Figura 42

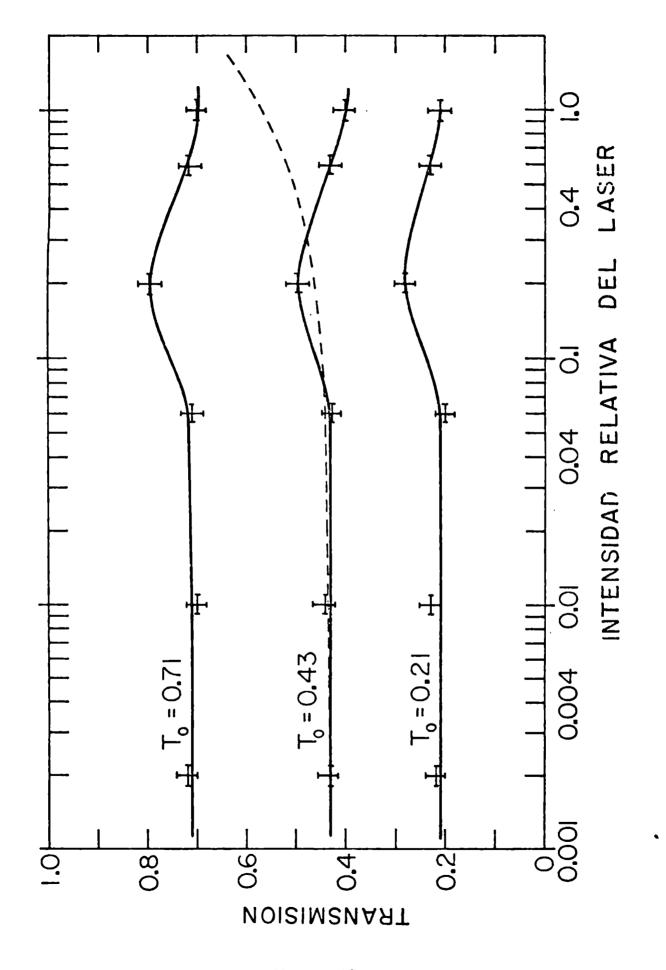


Figura 43

vapor de iodo aumenta lentamente al mismo tiempo que lo hace la intensidad incidente del láser, cualquiera sea su transmisión inicial, hasta llegar al máximo de intensidad que puede ser obtenido del oscilador láser. Cuando la configuración experimental es modificada para permitir al haz pasar dos veces a través de la celda, hallamos que al comienzo la intensidad aumenta, como es de esperar, pero después de alcanzar un valor máximo comienza a decrecer a medida que la intensidad del láser continúa creciendo, esta tendencia es mantenida hasta alcanzar la máxima intensidad de salida del láser. Una explicación de todos estos efectos será dada en la siguiente sección.

A partir de los valores medidos de la transmisión, en la región lineal, para varias temperaturas y usando la ecuación (5.7) es posible evaluar la sección eficaz de absorción

$$\sigma = (8.5 + 0.5) \times 10^{-20} \text{ cm}^2$$

Este valor es comparable al de 7,0 x 10⁻²⁰ cm², previamente reportado por P. Sulzer y K. Wieland 48, para una temperatura de 423 °K. Puesto que la energía correspondiente a la separación de dos niveles vibracionales en el estado fundamental electrónico es de 214 cm⁻¹, el cual es igual a la energía térmica kT a temperatura ambiente, entonces la contribución

a la absorción de los niveles excitados vibracionales se hace importante, en el rango de temperaturas usado en el experimento y por lo tanto la sección eficaz de absorción es el
promedio de los valores correspondientes a cada uno de los niveles vibracionales, pesado por el número de moléculas en el
nivel.

F. Análisis de los resultados experimentales

1) Dispositivo para un paso único

El incremento en la transmisión o saturación del absorbente, mostrado en la Figura 42, es debido al despoblamiento del estado desde el cual tiene lugar la absorción.

Puesto que no ha sido observado ningún corrimiento del pico del pulso transmitido, ni distorsión alguna en la forma de éste, cuando se produce la saturación, supondremos en la siguiente discusión que un estado estacionario ha sido alcanzado y consecuentemente, aplicaremos las correspondientes ecuaciones. Si To es la transmisión del absorbente, en el 1fmite de muy bajas intensidades incidentes, y si T es su correspondiente valor para una intensidad incidente Iin, tenemos que la siguiente relación es válida, independientemente del modelo elegido para el diagrama de los niveles de energía del absorbente saturable, siempre y cuando haya una sola

transición involucrada en el proceso de absorción

$$\ln \frac{T}{T_0} = \frac{I_{in}}{I_g} (1 - T)$$
 (5. 11)

I es llamado el flujo de saturación crítico. La ecuación (5.11) puede ser expresada, en una forma equivalente, en función de la densidad del flujo de fotones φ :

$$\ln \frac{T}{T_0} = \frac{\varphi \ln}{\varphi s} \quad (1 - T) \qquad (5. 12)$$

La transmisión correspondiente a $I_{in} = I_{s}$, la cual será denominada por T_{s} , es solo función de la transmisión inicial T_{o} , y dicha relación puede ser derivada a partir de la ecuación (5.11) haciendo el cociente (I_{in}/I_{s}) = 1

$$T_{g} \exp(T_{g}-1) = T_{g}$$
 (5.13)

Este importante resultado nos dice que la transmisión correspondiente al flujo de saturación, es controlada únicamente por el valor de la transmisión inicial, mientras que el valor del flujo de saturación, en sí mismo, depende del modelo particular que haya sido supuesto para el absorbente saturable. Las ecuaciones previas han sido aplicadas a nuestros datos experimentales, con el fin de calcular algunos de los parámetros del iodo molecular.

