

Desarrollo de técnicas para la optimización de
la resolución espacial y temporal en
interferometría láser heterodina aplicada a
medida de densidades electrónicas en plasmas
de fusión



Ingeniería de Telecomunicación
Universidad Carlos III de Madrid

Autor: Ángel Rubén Criado Serrano

Tutor: Pablo Acedo Gallardo

AGRADECIMIENTOS

A mi familia, en especial a mis padres, gracias a los cuales he llegado a ser la persona que soy a día de hoy. Nunca podré agradecerlos suficientemente todo lo que habéis hecho por mí.

A mi tutor Pablo Acedo, por brindarme la oportunidad de pertenecer al grupo de investigación, por transmitirme una enorme cantidad de conocimientos académicos y personales durante estos dos años y por haberme hecho descubrir mi vocación por la investigación.

A mis compañeros de laboratorio: Jorge, Vincent, Rui y especialmente a Cristina y Pablo Pedreira. Gracias por todas esas horas de laboratorio y por haberme ayudado cuando lo necesitaba.

A los amigos que he hecho en la Universidad y que han sido mucho más que compañeros de clase. Muchas gracias a todos por haber compartido conmigo estos años.



Contenido

Capítulo I Introducción	1
1 Fusión nuclear	3
2 Interferometría láser como sistema de diagnóstico	5
3 Medidas del perfil espacial de densidad	7
4 Objetivos	9
Capítulo II Interferencia de haces láser. Caracterización del interferograma espacial y temporal	13
1 Propagación de haces coherentes. El haz de luz láser	15
1.1 Introducción	16
1.2 Ondas paraxiales. Ecuación de Helmholtz	16
1.3 El Haz Gaussiano	17
1.4 Intensidad del Haz Gaussiano	21
1.5 Fase del Haz Gaussiano	22
1.6 Caracterización del frente de onda espacial láser	23
1.6.1 Introducción	23
1.6.2 Simulación del frente de onda espacial láser	23
1.6.3 Resultados experimentales	24
1.6.3.1 Descripción del experimento (I)	24
1.6.3.2 Resultados y conclusiones (I)	25
1.6.3.3 Descripción del experimento (II)	26
1.6.3.4 Resultados y conclusiones (II)	27
1.6.3.5 Conclusiones	28
2 Interferencia de haces láser	29
2.1 Introducción	30
2.2 Interferencia de dos haces	31
2.2.1 Interferómetro Michelson	32
2.2.2 Interferómetro Mach-Zender	34
2.3 Interferometría homodina y heterodina	36
2.3.1 Interferometría homodina	36



2.3.2	Interferometría heterodina.....	36
2.4	Aproximación práctica de la expresión de diferencia de fase interferencial.....	38
3	Estudio estático del frente de onda interferencial.....	41
3.1	Frente de onda espacial interferencial.....	43
3.1.1	Introducción.....	43
3.1.2	Simulación de perfiles espaciales interferenciales Gaussianos	43
3.1.3	Resultados experimentales.....	51
3.1.3.1	<i>Descripción del experimento</i>	51
3.1.3.2	<i>Resultados y conclusiones</i>	52
3.2	Efectos de desplazamientos transversales de los haces sobre el perfil espacial interferencial.....	55
3.2.1	Introducción.....	55
3.2.2	Aspectos teóricos.....	55
3.2.2.1	<i>Desplazamiento longitudinal y transversal de los haces</i>	55
3.2.2.2	<i>Franjas elípticas e hiperbólicas</i>	57
3.2.3	Resultados experimentales.....	59
3.2.3.1	<i>Descripción del experimento</i>	59
3.2.3.2	<i>Resultados y conclusiones</i>	60
3.2.4	Conclusiones.....	61
4	Estudio dinámico del frente de onda interferencial.....	63
4.1	Modulación del camino óptico en interferometría homodina...65	
4.1.1	Introducción.....	65
4.1.2	Simulación de modulación de camino óptico.....	66
4.1.3	Resultados experimentales.....	75
4.1.3.1	<i>Descripción del experimento</i>	75
4.1.3.2	<i>Resultados y conclusiones</i>	76
4.1.4	Conclusiones.....	78
4.2	Modulación del camino óptico en interferometría heterodina .80	
4.2.1	Introducción.....	80
4.2.2	Simulación de modulación de camino óptico.....	81
4.2.2.1	<i>Dominio temporal</i>	81
4.2.2.2	<i>Dominio frecuencial</i>	82
5	Conclusiones.....	85



Capítulo III Optimización de la resolución espacial en interferometría heterodina. Recuperación del frente de onda espacial interferencial 87

1	Introducción	89
2	Sistema interferométrico homodino-heterodino	91
2.1	Detección del frente de onda en el interferómetro homodino .	94
2.2	Detección del frente de onda en el interferómetro heterodino	97
2.3	Calibración de posición de los canales de los detectores homodino-heterodino	99
3	Reconstrucción del frente de onda heterodino	103
3.1	Métodos de interpolación	103
3.2	Interpolación espacial ideal: Teorema de Muestreo de Whittaker-Shannon	105
3.3	Aplicación del Teorema de Whittaker-Shannon en la recuperación del frente de onda	109
4	Resultados	113
4.1	Medidas experimentales (I)	113
4.2	Medidas experimentales (II)	115
4.2.1	Interpolaciones aproximadas	116
4.2.2	Interpolación ideal	118
5	Conclusiones	121

Capítulo IV Optimización de la resolución temporal en interferometría heterodina..... 123

1	Introducción	125
2	Sistema interferométrico homodino-heterodino	127
3	Estudio sistemático de las fuentes de error en detección de fase heterodina	131
3.1	Análisis de requisitos de SNR y resolución de fase	132
3.1.1	Detección de fase basada en cruce por cero	132
3.1.2	Detección de fase basada en demodulación IQ	134
3.2	Estudio teórico de la SNR del sistema	135
3.2.1	Placa detector	136
3.2.2	Filtrado preamplificación	137
3.2.3	Amplificación	137



3.2.4	Filtrado postamplificación.....	138
3.2.5	Filtrado detector de fase.....	139
3.2.6	Potencia necesaria en el detector.....	139
3.3	Crosstalk óptico y electrónico.....	140
3.4	Conclusiones.....	142
4	Diseño de un sistema de detección heterodino de alta resolución temporal.....	143
4.1	Detector.....	143
4.1.1	Calibración Hamamatsu S4114-35Q.....	145
4.2	Placa detector.....	146
4.2.1	Diseño.....	146
4.2.2	Caracterización.....	147
4.3	Sistema de amplificación.....	148
4.3.1	Requisitos y propuestas.....	148
4.3.2	Pruebas y sistema final.....	150
4.4	Sistema de filtrado.....	155
4.4.1	Filtrado pre-amplificación.....	155
4.4.2	Filtrado post-amplificación.....	155
4.5	Detector de fase.....	156
4.5.1	Diseño.....	156
4.5.2	Calibración.....	158
5	Resultados.....	161
5.1	Medidas experimentales.....	161
6	Conclusiones.....	165
Capítulo V Interferometría heterodina de dos longitudes de onda con alta resolución espacial y temporal..... 167		
1	Introducción.....	169
1.1	Interferometría heterodina de dos longitudes de onda para la medida de plasmas de fusión.....	171
1.2	Traslación del desarrollo espacial y temporal de HeNe a CO ₂ ..	173
2	Descripción del Sistema.....	175
2.1	Configuración óptica.....	176
2.2	Configuración electrónica.....	179
2.2.1	Detector.....	180



2.2.2	Placa detector	182
2.2.3	Sistema de amplificación	183
2.2.4	Sistema de filtrado	184
2.2.4.1	<i>Filtrado pre-amplificación</i>	185
2.2.4.2	<i>Filtrado post-amplificación</i>	185
2.2.5	Detección de fase	185
3	Validación de la optimización de la resolución temporal del sistema	187
3.1	Estudio teórico de la SNR del sistema	187
3.1.1	Placa detector	188
3.1.2	Filtrado preamplificación	188
3.1.3	Amplificación	188
3.1.4	Filtrado postamplificación	190
3.1.5	Filtrado detector de fase	190
3.1.6	Potencia necesaria en el detector	190
4	Resultados	191
4.1	Medidas experimentales	191
5	Conclusiones	195
Capítulo VI Conclusiones y trabajo futuro		197
1	Conclusiones	199
2	Trabajo futuro	203
Anexos 1		
1	Calibración Hamamatsu S4114-35Q	3
1.1	Procedimiento	3
1.2	Resultados	4
1.2.1	Ventana 1 (Ch.1 a Ch.8)	5
1.2.1.1	<i>Resultados de la ventana de medición</i>	5
1.2.1.2	<i>Conclusiones</i>	5
1.2.2	Ventana 2 (Ch. 7 a Ch. 14)	6
1.2.2.1	<i>Resultados de la ventana de medición</i>	6
1.2.2.2	<i>Conclusiones</i>	6
1.2.3	Ventana 3 (Ch. 13 a Ch. 14)	7
1.2.3.1	<i>Resultados de la ventana de medición</i>	7
1.2.3.2	<i>Conclusiones</i>	7



1.2.4	Ventana 4 (Ch. 19 a Ch. 26)	8
1.2.4.1	Resultados de la ventana de medición	8
1.2.4.2	Conclusiones	8
1.2.5	Ventana 5 (Ch. 25 a Ch. 32)	9
1.2.5.1	Resultados de la ventana de medición	9
1.2.5.2	Conclusiones	9
1.2.6	Ventana 6 (Ch. 31 a Ch. 34)	10
1.2.6.1	Resultados de la ventana de medición	10
1.2.6.2	Conclusiones	10
1.3	Comparación de los resultados y conclusiones	11
1.3.1	Desviación típica de la ganancia	11
1.3.2	Crosstalk: media y desviación típica	12
2	Esquema eléctrico placa array fotodiodos	13
3	Diseño del detector de fase	15
3.1	Introducción	15
3.2	Proceso de medida de fase	16
3.2.1	Desfase entre 0 y 2π	16
3.2.2	Desfase $>2\pi$	17
3.3	Diagrama de bloques	18
3.3.1	Conversión A/D	18
3.3.1.1	Bloque 1 (80 MHz)	18
3.3.1.2	Bloque 2 (40 MHz)	19
3.3.2	Desfase $\pi/2$	19
3.3.3	Multiplicadores	19
3.3.4	Filtrado paso bajo	19
3.3.5	Control Automático de Ganancia	20
3.3.6	Demodulador IQ	21
3.3.7	Contador de Ciclos de Deseñe	21
3.3.8	Medidor de fase	22
3.3.9	FIFO de salida	22
3.3.10	Generación de Relojes de Muestreo y Adquisición	23
3.4	Registros de Configuración	24
3.4.1	Registro de Control	24
4	Caracterización de los componentes electrónicos del sistema	27



4.1	Introducción	27
4.2	Metodología	27
4.3	Listado de los componentes analizados	28
4.4	Amplificadores.....	30
4.4.1	ZHL-1-2W	30
4.4.1.1	Características generales	30
4.4.1.2	Datos del fabricante.....	31
4.4.1.3	Medidas y caracterización	33
4.4.2	ZHL-42W.....	34
4.4.2.1	Características generales	34
4.4.2.2	Datos del fabricante.....	35
4.4.2.3	Medidas y caracterización	37
4.4.3	ZKL-1R5	38
4.4.3.1	Características generales	38
4.4.3.2	Datos del fabricante.....	39
4.4.3.3	Medidas y caracterización	41
4.4.4	ZFL-1000LN.....	46
4.4.4.1	Características generales	46
4.4.4.2	Datos del fabricante.....	47
4.4.4.3	Medidas y caracterización	49
4.4.5	ZFL-500HLN	52
4.4.5.1	Características generales	52
4.4.5.2	Datos del fabricante.....	53
4.4.5.3	Medidas y caracterización	55
4.4.6	ZFL-500LN.....	56
4.4.6.1	Características generales	56
4.4.6.2	Datos del fabricante.....	57
4.4.6.3	Medidas y caracterización	59
4.4.7	ERA-8SM+ (Montaje en placa)	62
4.4.7.1	Características generales	62
4.4.7.2	Datos del fabricante.....	64
4.4.7.3	Medidas y caracterización	71
4.4.8	OPA847	73
4.4.8.1	Características generales	73
4.4.8.2	Datos del fabricante.....	74
4.4.8.3	Medidas y caracterización	83



4.5	Bias Tee.....	85
4.5.1	5535.....	85
4.5.1.1	<i>Características generales.....</i>	85
4.5.1.2	<i>Datos del fabricante</i>	86
4.5.1.3	<i>Medidas y caracterización</i>	89
4.5.2	5545.....	90
4.5.2.1	<i>Características generales.....</i>	90
4.5.2.2	<i>Datos del fabricante</i>	91
4.5.2.3	<i>Medidas y caracterización</i>	92
4.6	DC Block.....	94
4.6.1	K261	94
4.6.1.1	<i>Características generales.....</i>	94
4.6.1.2	<i>Datos del fabricante</i>	95
4.6.1.3	<i>Medidas y caracterización</i>	99
4.6.2	5505.....	100
4.6.2.1	<i>Características generales.....</i>	100
4.6.2.2	<i>Datos del fabricante</i>	101
4.6.2.3	<i>Medidas y caracterización</i>	102
4.7	Filtros.....	103
4.7.1	SLP-100+	103
4.7.1.1	<i>Características generales.....</i>	103
4.7.1.2	<i>Datos del fabricante</i>	104
4.7.1.3	<i>Medidas y caracterización</i>	105
4.7.2	BPF 80 MHz	107
4.7.2.1	<i>Características generales.....</i>	107
4.7.2.2	<i>Datos de diseño</i>	108
4.7.2.3	<i>Medidas y caracterización</i>	109
4.7.3	BPF 40 MHz	111
4.7.3.1	<i>Características generales.....</i>	111
4.7.3.2	<i>Datos de diseño</i>	112
4.7.3.3	<i>Medidas y caracterización</i>	113
5	Array fotovoltaico Vigo Systems PVM 10.6-C.....	115
6	Esquema eléctrico placa array fotovoltaico	119
	Referencias	1



Capítulo I

INTRODUCCIÓN



1

FUSIÓN NUCLEAR

La fusión nuclear consiste en la fusión de dos isótopos de Hidrógeno (en general, Tritio y Deuterio) para crear una reacción en cadena con la que se genera una enorme cantidad de calor que será transformada en energía eléctrica.

Para que se produzca la reacción, es necesario que los átomos sean calentados hasta que los electrones se separen de los núcleos, es decir, deben estar en estado de plasma (gas cargado eléctricamente). La temperatura óptima para la fusión de los dos isótopos es de alrededor de 150 millones de grados, por lo que es necesario un sistema de confinamiento del plasma capaz de aguantar tales temperaturas. El método actualmente utilizado en la mayoría de máquinas de fusión para contener y controlar el plasma es el confinamiento magnético.

La fusión Tritio-Deuterio produce un núcleo de Helio, un neutrón y energía. Mientras que los núcleos de Helio permanecen atrapados por el campo magnético; los neutrones, al no tener carga eléctrica, salen del confinamiento transportando una gran cantidad de energía, que será transferida a las paredes de la máquina en forma de calor.

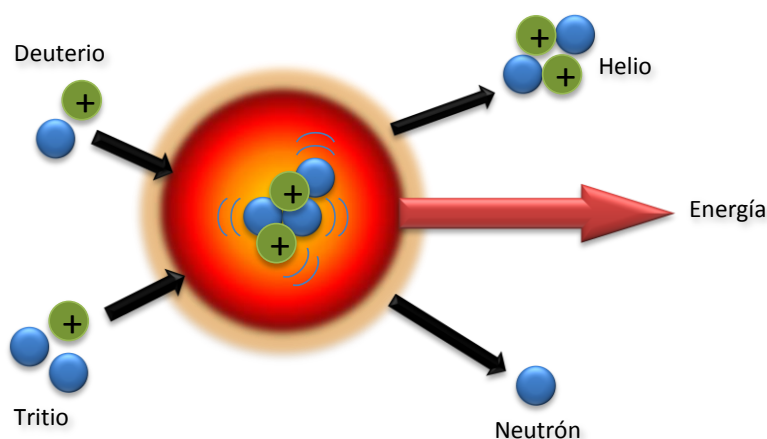


FIGURA I-1. REACCIÓN DE FUSIÓN

Este tipo de energía cuenta con grandes ventajas frente a cualquier tipo de energía empleada hasta el momento. Una de las más importantes consiste en su carácter casi inagotable, pues se estima que pueda generarse tritio y deuterio durante miles de años. El deuterio es inocuo y es fácilmente obtenible de cualquier forma de agua. Por su parte, el tritio es un elemento



de rápido decaimiento radioactivo que es extremadamente limitado en estado natural (se estiman unas reservas globales de alrededor de 20 kg), pero que puede ser sintetizado a partir de litio, mucho más abundante y con unas reservas estimadas de al menos mil años. Por tanto, existiría combustible para la fusión nuclear durante al menos algunos milenios.

Otra ventaja consiste en que en la reacción sólo se genera helio, un gas inerte y no tóxico, por lo que no existirían agentes contaminantes o residuos tóxicos derivados del proceso de producción de energía.

Además, la reacción de fusión es alrededor de cuatro millones de veces más energética que cualquier otra forma de generación de energía a partir de gas o petróleo, por lo que la cantidad de combustible necesario en la fusión nuclear para producir una cantidad equivalente de energía es ínfimo en comparación con las actuales fuentes de energía.

Sin embargo, a pesar de su potencial, esta fuente de energía no está aún operativa. La cantidad de energía producida depende del triple producto densidad electrónica-tiempo-temperatura y aunque a día de hoy se puede calentar el plasma, confinarlo y generar el combustible necesario, no se puede mantener el plasma con la densidad y temperatura adecuadas durante el tiempo suficiente para alcanzar el punto de equilibrio de fusión, en el que la energía generada es mayor que la empleada.

En este sentido, el desarrollo de técnicas de diagnóstico para la caracterización y control de estos parámetros resultan fundamentales en la búsqueda de una metodología de producción de energía basada en la fusión nuclear.

Actualmente, los esfuerzos a nivel mundial para lograr una forma comercial de producción de energía mediante fusión nuclear se engloban en el ITER, situado en Francia y que será el primer reactor experimental del mundo. Su puesta en funcionamiento está prevista para el año 2018.

España colabora en el ITER a través del Laboratorio Nacional de Fusión por Confinamiento Magnético (perteneciente al Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas (CIEMAT)), con la explotación científica de la gran instalación Helic Flexible TJ-II y sus sistemas auxiliares asociados, como el calentamiento y el diagnóstico de plasma.

Precisamente en la parte de diagnóstico del plasma es donde se enmarca el proyecto ENE2006-13559FTN¹, del cual forma parte el presente Proyecto Fin de Carrera.

¹ “Interferometría Láser Heterodina de Alta resolución Espacial para Medida de Densidades Electrónicas en Plasmas de Fusión: Sistema Multicanal de Haz Expandido para el Stellarator TJ-II”. Investigador principal: Pablo Acedo.

2

INTERFEROMETRÍA LÁSER COMO SISTEMA DE DIAGNÓSTICO

La densidad electrónica (n_e) es uno de los parámetros fundamentales a medir en plasmas confinados magnéticamente (Hutchinson, 1987), no solo por la importancia que tiene su uso directo para el estudio de procesos de transporte, estabilidad, eficiencia de calentamiento, o como dato necesario para interpretar otros diagnósticos (concentración de impurezas, etc); sino también como parámetro técnico en la operación de las diversas máquinas a la hora de inyectar *gas/pellets*², conocer la posición del plasma, o aplicar sistemas de calentamiento adicional como es el caso del sistema de inyección de haces neutros del Stellarator TJ-II (CIEMAT, Madrid).

El diagnóstico básico para la obtención de la señal de densidad electrónica en tiempo real es el interferométrico. Así, y desde las primeras máquinas de confinamiento magnético de plasmas, el interferómetro ha sido y es un diagnóstico imprescindible para la operación de las mismas y el estudio de los diversos parámetros del plasma confinado. Las ventajas intrínsecas de este diagnóstico que lo hacen fundamental son la no necesidad de calibración absoluta, la alta resolución temporal a la hora de seguir la evolución de la densidad, y la no necesidad de diagnósticos complementarios para extraer la información de densidad electrónica (Donné, 1995).

El parámetro fundamental de diseño de estos sistemas de diagnóstico es la longitud de onda de medida. El rango espectral de las longitudes de onda empleadas para el diagnóstico interferométrico en este tipo de máquinas de confinamiento magnético va desde las ondas milimétricas hasta el infrarrojo próximo. En este sentido la elección de la longitud de onda a utilizar ha estado circunscrita a dos aspectos fundamentales: la densidad máxima (frecuencia de corte del plasma y refracción) y la presencia de vibraciones mecánicas (necesidad de substracción para las longitudes de onda menores) (Acedo P., 2000).

La elección tradicional para máquinas de baja densidad, como son los Stellarators, ha sido el uso de longitudes de onda en el infrarrojo lejano (Far Infra-Red, FIR, $\lambda \approx 100 \mu\text{m}$). Sin embargo estos interferómetros FIR presentan

² Bolas de combustible sólido lanzados contra el plasma



el gran problema de los saltos de franja que aparecen ligados a algunos fenómenos del plasma como son la aparición de modos localizados en el borde (edge localized modes, ELMs), variaciones rápidas de densidad, disrupciones o introducción de *pellets*. Estos efectos nocivos (saltos de franja) se hacen más evidentes según se incrementa la densidad electrónica en el plasma, y son normalmente corregidas a posteriori, haciendo que este tipo de diagnósticos no presenten la ventaja de ser completamente autónomos. Además, esta necesidad de corrección *off-line*, implica que estos sistemas no son capaces de dar una señal en tiempo real de la densidad electrónica de utilidad para realimentar los controles de operación de la máquina. Por último los sistemas diagnósticos basados en láseres FIR son caros y costosos de mantener, por lo que en máquinas de tamaño medio suponen un elevado porcentaje del presupuesto total para diagnósticos.