A partir de los valores medidos de T_0 , para cada una de las pruebas de transmisión realizadas (Figura 42), han sido hallados los correspondientes valores de T_8 , resolviendo la ecuación transcendente (5.13) y luego, de estos últimos valores y de los datos experimentales, han sido estimados en cada caso los correspondientes flujos de saturación φ_8 . Todos los resultados obtenidos han sido sumariados en la Tabla 11. Las líneas sólidas en la Figura 42 son un gráfico de la ecuación (5.11), para cada una de las series de pruebas de transmisión, usando los valores de T_8 dados en la Tabla 11; al mismo tiempo los valores de los flujos de saturación han sido indicados por medio de círculos, en la misma figura.

Las moléculas de iodo, excitadas de su estado fundamental al continuo del estado A, decaen con una vida media del orden de los 10⁻¹² seg., en un estado constituido por dos átomos neutros de iodo en su estado fundamental. Dicho valor de la vida media es estimado a partir de la ecuación (E-4) y de la condición de una distancia internuclear de por lo menos 4 6 5 Å, lo cual aseguraría que la disociación ha tenido lugar. Por lo tanto, vamos a suponer un modelo de tres niveles para nuestro absorbente saturable, nivel 1 : estado fundamental de la molécula, nivel 2 : estado fundamental atómico

TABLA 11

PARAMETROS DEL IODO MOLECULAR COMO ABSORBENTE

SATURABLE

VIDA	MEDIA	7 2 (nseg)	175 90 38
FLUJO FOTONICO	DE SATURACION	$\phi_{\mathbf{g}} \ (\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{seg}^{-1})$	1,35 x 10 ²⁶ 2,55 x 10 ²⁶ 6,3 x 10 ²⁶
FLUJO DE	SATURACION	$I_{\mathbf{g}} \ (\mathrm{Mw/cm}^2)$	38,5 72 180
TRANSMISION	DE SATURACION	8 2	0,94 0,88 ₅ 0,82
TRANSMISION	INICIAL	\mathbb{T}_{O}	0,89 0,79 0,68
	TEMPERATURA	٥ .	78 - 79 91 - 92 100 - 101

(vida media τ_2) y nivel 3 : estado inestable A (vida media $\tau_3 \approx 10^{-12}$ segundos).

Por medio de la expresión dada por L. Huff y L.G. DeShazer 49 , para la constante I_s en función de los coeficientes de Einstein para cada nivel-i en un modelo de tres de ellos, cuando además una sola transición tiene lugar en el proceso de absorción, y agregando la condición que el estado intermedio tiene una vida media mucho más corta que la correspondiente al estado final $(\tau_2 \gg \tau_3)$, es obtenida una relación entre τ_2 y el flujo de saturación φ_s :

$$\tau_2 = (2/\sigma. \varphi_s) \qquad (5. 14)$$

Los valores de Υ_2 calculados de esta última ecuación son también incluídos en la Tabla ll . Un factor multiplicativo igual a dos na sido agregado a la ecuación (5.14), puesto que por cada molécula que ha sido excitada se producen dos átomos en el estado final.

Por otra parte, calculemos ahora la vida media del estado final, suponiendo que los átomos en este estado decaen por un proceso de recombinación. Dos átomos, en su estado fundamental, se recombinan para dar una molécula no excitada de iodo, por un proceso de triple colisión, en el cual ambos átomos chocan entre sí y con una molécula de iodo, al mismo

tiempo. Usando el valor reportado de la razón de recombinación 44 , $K_{\rm p}$

$$K_{p} = 2.8 \times 10^{-31} \text{ cm}^{6}/\text{ seg.}$$

y suponiendo que tantas como la mitad de las moléculas han sido disociadas, hallamos que el número de ellas producidas por recombinación, por unidad de volumen y de tiempo, es

$$4 \times 10^5 N_{\rm I} (cm^{-3} seg^{-1})$$

donde $N_{\overline{I}}$ es la densidad de átomos de iodo en su estado fundamental. Por lo tanto, la vida media es del orden de :

$$\tau_2 = 5$$
 microsegundos

la cual es aproximadamente dos órdenes de magnitud mayor que las calculadas a partir de los datos experimentales y suponiendo que se tenía un modelo de tres niveles, con un solo proceso de absorción.