Frente a los sistemas tradicionales con una única longitud de onda (típicos en microondas y FIR), los sistemas interferométricos láser de dos longitudes de onda basados en fuentes láser en el infrarrojo próximo (CO_2 , $\lambda=10.6 \mu\text{m}$ como longitud de onda de medida), representan una alternativa de diagnóstico de menor coste, fiable y menos complejo, siempre que los aspectos relacionados con la baja sensibilidad de las longitudes de onda más pequeñas a la densidad del plasma, y la influencia de las vibraciones mecánicas hayan sido convenientemente compensados a través de la substracción de dichas vibraciones mecánicas en el sistema interferométrico. En estos interferómetros una segunda longitud de onda (por ejemplo He-Ne $\lambda=633 \text{ nm}$ en el caso del Stellarator TJ-II) es utilizada para substrair en tiempo real las vibraciones mecánicas. La menor sensibilidad de estas longitudes de onda a variaciones de densidad hacen que no aparezcan saltos de franja durante la operación, se aumenta la resolución espacial y permiten además integrar sistemas polarimétricos en el mismo esquema interferométrico (Ma, Hutchinson, Richards, Irby, & Luke, 1995).

3

MEDIDAS DEL PERFIL ESPACIAL DE DENSIDAD

En las primeras máquinas de plasmas confinados magnéticamente, los interferómetros para la medida de densidad eran sistemas monocanal y con una limitada resolución temporal. Sin embargo en los años 80 y 90 se generalizó el diseño de sistemas multicanal con el objetivo de estudiar efectos de transporte y transitorios de densidad entre otros (Donné, 1995). Los primeros sistemas optaron por repetir varias veces un esquema monocanal y así obtener varias cuerdas de medida (Véron, Certain, & Crenn, 1977). Sin embargo estos sistemas implicaban esquemas ópticos muy complejos y el número de cuerdas de medida posible se veía muy limitado (normalmente por debajo de 10 canales) por el espacio mínimo que se debe dejar entre los diversos componentes ópticos y el acceso a los puertos de medida de la máquina (Donné, 1995).

Para evitar estos problemas, en los años 80 se planteó la posibilidad de utilizar haces expandidos en los sistemas interferométricos para iluminar el plasma. Así, durante los 90, diferentes sistemas de haz expandido basados en el uso de láseres en el infrarrojo lejano (FIR), fueron propuestos e instalados. Por ejemplo, un sistema con 63 canales de medida (38 verticales y 25 horizontales) ha sido utilizado en la máquina TEXT-upgrade (Hallock, Gartman, Castles, Chiang, & Rahman, 1990). De esta manera, y gracias a este elevado número de canales, el procesamiento de señal necesario para obtener los perfiles de densidad electrónica a partir de la medida interferométrica (que es sensible a la integral de línea de la densidad a lo largo de la línea de visión) mediante rutinas de inversión (inversión de Abel en el caso de simetría circular), permite resolver efectos en la densidad electrónica con una alta resolución espacial (Donné, 1995).

Sin embargo, la extrapolación de estos sistemas de haz expandidos a sistemas interferométricos utilizando longitudes de onda en el infrarrojo próximo ($\lambda=10.6 \mu\text{m}$) con compensación de vibraciones mecánicas (necesidad de una segunda longitud de onda) no es directa. En estos interferómetros aparecen otro tipo de consideraciones que hay que tener en cuenta a la hora de evaluar el número de cuerdas de posible implementación y la resolución espacial en la medida de la integral de línea de la densidad. Así, el aspecto fundamental que hay que tener en cuenta es la necesidad que tienen estos sistemas de cancelar las vibraciones mecánicas correctamente en todos y cada uno de los puntos de medida. En los sistemas multicanal de haz expandido que utilizan dos



longitudes de onda copropagándose para realizar la cancelación de vibraciones mecánicas, los dos frentes de onda correspondientes a ambas longitudes de onda (bastante separadas en el espectro, $\lambda_m = 10.6 \mu\text{m}$ y $\lambda_c = 633 \text{ nm}$ por ejemplo) han de estar perfectamente alineados para poder eliminar completamente las influencias de las vibraciones mecánicas. Esto implica el uso de óptica sólo reflexiva, limitar las aperturas para evitar efectos de difracción y una perfecta calibración que hace que no sea tan directa la implementación de este tipo de interferómetros. Así, el primer sistema multicanal de haz expandido utilizando interferometría láser heterodina infrarroja ($\text{CO}_2\text{-He-Ne}$) implementa sólo 10 cuerdas de visión (Irby, Marmar, Sevillano, & Wolfe, 1988), comparable a la resolución espacial de los sistemas de canales discretos.

En los últimos años han aparecido nuevos sistemas láser heterodinicos utilizando fuentes infrarrojas de haz expandido para la medida de perfiles espaciales de densidad que implementan un número mayor de cuerdas. En este sentido es de destacar el sistema $\text{CO}_2 - \text{Nd:YAG}$ ($\lambda_m = 10.6 \mu\text{m}$, $\lambda_c = 1.064 \mu\text{m}$) instalado en el Large Helical Device (LHD) con 32 cuerdas y una resolución espacial de 16 mm (Akiyama, y otros, 2003). Sin embargo, este sistema presenta una resolución en la medida de fase de 1/100 de franja (frente al 1/300 que presenta el interferómetro del Stellarator TJ-II) a pesar de incluir una mejora adicional como es una costosa estructura mecánica en C que rodea la máquina para reducir la influencia de las vibraciones mecánicas. Además, en este experimento se ha puesto de manifiesto que al no tener control sobre el frente de onda (sobre todo en la longitud de onda de compensación, el Nd:YAG) la substracción obtenida, y por lo tanto la resolución en la medida de densidad no es óptima y depende de la posición de la cuerda (Tanaka & al, 2004).

El reto que se presenta, pues, es el de aumentar la resolución en la medida de la fase interferométrica en estos sistemas de haz expandido utilizando dos longitudes de onda para eliminar el error residual producido por las vibraciones mecánicas y que es el responsable de este límite en la resolución de la medida de densidad.

4

OBJETIVOS

La investigación de fusión nuclear por confinamiento magnético está liderada en España por el Laboratorio Nacional de Fusión Nuclear del Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas (CIEMAT) siendo su experimento fundamental el Stellarator TJ-II.

El sistema instalado a día de hoy para la medida de densidades electrónicas en el Stellarator TJII es un sistema interferométrico que utiliza como longitud de onda de medida la correspondiente a un láser de CO_2 ($\lambda_m=10.6 \mu\text{m}$) y para la compensación de las vibraciones mecánicas un láser de Nd:YAG ($\lambda_c=1064 \text{ nm}$) en un esquema interferométrico de Michelson con el espejo del brazo de medida sujeto directamente a la estructura de la máquina. Actualmente, este sistema monocanal está operativo en el Stellarator TJ-II, suministrando la señal de densidad electrónica de manera continua a lo largo de las últimas campañas de operación (Acedo, Lamela, Sánchez, Estrada, & Sánchez, 2004).

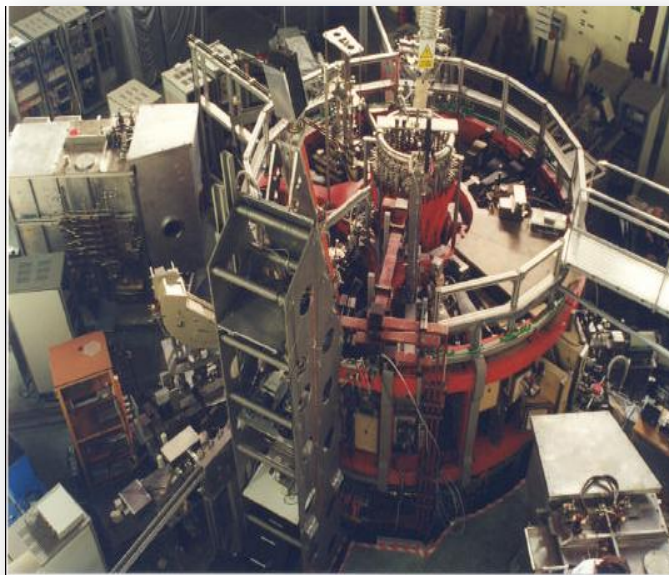


FIGURA I-2. STELLARATOR TJ-II (CIEMAT)

La clave para mejorar el diagnóstico interferométrico para la medida de densidades electrónicas con alta resolución espacial en plasmas confinados magnéticamente es el estudio y caracterización de la evolución del frente de onda interferencial para cada una de las longitudes de onda del sistema (la de medida y la de compensación) y explorar el perfil de fase interferencial de



manera sistemática. La influencia de los sistemas de colimación y los efectos de difracción pueden de esta manera ser calibrados y obtener un mapa del frente de onda del sistema y así mejorar la substracción de las vibraciones mecánicas en todas las cuerdas y aumentar la resolución espacial.

Como parte del esfuerzo conjunto entre personal del CIEMAT y del GOTL para conseguir esta mejora a través de la optimización de la resolución temporal y espacial en el nuevo sistema a implementar en el TJI, se presenta este Proyecto Fin de Carrera, que tiene como pretensión alcanzar estos objetivos en sistemas interferométricos prototipos en los laboratorios del GOTL, con el fin colaborar en la plena consecución de los mismos en el sistema final a instalar en el Stellarator TJ-II.

Para ello, se propone una estructura dividida en tres fases diferenciadas: una parte introductoria, sentando los principios teóricos y prácticos necesarios en un estudio interferométrico complejo; una segunda parte dedicada al estudio y desarrollo de metodologías de mejora de resolución espacial y temporal en la medida del frente de onda empleando un sistema interferométrico homodino-heterodino; y una última parte en la que se aplican parte de estas metodologías a un sistema interferométrico heterodino a dos colores para su validación y evaluación de prestaciones.

La primera parte del proyecto se basa en un estudio en profundidad de la teoría de haces Gaussianos y frentes de onda interferenciales; y la introducción experimental a sistemas interferométricos homodinos Michelson y otros conceptos como la expansión de haces y la influencia de elementos ópticos y desplazamientos transversales sobre el frente de onda espacial.

La segunda fase se centra en el desarrollo de una configuración interferométrica homodina-heterodina utilizando el HeNe como longitud de onda de trabajo, que permitirá el estudio del perfil espacial interferencial y del sistema de detección asociado al interferómetro. Todo ello con el fin de desarrollar una metodología y líneas de actuación que permitan optimizar la resolución espacial y temporal en un sistema interferométrico heterodino.

La optimización de la resolución espacial consistirá en el estudio del frente de onda espacial interferencial heterodino, definiendo una metodología que permita su óptima reconstrucción a partir de las muestras de fase y calibrando estos resultados mediante un interferómetro homodino con brazo de medida común al heterodino, con el fin de validar la robustez, precisión y fiabilidad de la metodología de reconstrucción de perfil espacial heterodino desarrollada.

Las muestras de fase empleadas en la reconstrucción espacial serán obtenidas a partir de un sistema de detección en el cual se centrarán los esfuerzos por optimizar la resolución temporal, desarrollando y caracterizando la electrónica dedicada a la detección, acondicionamiento de señal (filtrado y amplificación) y detección de fase. En este proceso, serán tenidos en especial consideración los aspectos relativos a la relación señal a ruido y a la

minimización del crosstalk, tanto óptico como electrónico, que en último término, serán los que determinen la resolución de fase, y por tanto temporal, del sistema.