Sin embargo, la validez de este simple modelo está limitada por otros procesos que aún no han sido tomados en cuenta, y los cuales son, en la medida de nuestro conocimiento:

i) La luz del láser de rubí, que corresponde a 14.400 cm⁻¹, también induce una transición de los niveles vibracionales superiores del estado fundamental electrónico $^1\Sigma_g^+$, al segundo estado electrónico excitado $^3\Pi_{O^+u}^-$ (estado B),

el cual es también mostrado en la Figura 40. De acuerdo a los resultados obtenidos por P. Sultzer y K. Wieland ⁴⁸, la contribución de esta transición a la absorción total, para la luz del láser de rubí, es del orden del 10 ó 20 %, a la temperatura usada en la experiencia.

ii) Transiciones entre los niveles vibracionales del estado fundamental electrónico. Puesto que la absorción del láser no es igual para todos los niveles vibracionales, se produce un equilibrio no térmico para altas intensidades incidentes del láser. Por lo tanto, tenemos un sistema de niveles desde cada uno de los cuales tiene lugar la absorción y donde también existen transiciones restablecedoras del equilibrio térmico entre ellos. Como un ejemplo particular de la vida media de una de tales transiciones, evaluémos la para el caso de la que tiene lugar entre el nivel fundamental y el primer nivel vibracional excitado:

$$\Upsilon = (P_{01} \cdot Z)^{-1} \approx 500 \text{ nseg.}$$

donde P_{Ol} es la correspondiente probabilidad de transición $(\sim 10^{-2})$ y Z, la frecuencia de colisión, está dada por la ecuación (E-3).

iii) Absorción de los átomos de iodo: puesto que los átomos de iodo no tienen tiempo de escapar de la región en la cual

ellos han sido producidos, entonces también podrían contribuir a la absorción del láser de rubí. El estado fundamental del átomo neutro de iodo es un 5 s² 5 p⁵ ($^{2}P_{3/2}$), el primer nivel excitado corresponde al otro miembro del doblete ($^{2}P_{1/2}$) y está a 7.600 cm⁻¹ del estado fundamental, y el segundo estado excitado es un 5 s² 5 p⁴ (^{3}P) 6s ($^{4}P_{5/2}$), a 54.600 cm⁻¹, Duesto que la radiación del láser de rubí corresponde a una energía de 14.400 cm⁻¹, su absorción por los átomos neutros de iodo es despreciable.

2) Dispositivo para un paso doble del haz

En este caso la transmisión se incrementa al mismo tiempo que lo hace la intensidad del láser, pero después de alcanzar un máximo comienza a decasr con un posterior incremento de la intensidad incidente. En la Figura 43, para el caso en el cual T_o = 43 %, es mostrado un gráfico de la ecuación (5.11), para el cual se ha usado el valor de I_s (I_s= 180 Mw/cm²) hallado para el caso de un paso único con la misma temperatura del vapor de iodo; consecuentemente, esta curva enfatiza el diferente comportamiento del absorbente saturable en ambos casos. Esto puede ser explicado teniendo en cuenta que también tienen lugar otros efectos, tales como el cambio en la propagación del haz del láser debido a la variación del índice de refracción del gas.

cuando éste se disocia, y el cambio en la absorción debido a la saturación del absorbente (parte imaginaria del índice de refracción).

Ya que el pulso transmitido es detectado mediante el uso de un "pinhole", de pequeño tamaño, entonces cualquier cambio en la propagación del haz (ya fuera una deflección total del mismo o simplemente su ensanchamiento) trae aparejado un correspondiente aumento o disminución de la intensidad total, que es transmitida por él. En el caso previo, de un paso único del haz, este efecto fue grandemente reducido por el necno que el "pinnole" fue localizado inmediatamente detrás de la celda.

Discutamos en detalle el efecto. Tomando en cuenta la dependencia radial de la intensidad del láser

$$I = I_p \exp (-2 r^2 / w^2)$$

donde I es la intensidad sobre el eje, y llamando T_p al valor de la transmisión correspondiente a I_p , y para puntos lo suficientemente cercanos al eje como para que se pueda suponer que $T = T_p$ en el miembro derecno de la ecuación (5.11), llegamos a la expresión:

$$\ln \frac{T}{T_0} = (1-T_p) (I_p/I_s) \exp(-2 r^2/w^2)$$
(5. 15)

Si la aproximación parabólica de una gausiana es usada, la cual es mejor que un 3% hasta una distancia radial igual a un medio del radio del haz (a l/e), así también como la relación entre el número de centros absorbentes y la transmisión, entonces podemos hallar la dependencia radial del número de moléculas de iodo en su estado fundamental, para puntos muy cercanos al eje

$$N = N_p + 2 (N_o - N_p) \frac{r^2}{w^2}$$
 (5. 16)

N es el número de moléculas de iodo sobre el eje y N es el número total de ellas cuando no hay saturación.