En la última parte, se implementará un prototipo de interferómetro heterodino a dos colores (longitudes de onda HeNe y CO₂), que pretende simular una versión a escala del interferómetro a instalar en el TJII. Este montaje permitirá validar algunas de las metodologías desarrolladas en la parte anterior, en particular las referentes a la optimización temporal, que incluyen el desarrollo, caracterización e implantación del sistema completo de detección (detector, acondicionamiento de señal y detección de fase). Además, se justificará la aplicabilidad de esta metodología en la nueva longitud de onda, y se validará su aplicación como sistema de substracción de vibraciones mecánicas, lo cual supone el principal objetivo del uso de dos longitudes de onda.





Capítulo II

INTERFERENCIA DE HACES LÁSER. CARACTERIZACIÓN DEL INTERFEROGRAMA ESPACIAL Y TEMPORAL



1

PROPAGACIÓN DE HACES COHERENTES. EL HAZ DE LUZ LÁSER

En esta sección, serán introducidos los conceptos básicos relativos a la propagación de haces coherentes, particularizando para el caso del haz de luz láser, con el fin de establecer una base teórica sobre la que se sustentará el trabajo realizado a lo largo de este proyecto.

Para ello, en primer lugar se analizarán las expresiones que gobiernan el comportamiento de un frente de onda láser, partiendo de las ecuaciones que describen una señal electromagnética coherente. En particular, serán estudiadas las ecuaciones que describen en detalle el haz láser Gaussiano.

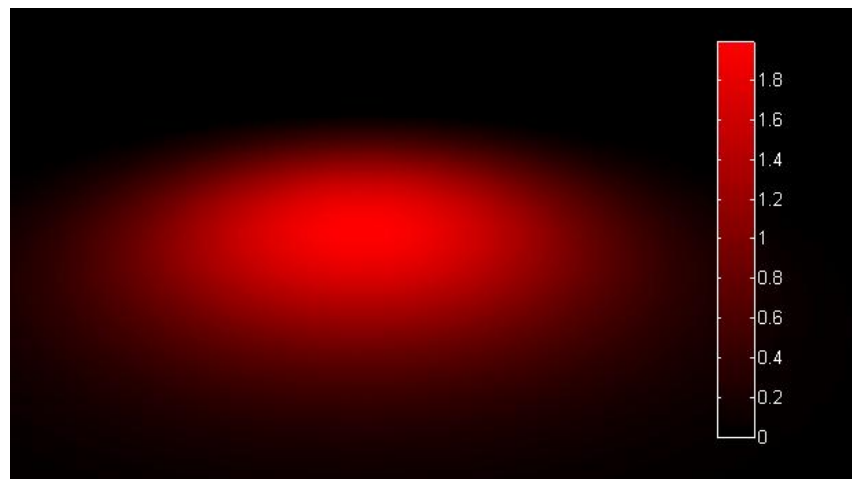


FIGURA II-1. INTENSIDAD ÓPTICA DEL FRENTA DE ONDA DE UN HAZ LÁSER HeNe

A partir de estas expresiones, se pasará a estudiar de forma experimental el modelo Gaussiano y a verificar su validez como aproximación al perfil espacial de un haz láser.

1.1 INTRODUCCIÓN

El modelo ideal de la luz consiste en una fuente puntual confinada y transportada por el espacio libre sin sufrir apertura angular. Sin embargo, ésta dista mucho de la realidad, donde cualquier fuente va a tener cierta divergencia angular a lo largo de su propagación.

Las dos situaciones extremas del confinamiento angular y espacial vienen dadas por las ondas planas y las ondas esféricas. Una onda plana es aquella en la que las normales de los frentes de onda (rayos) son paralelas a la dirección de propagación de la onda (a la que denominaremos eje z), es decir, no hay divergencia angular; mientras que en una onda esférica las normales de los frentes de onda divergen en todas direcciones.

La situación más habitual será un caso intermedio donde los rayos se propaguen con ángulos pequeños con respecto al eje z . Se trata de las ondas paraxiales

1.2 ONDAS PARAXIALES. ECUACIÓN DE HELMHOLTZ

La expresión de la amplitud de una onda paraxial es la siguiente (Saleh & Teich, 1991):

$$U(r) = A(r)\exp(-jkz); \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

ECUACIÓN II-1

Helmholtz introdujo esta expresión en la Ecuación de Onda (Ecuación II-2), y bajo ciertas condiciones de variación lenta de la envolvente compleja de la onda (A), llegó a la Ecuación Paraxial de Helmholtz:

$$\nabla^2 U - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = 0$$

ECUACIÓN II-2

$$\nabla_T^2 A - j2k \frac{\partial A}{\partial z} = 0$$

ECUACIÓN II-3

La solución más simple de esta ecuación es la onda paraboloide, que es la aproximación paraxial de la onda esférica para distancias en el eje z cortas y

medias, esto es, cuando x e y son mucho menores que z (para distancias en z largas se aproxima por una onda plana):

$$A(r) = \frac{A_1}{z} \exp\left(-jk \frac{\rho^2}{2z}\right); \quad \rho^2 = x^2 + y^2$$

ECUACIÓN II-4

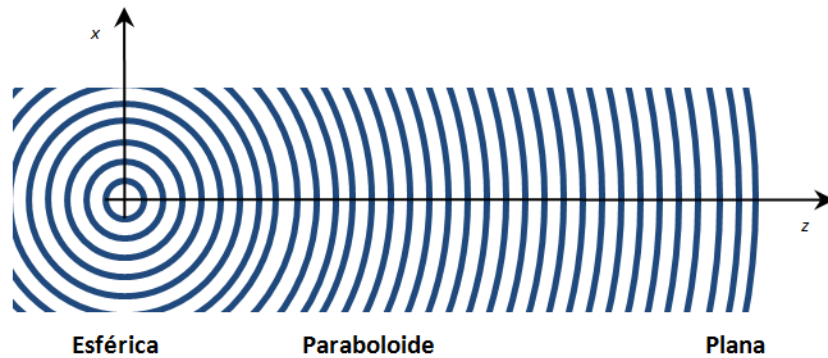


FIGURA II-2. APROXIMACIÓN DEL FRENTE DE ONDA EN FUNCIÓN DE LA DISTANCIA DE PROPAGACIÓN

Sin embargo, además de la onda paraboloide, existe una solución de la Ecuación Paraxial de Helmholtz muy útil para el caso que nos ocupa: el **Haz Gaussiano**.

1.3 EL HAZ GAUSSIANO

La ecuación del Haz Gaussiano (Saleh & Teich, 1991) como solución a la Ecuación Paraxial de Helmholtz (Ecuación II-3) se obtiene a partir de un desplazamiento en el eje z de la ecuación de la onda paraboloide (Ecuación II-4):

$$A(r) = \frac{A_1}{q(z)} \exp\left(-jk \frac{\rho^2}{2q(z)}\right); \quad q(z) = z - \xi$$

ECUACIÓN II-5

Con esta transformación, simplemente se obtiene una onda paraboloide centrada en $z = \xi$ en lugar de en $z = 0$. No obstante, si ese desplazamiento ξ es puramente imaginario, como pudiera ser $\xi = -jz_0$, las propiedades de la onda cambian drásticamente, obteniéndose la ecuación de la envolvente compleja del Haz Gaussiano:

$$A(r) = \frac{A_1}{q(z)} \exp\left(-jk \frac{\rho^2}{2q(z)}\right); \quad q(z) = z + jz_0$$

ECUACIÓN II-6

Si $1/q(z)$ se escribe separando la parte real e imaginaria mediante la introducción de las funciones $R(z)$ y $W(z)$:

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{z + jz_0} = \frac{1}{R(z)} - j \frac{\lambda}{\pi W^2(z)}$$

ECUACIÓN II-7

Y se introduce en la ecuación de la envolvente compleja del Haz Gaussiano (Ecuación II-7), obtenemos la ecuación final de la envolvente compleja del Haz Gaussiano, que en adelante se referenciará como Ecuación del Haz Gaussiano:

$$U(r) = A_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp\left[-\frac{\rho^2}{W^2(z)}\right] \exp\left[-jkz - jk \frac{\rho^2}{2R(z)} + j\zeta(z)\right]$$

ECUACIÓN II-8

Donde $A_0 = \frac{A_1}{jz_0}$.

A_1 es una constante de amplitud y z_0 es una constante conocida como rango de Rayleigh.

El análisis de las funciones dependientes de z que aparecen en la Ecuación II-8 resulta de gran interés para la comprensión de la misma:

- $W(z)$: ancho de haz.

$$W(z) = W_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}; \quad W_0 = \left(\frac{\lambda z_0}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}}$$

ECUACIÓN II-9

Se puede apreciar que el ancho de haz depende de la distancia de propagación z , y que aumenta al aumentar ésta. El valor mínimo, conocido como el *waist* del láser es W_0 y se da en $z = 0$, como se puede observar en la Figura II-3. Por tanto, este valor W_0 es el ancho de haz a la salida de la cavidad del láser.

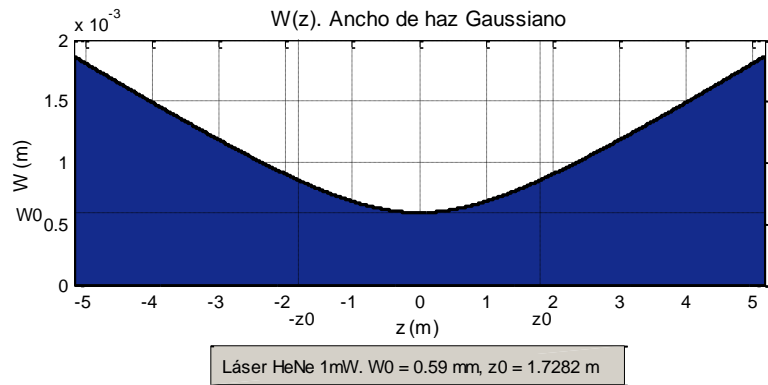


FIGURA II-3. ANCHO DEL HAZ GAUSSIANO FRENTE A LA DISTANCIA DE PROPAGACIÓN

- $R(z)$: radio de curvatura del frente de onda.

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 \right]$$

ECUACIÓN II-10

Al igual que en la Ecuación II-9, la función $R(z)$ solo depende de z , siendo el resto de parámetros constantes. La representación de este parámetro del haz Gaussiano aparece en la Figura II-4, en la que se puede apreciar que para $z = 0$ y $z = \infty$ el radio es infinito, es decir, la onda es plana; mientras que para $z = z_0$ (rango de Rayleigh) el radio de curvatura es mínimo, y por tanto será donde la onda tenga un mayor comportamiento esférico.