Si el gas es diluído, tal como en nuestro caso, entonces su constante dieléctrica está formada por las contribuciones independientes de cada una de sus partículas que lo constituyen, en nuestro caso: las moléculas y los átomos de iodo 51 ; consecuentemente, si \propto y β son respectivamente las polarizabilidades del I_2 y del I, entonces el índice de refracción del vapor n, es:

$$n = 1 + \frac{2\pi}{3} \alpha N_0 - \frac{2\pi}{3} \alpha (N_0 - N) + \frac{4\pi}{3} \beta (N_0 - N)$$
(5. 17)

Reagrupando términos en la ecuación (5.17) y usando la (5.16), y eliminando en la ecuación resultante el término

 $\frac{4\pi}{3}(\beta-\alpha/2)(N_0-N_p)$, por ser despreciable con respecto a los otros términos, obtenemos que:

$$n = 1 + \frac{2n}{3} \left[\alpha N_0 - 4 (\beta - \alpha/2)(N_0 - N_p) \frac{r^2}{w^2} \right] = n_0 - \frac{1}{2} n_2 r^2$$
(5. 18)

donde n es el índice de refracción lineal. El correspondiente cambio en la absorción, debido al proceso de saturación, es:

$$K = \sigma N_o = \sigma N_p + 2 \sigma (N_o - N_p) \frac{r^2}{w^2} = K_o - \frac{1}{2} K_2 r^2$$
(5. 19)

K es la absorción en el centro del haz. Por lo anterior, el vector de onda complejo k

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} n + j\frac{K}{2} = \frac{2\pi}{\lambda} (n_0 - \frac{1}{2}n_2 r^2) + j (K_0 - \frac{1}{2}K_2 r^2)$$

puede ser separado en dos partes, en la siguiente forma:

$$k = k_0 - \frac{1}{2}k_2 r^2$$
 (5. 20)

Puesto que k2 < k en nuestro caso (la parte real de k es siempre mucho mayor que su correspondiente parte imaginaria, para todas las longitudes de onda del espectro visible), se arriva a la siguiente serie de relaciones:

$$k^2 = k_0^2 - k_0 k_2 r^2$$

$$k_{o}^{2} = \frac{4\pi^{2}}{\lambda^{2}} n_{o}^{2} + j \frac{4\pi}{\lambda} n_{o} K_{o}$$

$$k_{o}k_{2} = \frac{4\pi^{2}}{\lambda^{2}} n_{o}n_{2} + j (n_{2}K_{o} + n_{o}K_{2})^{2}$$
(5. 21)

Kl problema de la propagación de un haz gausiano a través de un medio, con una dependencia cuadrática del vector de onda con el radio de la sección transversal, ha sido resuelto por H. Kogelnik 15. El introduce un parámetro complejo q, definido como:

$$1/q = (1/R) - j (\lambda/\pi w^2)$$
 (5. 22)

donde R y w son el radio de curvatura y el radio (a $1/e^2$) del haz, respectivamente, siendo ambos una función de la distancia a lo largo de la dirección de propagación del haz (z). El demuestra que para una expresión del cuadrado del vector de onda, tal como la dada por la ecuación (5.20), siendo k_0 y k_2 constantes o funciones lentas de z, la variable $Q = \frac{2\pi}{\lambda} q^{-1}$ satisface la siguiente ecuación diferencial no lineal, que es del tipo de la de Ricatti

$$Q^2 + k_0 \dot{Q} + k_0 k_2 = 0 (5.24)$$

El punto sobre la letra Q indica la derivada de la correspondiente variable con respecto a z .

Despreciando en k, el cambio del radio del haz (w)

con la distancia z, y suponiendo además que la densidad pico del flujo del láser φ_0 es constante a lo largo de la celda, entonces k_0 y k_2 son constantes y la solución de la ecuación diferencial dada por E. L. Ince 52, y después de ser extendida al plano complejo, es:

$$Q = (k_0 k_2)^{\frac{1}{2}} \cdot tg((k_2/k_0)^{\frac{1}{2}}z + \xi)$$
 (5. 24)

con la constante compleja $\delta = \delta_x + j \delta_y$, siendo determinada a partir de los valores medidos experimentalmente del radio de curvatura R_0 y del radio del haz w_0 , ambos referidos a la entrada de la celda

$$\delta_{x} + j \delta_{y} = \text{arc tg } (k_{0}k_{2})^{-\frac{1}{2}} (Q_{0x} + j Q_{0y})$$
(5. 25)

La ecuación (5. 25), junto con la relación dada por M. Abramowitz 53 , para la inversa de una función circular en el plano complejo

arc tg
$$(x + j y) = K \tilde{1} + \frac{1}{2} \operatorname{arc} tg \frac{2 x}{1 - x^2 - y^2} +$$

$$+ j \frac{1}{4} \ln \frac{x^2 + (y + 1)^2}{x^2 + (y - 1)^2}$$
 (5. 26)

con K siendo un entero o cero, nos permite calcular la constante §, conociendo los parámetros del naz en la entrada de la celda.

A partir de este valor calculado de & y de la longitud de la celda, es posible calcular, mediante el uso de las
ecuaciones anteriores y la relación 53:

$$tg(x+jy) = \frac{sen(2x) + j Sh(2y)}{cos(2x) + Ch(2y)}$$
 (5. 27)

los valores de R y w , ambos a la salida de la celda. Dichos valores de los dos parámetros determinan por completo la propagación del haz, después de abandonar la celda.

Finalmente, el tamaño del haz en la posición del "pinhole", puede ser calculado por medio de la relación 15

$$q_2 = q_1 + d$$
 (5. 28)

para la propagación de un haz gausiano en el espacio libre, y donde q₂ es el valor del parámetro q evaluado en la posición del "pinnole", mientras que q₁ es medido a la salida de la celda y d es la distancia entre dichas dos posiciones.