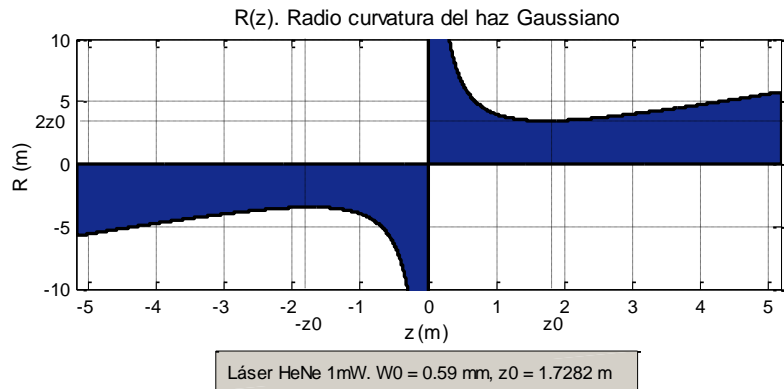


FIGURA II-4. RADIO DE CURVATURA DEL FRENT DE ONDA GAUSSIANO FRENTE A LA DISTANCIA DE PROPAGACIÓN

- $\zeta(z)$: retardo de fase del haz Gaussiano con respecto a una onda plana uniforme.

$$\zeta(z) = \tan^{-1} \frac{z}{z_0}$$

ECUACIÓN II-11

Este término introduce un retardo de fase equivalente al que tiene un haz Gaussiano con respecto a una onda plana dada una distancia propagada z . En la Figura II-5 queda ilustrado que este retardo tiende a $\frac{\pi}{2}$ cuando la distancia propagada tiende a ∞ y es de $\frac{\pi}{4}$ cuando la distancia propagada es igual al rango de Rayleigh ($z = z_0$). Este desfase introducido se conoce como el efecto Guoy.

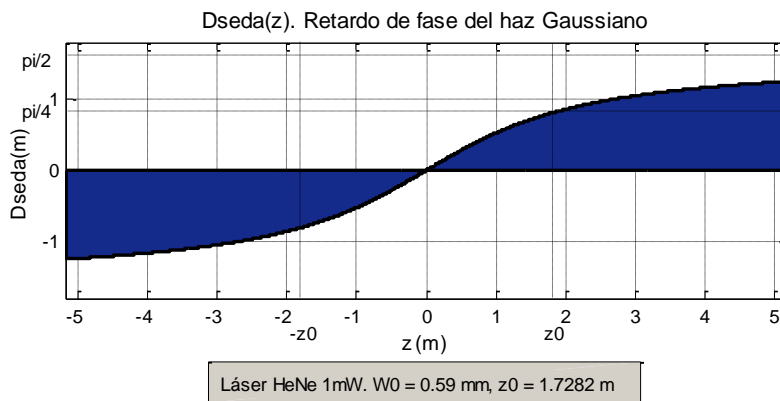


FIGURA II-5. RETARDO DE FASE DEL HAZ GAUSSIANO CON RESPECTO A UNA ONDA PLANA FRENTE A LA DISTANCIA DE PROPAGACIÓN

La Ecuación del Haz Gaussiano presenta unas propiedades características de intensidad, radio de haz, divergencia de haz y fase.

La aplicación final del sistema está fuertemente vinculada a la intensidad y en especial a la fase del haz láser, por lo que serán estas propiedad las que sean estudiadas con mayor detalle.

1.4 INTENSIDAD DEL HAZ GAUSSIANO

La intensidad óptica del haz Gaussiano se define como el valor absoluto elevado al cuadrado de la amplitud $I(r) = |U(r)|^2$. En realidad, será la intensidad óptica la magnitud que se podrá medir con detectores ópticos, debiendo inferirse la amplitud a partir de la expresión de intensidad si se desea conocer su valor. Utilizando la expresión obtenida anteriormente de la amplitud del haz Gaussiano (Ecuación II-8), se llega a la expresión de la intensidad óptica del haz Gaussiano:

$$I(\rho, z) = I_0 \left[\frac{W_0}{W(z)} \right]^2 \exp \left[-\frac{2\rho^2}{W^2(z)} \right]; I_0 = |A_0|^2$$

ECUACIÓN II-12

La intensidad depende del radio ρ en cada punto del eje z . Esta función tiene su máximo en el eje z ($\rho = 0$), y su ancho $W(z)$ se incrementa con la distancia axial z . En la Figura II-6 se puede observar este comportamiento.

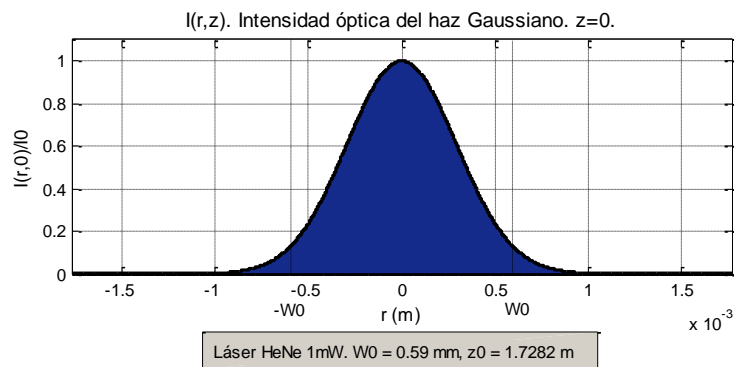


FIGURA II-6. INTENSIDAD ÓPTICA NORMALIZADA FRENTE A LA DISTANCIA RADIAL PARA $z=0$
Y $z=z_0$

1.5 FASE DEL HAZ GAUSSIANO

A partir de la Ecuación II-8, la fase de un haz Gaussiano viene dada por:

$$\varphi(\rho, z) = kz - \zeta(z) + \frac{k\rho^2}{2R(z)}$$

ECUACIÓN II-13

Esta expresión de la fase se analizará por partes, para determinar la influencia y significado físico de cada una de sus componentes.

- En el eje del haz ($\rho = 0$), la fase es:

$$\varphi(0, z) = kz - \zeta(z)$$

ECUACIÓN II-14

La primera componente kz es la fase de una onda plana.

La segunda componente $\zeta(z)$ fue introducida en el apartado 1.3 (Ecuación II-11) y como se apuntaba con anterioridad, se trata del retardo de fase correspondiente a un exceso de retardo temporal del frente de onda en comparación con una onda plana o esférica. El retardo de fase acumulado desde $z = -\infty$ hasta $z = \infty$ es de π . Este fenómeno se ilustra en la Figura II-5 y se conoce como el efecto Guoy. Para una distancia propagada igual al rango de Rayleigh ($z = z_0$), este retardo de fase con respecto a una onda plana es de $\frac{\pi}{4}$.

- La tercera componente $\frac{k\rho^2}{2R(z)}$ está asociada a la curvatura del frente de onda y representa la desviación de fase en puntos fuera del eje z ($\rho \neq 0$) en un plano transversal a un punto del eje z dado.

1.6 CARACTERIZACIÓN DEL FRENTE DE ONDA ESPACIAL LÁSER

1.6.1 INTRODUCCIÓN

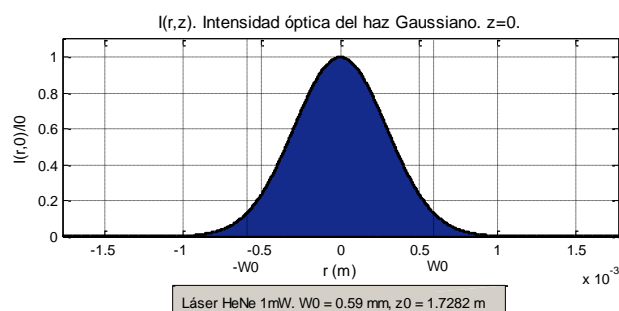
Se propone como análisis inicial el estudio de la naturaleza Gaussiana del perfil espacial de intensidad óptica de un frente de onda láser HeNe ($\lambda = 633 \text{ nm}$), corroborando la teoría con medidas experimentales del mismo.

En primer lugar, se realiza una simulación computacional del frente de onda láser. A continuación, se caracterizará de forma experimental mediante un montaje de propagación de un láser HeNe.

Además, y debido a su uso en montajes posteriores, se analiza la influencia que sobre este perfil espacial tiene la introducción de un sistema telescópico Kepleriano inverso para colimar el haz, y de un sistema de filtrado espacial paso bajo para reducir distorsiones.

1.6.2 SIMULACIÓN DEL FRENTE DE ONDA ESPACIAL LÁSER

Se realizan simulaciones computacionales del perfil espacial del haz Gaussiano, representado espacialmente de forma bidimensional para algunas distancias significativas propagadas del haz láser, con el fin de ilustrar el comportamiento del perfil espacial respecto a la distancia propagada.



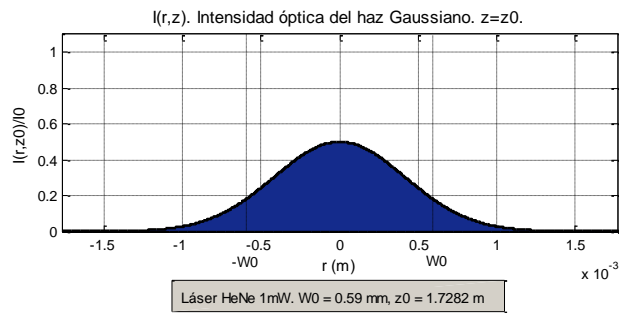


FIGURA II-7. PERFIL ESPACIAL HAZ LÁSER. DISTANCIA PROPAGADA $z=0$ Y $z=z_0$

La conclusión, como ya se explicó en el apartado 1.4, es que la curva Gaussiana, con el aumento de longitud propagada, se ensancha en radio y mengua en intensidad, es decir, aumenta la desviación típica asociada a la curva.

1.6.3 RESULTADOS EXPERIMENTALES

1.6.3.1 DESCRIPCIÓN DEL EXPERIMENTO (I)

El experimento se basa en la medición del frente de onda de un haz láser con resolución de 0.1 mm. Se estudiará de forma unidimensional en el eje y (altura), asumiendo simetría con respecto al eje axial z .

Se trata de un simple montaje en el que el haz láser se propaga una distancia del orden de su rango de Rayleigh ($z_0 = 1.7282$ m), y en el que únicamente se han utilizado un láser como fuente, dos espejos y un receptor sencillo formado por un fotodiodo PIN y una resistencia.