APENDICE A

ANALISIS DE DIFERENTES FORMAS DE ONDA PARA UNA FUENTE DE VOLTAJE PULSADA

Comparemos diferentes formas para el pulso de corriente de un aislador pulsado, todos ellos satisfaciendo el
mismo requerimiento de estabilidad en la corriente en 1 milisegundo.

1) Oscilaciones inframortiguadas

Este caso fue previamente analizado en la Sección C del Capítulo II. La energía inicial almacenada en los capacitores y la disipada en el primer semiciclo del pulso son:

La eficiencia E puede ser definida como el cociente entre la energía disipada durante el tiempo que el aislador opera y la energía almacenada inicialmente y tiene el valor:

$$E_{f} = \frac{0.06 \text{ R i}_{\text{pico}}^{2}}{0.9 \times \text{L i}_{\text{pico}}^{2}} = 13 \%$$
 (A-2)

2) Oscilaciones criticamente amortiguadas

La condición para este caso es que $R^2 = 4 L/C$

la cual puede ser satisfecha solamente agregando una resistencia externa, incrementando así la resistencia total hasta
12,5 ohmios. La corriente en función del tiempo viene expresada para este caso en la forma:

$$i(t') = \frac{2 V_0}{R} e^{-t'} t'$$
 (A-3)

donde $t' = \alpha t$, con la siguiente serie de características:

$$t_{pico} = \alpha^{-1} = 3,4 \text{ mseg}$$
 $t_{pico} = 0,96 \text{ mseg}$
 $V_{o} = \frac{e}{2} R i_{pico} = 17,0 i_{pico}$
 $E_{o} = 3,69 i_{pico}^{2}$
 $E_{f} = \frac{0,28}{\alpha} \frac{R_{sol} i_{pico}^{2}}{3,69L i_{pico}^{2}} = 3,3 \%$

donde R es la resistencia del solenoide y L su inductancia

3) Oscilaciones sobreamortiguadas

Una resistencia total mayor que 12,5 ohmios se necesita en este caso

$$R > 2\sqrt{L/C} = 12,5$$
 ohmios

y la corriente en función del tiempo es:

$$1(t') = (V_0/L \omega_d) e^{-t'} Sh (\omega_d t'/\alpha) \qquad (A-5)$$

Puede ser fácilmente probado que

$$i_{\text{pico}} = \frac{V_0}{L \propto \left(\sqrt{\frac{1-x}{1+x}}\right)^{\frac{1}{x}}} \qquad (1+x)^{-1} \qquad (A-6)$$

donde $x = \omega_d / \alpha$

Por lo tanto hallamos que se cumple que

$$V_o > L \propto e i_{pico} = V_o \text{ (crítico)}$$
 (A-7)

donde V (crítico) es el valor de V correspondiente al caso criticamente amortiguado.

Luego hemos hallado que el voltaje necesario es más alto cuanto mayor es el amortiguamiento, para valores dados de L y C, lo cual explica por que el caso de oscilaciones inframortiguadas ha sido elegido para la fuente de voltaje del aislador óptico.

APENDICE B

CALCULO DEL CAMPO MAGNETICO AXIAL PROMEDIO DENTRO DE UN SOLENOIDE

La intensidad del campo magnético axial a una distancia x, a lo largo del eje y a partir del centro del solenoide está dada por:

$$B = B_0 (\cos \alpha + \cos \beta)/2$$
 (B-1)

donde B_0 es la intensidad del campo magnético axial en el centro del solenoide, cuando este es infinitamente largo y, α y β son respectivamente las semiaberturas angulares de cada uno de los dos extremos del solenoide, observados desde el punto x . Si d y L son respectivamente el diámetro medio y la longitud del solenoide, y si se busca calcular el valor promedio de B en una cierta longitud axial ℓ , centrada, se debe evaluar la siguiente integral (B-2)

$$\bar{B}(\ell) = B_0 \int_0^{\ell/2} \frac{L - 2x}{(d^2 + (L - 2x)^2)^{\frac{1}{2}}} + \frac{L + 2x}{(d^2 + (L + 2x)^2)^{\frac{1}{2}}}$$

Por lo tanto el valor promedio buscado es:

$$\vec{B}(\ell) = \frac{B_0}{2} \left[(d^2 + (L+\ell)^2)^{\frac{1}{2}} - (d^2 + (L-\ell)^2)^{\frac{1}{2}} \right]$$
 (B-3)

Una derivación similar, aunque solo para un caso particular, es desarrollada por W.R. Smythe 54.