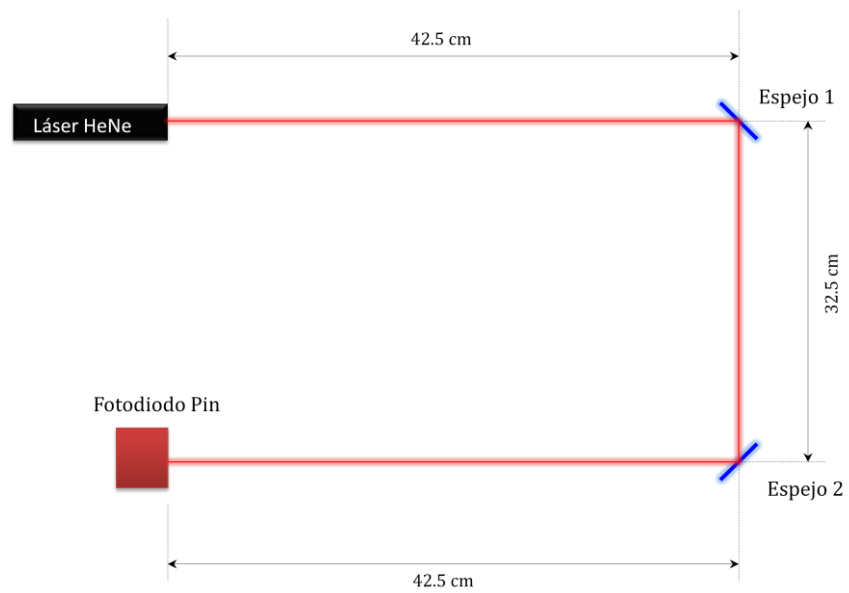


FIGURA II-8. ESQUEMA DEL MONTAJE PARA LA MEDIDA DEL PERFIL ESPACIAL DEL HAZ LÁSER HENE (I)

El láser empleado es un HeNe con una longitud de onda $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, un radio de haz a la salida del láser $W_0 = 0.59 \text{ mm}$ y un rango de Rayleigh $z_0 = 1.7282 \text{ m}$. La potencia del mismo es de 1 mW .

El haz se propaga una distancia 1.175 m , equivalente en orden de magnitud a su rango de Rayleigh.

El fotodiodo PIN utilizado es el modelo S7911 del fabricante Hamamatsu. Se trata de un dispositivo con un área de detección especialmente pequeña (0.1 mm^2), lo que lo convierte en un detector idóneo para obtener una buena resolución espacial en la medida. El fotodiodo se coloca en una montura especial con ajuste micrométrico en pasos de $10 \text{ }\mu\text{m}$. En nuestro caso se medirá cada décima de milímetro, obteniendo una resolución en la medida de 0.1 mm .

1.6.3.2 RESULTADOS Y CONCLUSIONES (I)

Las medidas tomadas así como su comparación con una curva Gaussiana teórica aproximando las muestras aparece en la Figura II-9.

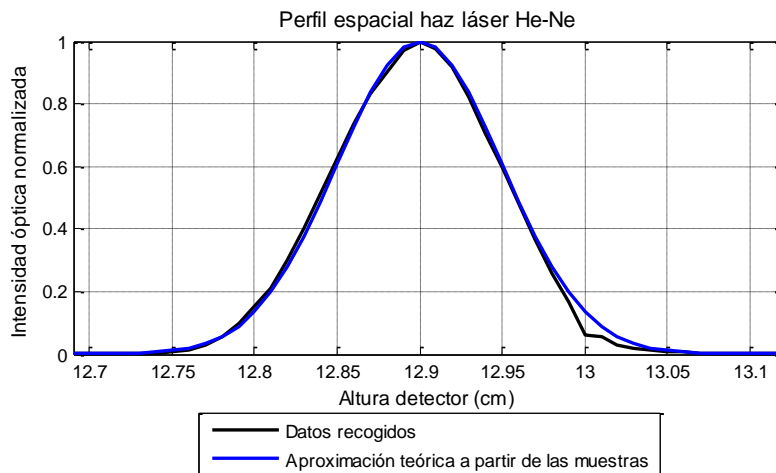


FIGURA II-9. PERFIL ESPACIAL DEL HAZ LÁSER HE-NE

La veracidad del ajuste entre esta curva y los datos recogidos viene dada por el coeficiente de determinación, que tiene un valor $R^2 = 0.9885$, muy próximo a 1, por lo que las medidas tienen una muy alta correlación con una función Gaussiana.

La desviación típica de la curva Gaussiana teórica es de $\sigma = 0.67 \text{ mm}$. En la Ecuación II-12 se puede apreciar que la desviación típica de la intensidad del haz Gaussiano es igual a $W(z)$. Aplicando la Ecuación II-9 a la distancia de propagación $z = 1.175 \text{ m}$, se obtiene un valor de desviación típica $W(z) = 0.7135 \text{ mm}$.

De esta forma, queda comprobado el carácter Gaussiano de la intensidad del perfil espacial del láser HeNe, así como un valor de ancho de haz muy próximo al teórico para el plano de detección perpendicular al eje axial z .

1.6.3.3 DESCRIPCIÓN DEL EXPERIMENTO (II)

Se realiza una pequeña modificación en el montaje de la Figura II-8, introduciendo un sistema óptico telescópico, el cual permitirá, por un lado magnificar y colimar el haz; y por otro, preparar el montaje para su filtrado espacial mediante la inclusión en el sistema de un plano de Fourier.

De esta forma, se estudiará de forma cualitativa la influencia que tienen un sistema telescópico (lentes) y un filtro espacial sobre la conformación de la iluminación del haz láser de HeNe, con el objetivo de tener una referencia para su inclusión en experimentos posteriores más complejos.

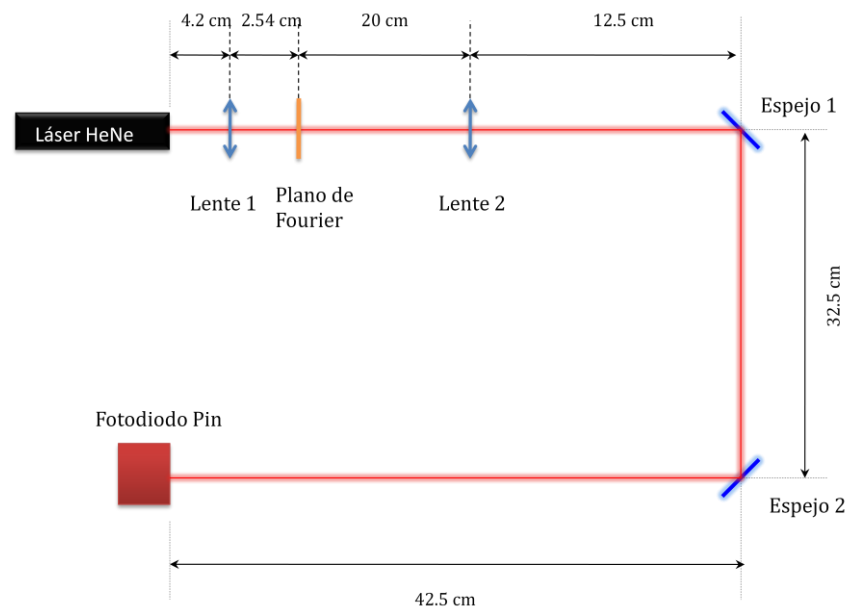


FIGURA II-10. ESQUEMA DEL MONTAJE PARA LA MEDIDA DEL PERFIL ESPACIAL DEL HAZ LÁSER HeNe (II)

Tanto el láser como el sistema detector es el mismo que el utilizado en el caso anterior.

El sistema telescópico está formado por dos lentes biconvexas, una de focal corta (25.4 mm), y otra de focal larga (200 mm), montadas en una configuración de telescopio inverso Kepleriano, para magnificar y colimar el haz láser (Figura II-11).

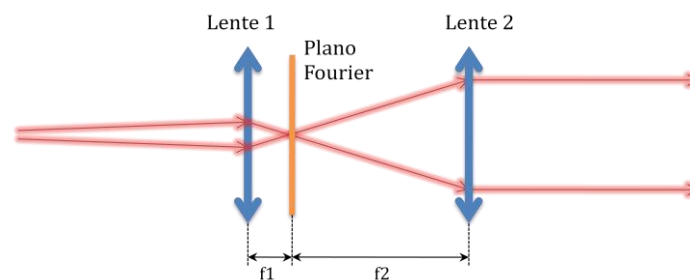


FIGURA II-11. SISTEMA TELESCÓPICO KEPLERIANO INVERSO

El filtrado espacial situado en el plano de Fourier (ver Figura II-11) se realiza con un *pinhole* (filtro circular) de $250 \mu\text{m}$, con el objetivo de eliminar el *halo* de luz de los bordes, lo que equivale a un filtrado paso-bajo espacial.

1.6.3.4 RESULTADOS Y CONCLUSIONES (II)

De forma análoga a las medidas anteriores, se representarán las muestras tomadas junto con la curva Gaussiana que las aproxima utilizando el sistema telescópico con y sin filtrado espacial.

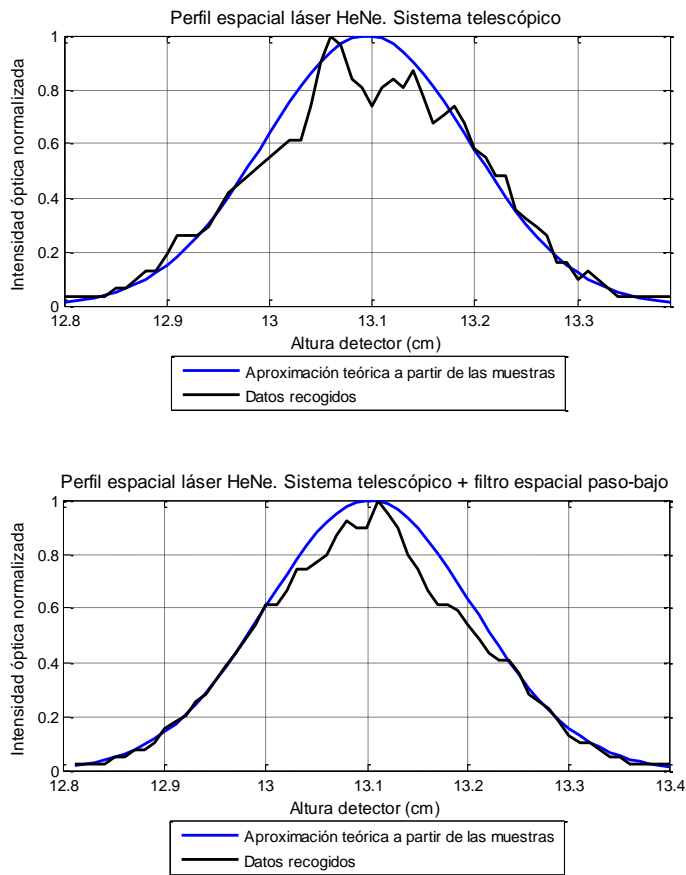


FIGURA II-12. PERFIL ESPACIAL DEL HAZ LÁSER HeNe CON SISTEMA TELESCÓPICO Y CON SISTEMA TELESCÓPICO + FILTRADO ESPACIAL PASO BAJO

A partir de estos resultados, se obtiene que los coeficientes de determinación son $R^2 = 0.7930$ al usar el sistema telescópico y $R^2 = 0.8579$ al incluir además el filtrado paso bajo espacial.

La varianza ha aumentado con respecto al caso anterior ($\sigma = 0.67 \text{ mm}$), es decir, como era de esperar, la inclusión del sistema telescópico ha aumentado la varianza de la curva.

Los resultados sirven para demostrar que la inclusión de lentes en el esquema introduce una cierta distorsión en la intensidad del frente espacial del láser, si bien ésta puede ser reducida utilizando un filtrado espacial paso bajo en el plano de Fourier del sistema telescópico.

1.6.3.5 CONCLUSIONES

Ambos experimentos han mostrado que el Gaussiano es un buen modelo para definir el perfil espacial de un haz láser. Por ello, las ecuaciones que describen el haz Gaussiano serán utilizadas como base para el estudio espacial interferométrico que se desarrollará en la siguiente sección del capítulo.