APENDICE C

LA ANOMALIA MAGNETOPTICA DEL CINA

La constante de Verdet V para un material diamagnético es dada por una ecuación modificada de la de Becquerel

$$V = X = \frac{e}{2mc^2} \lambda (dn/d\lambda)$$
 (C-1)

donde e y m son respectivamente la carga y la masa del electrón, c es la velocidad de la luz en el vacío y λ es la longitud de onda, $dn/d\lambda$ es la dispersión y \star es un factor, llamado la anomalía magnetóptica y su valor se halla entre 0 y l . La magnitud de \star da una medida del grado en el cual las uniones en el material son iónicas, tomando un valor unitario en el caso de una unión puramente iónica. 9

La constante (e/2mc²) es igual a 1,01 min gauss⁻¹ cm⁻¹ y por lo tanto:

$$V = 1,01 \, \% \, \lambda \, dn/d\lambda \qquad (C-2)$$

La cantidad $dn/d\lambda$ puede ser calculada a partir de la relación entre el índice de refracción y la longitud de onda, relación la cual es conocida experimentalmente. Para hallar la derivada $dn/d\lambda$ es necesario suponer una cierta forma para la función $n(\lambda)$, dejando solo algunos parámetros para ser ajustados a los datos experimentales; por consiguiente

supondremos una ecuación de Sellmeier

$$n^2 = 1 + \frac{\lambda \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2}$$
 (C-3)

donde A y λ_0 son parametros a ser hallados. Este último representa una longitud resonante equivalente. Esta scuación puede ser aplicada solamente fuera de resonancia. Usando el método de los cuadrados mínimos para aproximar los índices de refracción reportados en el rango comprendido entre 0,3 y 2 micrones, se halla que 55 :

A = 1,328 y \ \(\lambda_0 = 0,1200 \mu m \) (C-4)

Por lo tanto, a partir de las ecuaciones (C-2) y (C-4), y la derivada de la ecuación (C-3), el factor y para cada longitud de onda investigada puede ser calculado. Este procedimiento fue aplicado a los valores experimentales dados en la Tabla 3 y lo mismo fue hecho con los datos reportados por otros autores 6,7,8,9, todos los resultados son dados en la Tabla 12. Se puede observar que existen grandes fluctuaciones en los datos suministrados por los diferentes autores, debido ciertamente a las diferencias en la calidad óptica de una muestra a la otra.

TABLA 12

LA ANOMALIA MAGNETOPTICA DEL CINA

LONGITUD DE ONDA (micrones)	EL FACTOR & DE ACUERDO A:			
	AUTOR	RAMAS ESHAN	LAN DAU	Mayei
0,4046	• • • •	0,894	0,923	0,850
0,4358	• • • •	0,898	••••	0,859
0,4415	• • • •	• • • •	0,918	0,85
0,4529	• • • •	••••	0,916	0,850
0,4680	0,915	• • • •	0,918	• • • •
0,4799	• • • •	• • • •	0,925	• • • •
0,4825	0,915	• • • •	••••	• • • •
0,4916	• • • •	• • • •	• • • •	0,830
0,5084	• • • •	• • • •	0,922	• • • •
0,5145	0,942	• • • •	• • • •	• • • •
0,5308	0,915	• • • •	• • • •	••••
0,5377	• • • •	• • • •	0,934	••••
0,5460	• • • •	0,888	• • • •	0,84
0,5682	0,948	• • • •	••••	• • • •
0,5780	• • • •	0,898	• • • •	0,85
0,5890	• • • •	0,880	• • • •	0,83
0,6328	0,939	• • • •	• • • •	• • • •
0,6437	• • • •	• • • •	0,961	• • • •
0,6708	• • • •	• • • •	• • • •	0,82
0,6943	0,983	• • • •	• • • •	• • • • •

APENDICE D

METODO ITERATIVO DE CUADRADOS MINIMOS PARA LA

PROPAGACION DE UN HAZ GAUSIANO

El radio del haz a $1/e^2$ para un haz de tipo gausiano en función de la distancia desde la abertura del láser es dado por :

$$w(z) = w_0 \left[1 + ((z-z_0)/F_f)^2) \right]^{\frac{1}{2}}$$
 (D.1)

donde w_0 es el radio del haz correspondiente a la cintura del haz y s_0 es la posición de ésta última. F_p es la constante:

$$\mathbb{F}_{\mathbf{f}} = \pi \, \mathbb{W}_0^2 / \lambda \tag{D.2}$$

Se obtiene elevando al cuadrado y reagrupando la ecuación (D.1) la siguiente relación:

$$w^{2}(s) - w_{0}^{2} = ((s-s_{0})/w_{0})^{2}$$
 (D.3)

donde $s=z\lambda/\pi$ es una nueva variable sin dimensiones. Llamando y a la raíz cuadrada de la ecuación (D.3) obtenemos

$$y = (w^2 - w_0^2)^{\frac{1}{3}} = (s - s_0)/w_0$$
 (D.4)

Para ajustar la ecuación (D.1), o equivalentemente la (D.4), a los datos experimentales fue derivado un método iterativo de cuadrados mínimos. El proceso iteratico comienza suponiendo un valor de \mathbf{w}_0 , llamémoslo \mathbf{w}_0 , con este valor introducido en el miembro de la izquierda de la ecuación (D.4) hallamos la ecuación lineal en la variable s:

$$y' = (w^2 - w_0^{2})^{\frac{1}{2}} = (s - s_0)/w_0$$
 (D.5)

con los dos parámetros independientes s_0 y w_0 , los cuales pueden ser evaluados mediante el uso del método de los ouadrados mínimos para este polinomio de primer grado. Llamemos respectivamente s_0 y w_0 a los valores de los dos parámetros obtenidos por este método.

En la segunda etapa del proceso se inserta w en el lado izquierdo de la ecuación (D.4) en reemplazo de w y a través del mismo procedimiento usado en la primera etapa se halla una nueva serie de valores para ambos parámetros. Este proceso es continuado hasta que la desviación típica

$$\sigma = \left[\sum_{i=1}^{N} \left| y_i(s_i, s_0^j, w_0^{j+1}) - y_i \right|^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$
 (D.6)

alcance un mínimo. El número total de puntos experimentales es N, s_0^j y w_0^{j+1} son los valores de los dos parámetros obtenidos en el j-ésimo orden de iteración, $y_i(s_i, s_0^j, w_0^{j+1})$ es el valor de la función y evaluado en el i-ésimo punto e y_i es su correspondiente valor experimental. Los valores obtenidos para los dos parámetros en la última etapa del proceso iterativo son considerados como los que dan el mejor ajuste a los datos experimentales.

APENDICE R

EVALUACION DE ALGUNAS CARACTERISTICAS DEL VAPOR DE IODO

Evaluemos algunas cantidades características del vapor de iodo, tal cual fue usado en el experimento descripto
en el Capítulo V. Como un ejemplo, todas las cantidades ser
rán evaluadas para el caso particular en el cual la transmisión de una celda de 3,5 cm de longitud es del 68%, en la
región lineal (véase la Figura 42)

a) densidad de las moléculas de iodo: a partir de las ecuaciones (5.3), (5.5) y (5.6), y del hecho que la temperatura,
a la cual se obtiene una transmisión del 68%, es de 100-101

°C, hallamos para la densidad de las moléculas de iodo un valor aproximado de

$$N_0 = 1.3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$
 (E-1)

b) <u>frecuencia de colisión</u>: para el valor de la temperatura mencionado previamente tenemos que la velocidad cuadrática media de las moléculas de iodo es:

$$\frac{1}{v^2} = 2 \times 10^4 \text{ cm/seg}$$
 (E-2)

El radio de la mólecula de iodo puede ser tomado igual a la distancia internuclear de equilibrio, cuyo valor reportado⁴³ es de 2,67 Å (Figura 40), a partir de este valor, de la ecuación (5.11) y de la expresión del camino libre medio L.

obtenemos para esta última cantidad el valor de 6.2×10^{-5} cm. Consecuentemente, la frecuencia de colisión z es igual a:

$$z = \frac{1}{v^2} / L = 1.6 \times 10^8 \text{ seg}^{-1}$$
 (E-3)

c) productos de la disociación, átomos de iodo: la cantidad de la energía de un fotón del láser de rubí (1,79 eV), en exceso de la correspondiente a la fotodisociación de la molécula en dos átomos neutros (1,54 eV) es convertida en energía cinética de los dos átomos. Consecuentemente, podemos suponer una energía promedio para cada átomo del orden de los 0,12 eV, lo cual corresponde a una velocidad del átomo de iodo de:

$$v = 4 \times 10^4 \text{ cm/seg} \tag{E-4}$$

Por lo tanto, durante el transcurso del pulso de láser (aproximadamente 10 nseg) los átomos se han movido en promedio una distancia igual a:

L = 4 micrones

Esto significa que los átomos de iodo, producidos por la fotodisociación de la molécula de iodo, no tienen tiempo de escapar de la región en la cual ellos nan sido producidos, durante el transcurso del pulso de láser.

BIBLIOGRAFIA

1. N.F. Borelli, J. Chem. Phys. 41, 3289 (1964).

1

- 2. L.G. DeShazer y E.A. Maunders, Rev. Scientific Inst. 38, 248 (1967).
- 3. L.J. Aplet y J.W. Carson, Appl. Opt. 3, 544 (1964).
- 4. C.C. Robinson, Appl. Opt. 3, 1163 (1964).
- Kappa Scientific Corp., noja de especificaciones para los polarizadores Glan-Kappa.
- 6. S. Landau, Phys. Z. S. 9, 417 (1908).
- 7. V.M. Mayer, Ann. D. Phys. 30, 622 (1909).
- 8. S. Ramaseshan, Proc. Indian Acad. Sci, A26, 459 (1947).
- 9. S. Ramaseshan, Proc. Indian Acad. Sci. A28, 360 (1948).
- 10. D. Olness, Appl. Phys. Lett. 8, 283 (1966).
- 11. G.L. McAllister, tesis doctoral, Universidad de Southern California (1969).
- 12. B.E. Newnam, tesis doctoral, Universidad de Southern California (1973).
- 13. B.E. Newnam y L.G. DeShazer, J. Opt. Soc. Am. <u>62</u>, 1388 (1972).
- 14. J.W. Austin, tesis doctoral, Universidad de Southern California (1972).
- 15. H. Kogelnik, Appl. Optics 4, 1562 (1965).