2

INTERFERENCIA DE HACES LÁSER

La interferencia de dos o más señales electromagnéticas de idéntica longitud de onda (en la práctica procedentes de la misma fuente) es la base de funcionamiento de los interferómetros. Estos sistemas permiten medir diferencias de fase entre las señales que interfieren, lo que en la práctica se traduce como detección ultraprecisa de la diferencia de camino óptico entre los haces.

En este apartado, se pretende realizar una introducción a los sistemas interferométricos, que serán la base de trabajo a partir de este punto.

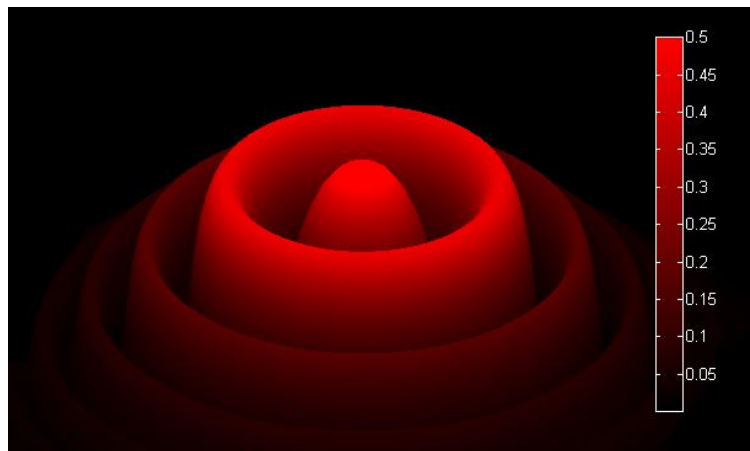


FIGURA II-13. PERFIL ESPACIAL INTERFERENCIAL PARA DISTANCIAS RECORRIDAS $z_1=z_0$ Y $z_2=5z_0$

El campo de aplicación del interferómetro es muy amplio, y entre sus usos más comunes podemos destacar la medida de distancias, desplazamientos y vibraciones de órdenes de incluso nanómetros; estudios de gases y plasmas; microscopía; medidas de temperatura, presión y campos eléctricos y magnéticos; sensado de rotación y espectroscopía de alta resolución (Hariharan, Chapter 1. Introduction, 1992).



2.1 INTRODUCCIÓN

En la actualidad, las fuentes empleadas para interferometría son en su mayor parte fuentes ópticas monocromáticas, es decir, láseres, ya que debido a sus características amplían en gran medida el potencial de aplicación de estos sistemas.

Existen gran cantidad de configuraciones interferométricas. En una primera clasificación puede establecerse la distinción entre interferómetros de varios haces (Fabry-Perot) y de dos haces (Rayleigh, Michelson, Mach-Zender,...).

Dentro de los interferómetros de dos haces, se distingue entre los de división de frente de onda (Rayleigh); y los de división de amplitud, que constituyen el tipo de interferómetro más empleado. Los interferómetros estudiados en el presente proyecto pertenecen a este último tipo: se trata de los interferómetros Michelson y Mach-Zender.

A su vez, existen en interferometría dos técnicas de modulación: la homodina, donde los haces no están modulados; y la heterodina, en la que se introduce una pequeña desviación en frecuencia en uno de los haces de manera que la señal de salida está modulada en fase a una cierta frecuencia portadora.

2.2 INTERFERENCIA DE DOS HACES

Se partirá del caso más común en los sistemas interferométricos, donde se utiliza como fuente un láser (fuente óptica monocromática) y se realiza una división de amplitud en dos haces para hacerlos interferir.

La luz monocromática puede ser expresada a partir de la expresión general de una onda electromagnética propagándose por el espacio:

$$E(x, y, z, t) = \text{Re}\{U \exp[i(j\omega t)]\}$$

ECUACIÓN II-15

Donde w es la frecuencia angular y U es la amplitud compleja de la onda.

Introduciendo la ecuación de la envolvente compleja del haz Gaussiano (Ecuación II-8) en la Ecuación II-15, se obtiene la particularización de la expresión de onda electromagnética para el caso de haz Gaussiano:

$$E(x, y, z, t) = \text{Re}\left\{A_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp\left[-\frac{\rho^2}{W^2(z)}\right] \exp\left[-jkz - jk \frac{\rho^2}{2R(z)} + j\zeta(z)\right] \exp[i(j\omega t)]\right\}$$

ECUACIÓN II-16

Cuando dos de estas ondas son superpuestas, la intensidad resultante en un punto del espacio depende de la fase de ambas, sumándose en unos casos o anulándose en otros. La amplitud compleja de la onda total será:

$$U = U_1 + U_2$$

Donde U_1 y U_2 son amplitudes complejas de un haz Gaussiano que responden a la Ecuación II-8.

La intensidad óptica de esta onda producto de la interferencia de ambas es (Hariharan, Chapter 2. Interference: A primer, 1992):

$$\begin{aligned} I &= |U|^2 = (U_1 + U_2)(U_1^* + U_2^*) = |U_1|^2 + |U_2|^2 + U_1 U_2^* + U_1^* U_2 \\ &= I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2} \cos \Delta \varphi \end{aligned}$$

ECUACIÓN II-17

Donde I_1 e I_2 vienen dadas por la Ecuación II-12 de intensidad óptica de un haz Gaussiano y son invariantes a cambios de fase.

Para el caso de una onda paraxial (caso general), la diferencia de fase es la siguiente:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_1z_1 - n_2z_2)$$

ECUACIÓN II-18

Por lo que se llega a la conclusión de que la intensidad óptica de la interferencia variará en función de la diferencia de fase de ambos haces, que a su vez depende de la **diferencia de distancia z recorrida** y de la **diferencia de índice de refracción**.

Para el caso considerado de ondas Gaussianas, la expresión se convierte en (véase Ecuación II-13):

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = k_1z_1 - k_2z_2 + \left(-\zeta_1(z_1) + \zeta_2(z_2) + \frac{k_1\rho_1^2}{2R_1(z_1)} - \frac{k_2\rho_2^2}{2R_2(z_2)}\right)$$

ECUACIÓN II-19

2.2.1 INTERFERÓMETRO MICHELSON

Se trata de una de las configuraciones más sencillas, donde la luz es dividida en amplitud en dos haces mediante un beam-splitter, y éstos son reflejados y recombinados de nuevo en el beam-splitter para producir su interferencia.

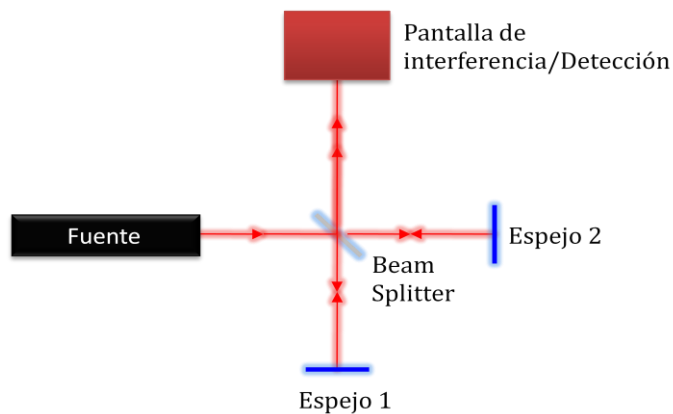


FIGURA II-14. INTERFERÓMETRO MICHELSON

La expresión de la intensidad óptica de la salida del interferómetro se obtiene a partir de la Ecuación II-17, considerando que la intensidad de cada brazo es idéntica (e invariante) y los frentes de onda son planos (Hariharan, Chapter 3. Two beams interferometers, 1992):

$$I = 2I_1(1 + \cos\Delta\varphi) = 2I_1 \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(n_1z_1 - n_2z_2)\right) \right]$$

ECUACIÓN II-20

Sin embargo, si en lugar de asumir frentes de onda paraxiales sin más, particularizamos la expresión de diferencia de fase $\Delta\varphi$ para dos frentes de onda Gaussianos (Ecuación II-19), y además utilizamos las expresiones de intensidad óptica de un frente de onda Gaussiano (Ecuación II-12), aparece una expresión más precisa para describir el frente de onda que se pretende estudiar en este experimento:

$$I = I_1 + I_2 + 2(I_1I_2)^{1/2} \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda}(n_1z_1 - n_2z_2) + \left(-\zeta(z_1) + \zeta(z_2) + \frac{k_1\rho^2}{2R(z_1)} - \frac{k_2\rho^2}{2R(z_2)} \right) \right]$$

$$I = I_1 + I_2 + 2(I_1I_2)^{1/2} \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda}(n_1z_1 - n_2z_2) + \left(-\zeta(z_1) + \zeta(z_2) + \rho^2 \left(\frac{k_1}{2R(z_1)} - \frac{k_2}{2R(z_2)} \right) \right) \right]$$

$$I = I_1 + I_2 + 2(I_1I_2)^{1/2} \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} \left(n_1 \left(z_1 + \frac{\rho^2}{2R(z_1)} \right) - n_2 \left(z_2 + \frac{\rho^2}{2R(z_2)} \right) \right) + \left(-\zeta(z_1) + \zeta(z_2) \right) \right]$$

ECUACIÓN II-21

Recordando que:

$$W(z) = \rho = W_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}; R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 \right]; \zeta(z) = \tan^{-1} \frac{z}{z_0}$$

ECUACIÓN II-22

Y que la intensidad óptica de un haz Gaussiano (Ecuación II-12) es:

$$I_i(\rho, z) = I_0 \left[\frac{W_0}{W(z)} \right]^2 \exp \left[-\frac{2\rho^2}{W^2(z)} \right]$$

ECUACIÓN II-12

A simple vista, en el caso de asumir frentes de onda Gaussianos, el patrón de interferencia I depende, además de la diferencia de distancia recorrida y de índice de refracción, de otros parámetros como la intensidad del haz I_i , el radio del haz ρ , el radio de curvatura del frente de onda $R(z)$ y el retardo de fase $\zeta(z)$.

No obstante, estos parámetros asociados al frente de onda Gaussiano, son función de la distancia recorrida z (Ecuación II-22 y Ecuación II-12), por lo que en realidad, el patrón de interferencia sigue dependiendo exclusivamente de la diferencia de camino óptico (diferencia de distancia z recorrida y de índice

de refracción). Algo esperado, ya que la onda Gaussiana no es más que una solución particular de la Ecuación Paraxial de Helmholtz (Ecuación II-3).

2.2.2 INTERFERÓMETRO MACH-ZENDER

El interferómetro Mach-Zender es un interferómetro de dos haces por separación en amplitud (como el Michelson) que basa su funcionamiento en la separación y posterior recombinación de los dos haces.