- 16. G.L. McAllister, M.M. Mann y L.G. DeShazer, I.E.E.E.J. Quantum Electron. QE-6, 44 (1970).
- 17. A.G. Fox y T. Li, Bell System Tech. J. 40, 453 (1961).
- 18. A.F. Turner, en "Damage in Laser Materials:1971", publicación especial Nº 356 del U.S. National Bureau of Standards (U.S. Government Printing Office, Washington, D.C., 1971) pp. 119-123
- 19. R.R. Austin y A.H. Guenther, en "Damage in Laser Materials:1971", op. cit., pp. 137-152
- 20. R.R. Austin y A.H. Guenther, Appl. Opt. 11, 695 (1972).
- 21. B.E. Newnam y L.G. DeShazer, en"Damage in Laser Materials:1972", op. cit., pp. 123-134
- 22. D.W. Gregg y S.J. Thomas, Appl. Phys. Lett. 8, 316 (1966).
- 23. L.D. Dickson, Appl. Opt. 9, 1854 (1970).
- 24. F.A. Jenkins y H.E. White, "Fundamentals of Optics"

 (Mc.Grow-Hill, New York, 1957) p. 68
- 25. O.S. Heavens, "Optical Properties of Thin Solid Films"

 (Dover Publications, Inc., New York, 1965) Capítulo 4.
- 26. F.A. Jenkins y H.E. White, "Fundamentals of Optics"

 (Mc.Grow-Hill, New York, 1957) p. 145

- 27. H. Dupont, A. Donzel y J. Ernest, Appl. Phys. Lett. <u>11</u>, 271 (1967).
- 28. L.D. Khazov, A.N. Shestov y G.P. Tikhomirov, Sov. Phys. Tech. Phys. 13, 1112 (1969).
- 29. R.C. Weast, editor, "Handbook of Chemistry and Physics,

 53rd ed." (Chemical Rubber Company, Cleveland, 1972).
- 30. C.J. West y C. Hull, editores, "International Critical

 Tables of Numerical Data, Physics, Chemistry, and Technology" (7 vols., McGrow-Hill, New York, 1933).
- 31. A.A. Maryott y E.R. Smith, editores, "Table of Dielectric Constants of Pure Liquids", circular 514 del U.S.

 National Bureau of Standards (U.S. Government Printing Office, Wasnington D.C., 1951).
- 32. D.E. Gray, editor, "American Institute of Physics Handbook, 2nd ed." (McGrow-Hill, New York, 1963).
- 33. B.E. Newnam y L.G. DeShazer, I.E.E.E. J. Quantum Electron.
 QE-8, 611 (1972).
- 34. U.O. Farrukn, B.E. Newnam y L.G. DeSnazer, J. Opt. Soc. Am. 62, 1347 (1972).
- 35. B.E. Newnam, comunicación privada, 1972.
- 36. T.E. Fischer, J. Vac. Sci. Technol. 9, 860 (1972)

- 37. B.S. Sharma y K.E. Rieckoff, Can. J. Phys. <u>45</u>, 3781 (1967).
- 38. B.S. Sharma y K.E. Rieckoff, Can. J. Phys. <u>48</u>, 1178 (1970).
- 39. M. Bass y H.H. Barrett, en "Damage in Laser Materials:
 1971", op. cit., pp.76-86.
- 40. A.G. Molchanov, Sov. Phys.-Sol. St. 12, 749 (1970).
- 41. D.W. Fradin y M. Bass, "A Comparison of Laser Induced Surface and Bulk Damage", en publicación.
- 42. N. Bloembergen, "The Role of Cracks, Pores, and Absorbing Inclusions on Laser Induced Damage Threshold at Surfaces of Transparent Dielectrics", en publicación.
- 43. R.S. Mulliken, J. Cnem. Phys. <u>55</u>, 288 (1971).
- 44. N.A. Generalov, G.L. Kozlov y V.A. Masyukov, Sov. Phys. JETP 31, 232 (1970).
- 45. R.T. Mahoney y K.R. Wilson, Bull. Am. Phys. Soc. <u>14</u>, 849 (1969).
- 46. M.H. Grange, Bull. Soc. Chim 5, 2418 (1964).
- 47. C. Kittel, "Thermal Physics" (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1969) p. 329.
- 48. P. Sulzer y K. Wieland, Helv. Phys. Acta 25, 653 (1962).

- 49. L. Huff y L.G. DeShazer, J. Opt. Soc. Am. <u>60</u>, 157 (1970).
- 50. Ch.E. Moore, "Atomic Energy Levels", U.S. National
 Bureau of Standards (U.S. Government Printing Office,
 Washington, D.C., 1971) III, p. 105.
- 51. P. Debye, "Polar Molecules" (Dover Publications, Inc., New York, 1929) p.12.
- 52. E.L. Ince, "Ordinary Differential Equations" (Dover Publications, Inc., New York, 1956) p. 23.
- 53. M. Abramowitz e I.A. Stegun, "Handbook of Mathematical Functions" (Dover Publications, Inc., New York, 1964).
- 54. W.R. Smythe, "Static and Dynamic Electricity" (McGrow-Hill, New York, 1950) p. 318.
- 55. D.E. Gray, editor, "American Institute of Physics Handbook, 2nd ed." (McGrow-Hill, New York, 1963) p. 6-36.

- Mitterkamp

Months Villaredy