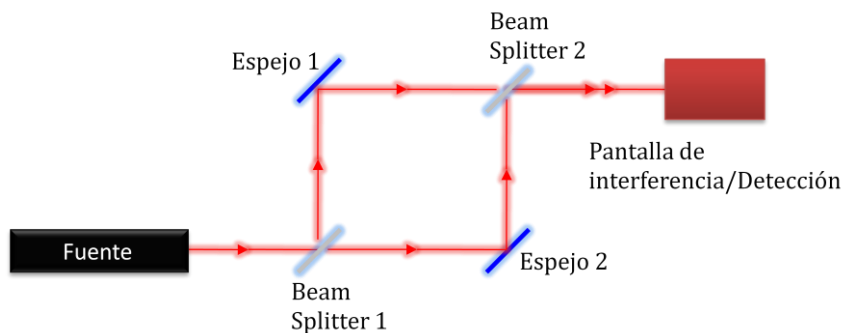


FIGURA II-15. INTERFERÓMETRO MACH-ZENDER

La expresión de la intensidad óptica a la salida es la misma que la obtenida en el caso del interferómetro Michelson, particularizando z_1 y z_2 a los valores adecuados de longitud recorrida por cada brazo. Que para el caso de frentes de onda Gaussianos, se recuerda, es:

$$I = I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2} \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} \left(n_1 \left(z_1 + \frac{\rho^2}{2R(z_1)} \right) - n_2 \left(z_2 + \frac{\rho^2}{2R(z_2)} \right) \right) + (-\zeta(z_1) + \zeta(z_2)) \right]$$

ECUACIÓN II-23

O en su versión simplificada a frentes de onda planos:

$$I = 2I_1(1 + \cos\Delta\varphi) = 2I_1 \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} (n_1 z_1 - n_2 z_2) \right) \right]$$

ECUACIÓN II-24

Su principal característica es la separación de ambos caminos ópticos, que permite emplear configuraciones con un gran aislamiento entre el brazo de medida y el de referencia.

Precisamente por esta característica, este tipo de interferómetro es ampliamente utilizado en estudios de fluidos, transferencia de calor, y distribución de temperatura en plasmas (Hariharan, Chapter 3. Two beams interferometers, 1992).



Aunque puede utilizarse como sistema homodino, la separación de caminos ópticos del interferómetro Mach-Zender, permite utilizar fácilmente una configuración heterodina, donde uno de los brazos será modulado a una cierta frecuencia portadora.

2.3 INTERFEROMETRÍA HOMODINA Y HETERODINA

2.3.1 INTERFEROMETRÍA HOMODINA

La técnica clásica u homodina responde a las expresiones presentadas hasta el momento, en las que los haces láser se transmiten con una misma frecuencia (la frecuencia de oscilación propia del láser empleado). La expresión de la intensidad óptica de la señal de salida, se recuerda, es:

$$I = 2I_1(1 + \cos\Delta\varphi)$$

ECUACIÓN II-25

Donde la diferencia de fase $\Delta\varphi$ para el caso de haces Gaussianos es:

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = k_1z_1 - k_2z_2 + \left(-\zeta_1(z_1) + \zeta_2(z_2) + \frac{k_1\rho_1^2}{2R_1(z_1)} - \frac{k_2\rho_2^2}{2R_2(z_2)} \right)$$

ECUACIÓN II-26

En este caso, la fase se puede detectar con dispositivos de poco ancho de banda (detección en DC), puesto que el ancho de banda de la señal sólo depende del ancho de banda de la variación de la diferencia de fase.

Se trata de la técnica más sencilla, y puede ser utilizada en cualquier tipo de interferómetro.

2.3.2 INTERFEROMETRÍA HETERODINA

La técnica heterodina consiste en introducir una diferencia de frecuencia entre los dos haces de un interferómetro con la finalidad de obtener a la salida la diferencia de fase entre caminos ópticos modulada en fase a una cierta frecuencia portadora. Para ello, uno de los brazos del interferómetro debe ser separado en frecuencia mediante un modulador acustoóptico (AOM).

La obtención de la expresión de la intensidad de la señal interferencial en un interferómetro heterodino parte de las ecuaciones del campo eléctrico de los haces:

$$E_1(t) = a_1 \cos(2\pi\nu_1 t + \varphi_1)$$

$$E_2(t) = a_2 \cos(2\pi\nu_2 t + \varphi_2)$$

ECUACIÓN II-27

Que si se hacen interferir (Hariharan, Appendix 1. Heterodyne Interferometry, 1992):

$$\begin{aligned} I(t) &= [E_1 + E_2]^2 \\ &= \left(\frac{a_1^2}{2}\right) + \left(\frac{a_2^2}{2}\right) \\ &\quad + \frac{1}{2}[a_1^2 \cos(4\pi\nu_1 t + \varphi_1) + a_2^2 \cos(4\pi\nu_2 t + \varphi_2)] \\ &\quad + a_1 a_2 \cos[2\pi(\nu_1 + \nu_2)t + (\varphi_1 + \varphi_2)] \\ &\quad + a_1 a_2 \cos[2\pi(\nu_1 - \nu_2)t + (\varphi_1 - \varphi_2)] \end{aligned}$$

ECUACIÓN II-28

Además, si obviamos las componentes de más alta frecuencia, que normalmente no serán tenidas en cuenta, y asumimos una misma amplitud para los haces, se obtiene la expresión final de la intensidad de una onda interferencial en un interferómetro heterodino de dos haces por separación en amplitud, donde se puede apreciar que el desplazamiento en frecuencia realizado entre los dos haces es precisamente la frecuencia portadora:

$$I(t) = 2I_1 [1 + \cos(2\pi(\nu_1 - \nu_2)t + \Delta\varphi)]$$

ECUACIÓN II-29

Recordando que la diferencia de fase viene dada por:

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = k_1 z_1 - k_2 z_2 + \left(-\zeta_1(z_1) + \zeta_2(z_2) + \frac{k_1 \rho_1^2}{2R_1(z_1)} - \frac{k_2 \rho_2^2}{2R_2(z_2)} \right)$$

ECUACIÓN II-30

La técnica heterodina no puede ser aplicada a cualquier configuración interferométrica, puesto que los haces han de propagarse de forma separada. Por ello, el montaje Mach-Zender es el más empleado en interferometría heterodina.

Aunque la técnica heterodina es mucho más compleja que la homodina, aporta una serie de ventajas muy valiosas en el diagnóstico interferométrico, solucionando los principales problemas de los sistemas homodinos, como se verá posteriormente.

2.4 APROXIMACIÓN PRÁCTICA DE LA EXPRESIÓN DE DIFERENCIA DE FASE INTERFERENCIAL

La diferencia de fase derivada de la interferencia de dos haces Gaussianos, como se estudió previamente, se expresa como:

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = k_1 z_1 - k_2 z_2 + \left(-\zeta_1(z_1) + \zeta_2(z_2) + \frac{k_1 \rho_1^2}{2R_1(z_1)} - \frac{k_2 \rho_2^2}{2R_2(z_2)} \right)$$

ECUACIÓN II-31

Bajo la condición de estudio del haz interferencial en el punto fijo del espacio $x = 0, y = 0$, tenemos $\rho = 0$, por lo que la diferencia de fase $\Delta\varphi$ pasa a ser:

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = k_1 z_1 - k_2 z_2 + (-\zeta_1(z_1) + \zeta_2(z_2))$$

ECUACIÓN II-32

Y si además, se tiene en cuenta la definición de k , la Ecuación II-32 se puede reescribir como:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_1 z_1 - n_2 z_2) + (-\zeta_1(z_1) + \zeta_2(z_2))$$

ECUACIÓN II-33

Se recuerda, (apartado 1.5), que las componentes $\zeta(z)$ se asocian a un retardo de fase correspondiente a un exceso de retardo temporal del frente de onda en comparación con una onda plana o esférica, que acumula un retardo de fase π para el recorrido desde $z = -\infty$ hasta $z = \infty$ (efecto Guoy).

$$\zeta(z) = \tan^{-1} \frac{z}{z_0}$$

ECUACIÓN II-34

En lo concerniente a la influencia de este término $\Delta\zeta(z) = \zeta_2(z_2) - \zeta_1(z_1)$ para modulaciones del camino óptico, se puede apreciar a partir del apartado 1.3 y la Figura II-5. Retardo de fase del haz Gaussiano con respecto a una onda plana frente a la distancia de propagación Figura II-5, que la fase acumulada dependerá de la distancia recorrida, pero que para encontrarse ante un factor $\Delta\zeta(z)$ significativo, la variación temporal de la diferencia de camino óptico entre ambos haces tiene que ser muy grande. Además, debe tenerse en

cuenta que las configuraciones interferométricas a emplear tendrán una diferencia de camino nula entre los brazos, o al menos ese sería el caso ideal.

Por ejemplo, si uno de los haces recorre $z = 0$ y el otro $z \rightarrow \infty$, el término será $\Delta\zeta(z) = \pi/2$, y cuando uno de los haces recorre $z = 0$ y el otro $z = z_0$, se tendrá $\Delta\zeta(z) = \pi/4$.

Sin embargo, para que este término varíe en función del tiempo y produzca variaciones en la diferencia de fase $\Delta\varphi$ de estas magnitudes, suponiendo variación del camino óptico solo por la diferencia de longitud recorrida, los desplazamientos longitudinales que deberían darse deberían de ser muy grandes (para el láser HeNe utilizado $z_0 = 1.7282 \text{ m}$), y en ningún caso se pretenden medir desplazamientos de órdenes de metros con este sistema interferométrico.

Por otro lado, se puede observar que el término principal de la Ecuación II-33, $\frac{2\pi}{\lambda}(n_1z_1 - n_2z_2)$, puede producir variaciones de fase de una franja (2π radianes) ante desplazamientos de longitud $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ (suponiendo de nuevo que el camino óptico solo cambia por variaciones en las distancias recorridas, y por tanto los índices de refracción son constantes e iguales, y particularizando para un láser de HeNe de $\lambda = 632.8 \text{ nm}$).

Por lo tanto, por un lado, el término $\Delta\zeta(z)$ será prácticamente constante ante desplazamientos medibles con el interferómetro (del orden de la longitud de onda del láser utilizado), por lo que puede considerarse como una fase inicial constante; y por otro, la variación del término $\frac{2\pi}{\lambda}(n_1z_1 - n_2z_2)$ es mucho mayor, y dominará la variación de la diferencia de fase.

De esta forma, para $x = 0, y = 0$, la Ecuación II-33 puede aproximarse de forma fidedigna y con un error extremadamente bajo por la Ecuación II-35, que será la que se empleará habitualmente en el estudio y análisis interferométrico:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_1z_1 - n_2z_2) + \zeta_0; \quad \zeta_0 = \zeta_2(z_{02}) - \zeta_1(z_{01}) \sim cte$$

ECUACIÓN II-35



3

ESTUDIO ESTÁTICO DEL FRENTE DE ONDA INTERFERENCIAL

Tras presentar los conceptos teóricos básicos sobre la interferencia de haces láser, se propone una serie de estudios experimentales centrándose en los dos aspectos que supondrán los pilares de trabajo durante el proyecto: resolución espacial y temporal.

A pesar de que el aporte fundamental del proyecto es la mejora y optimización de la resolución espacial y temporal en interferometría heterodina, se hace necesaria una serie de estudios preliminares basados en interferometría homodina, ya que los sistemas homodinos constituyen un paso obligatorio para la comprensión de los interferómetros heterodinos.



FIGURA II-16. MONTAJES INTERFEROMÉTRICOS EMPLEADOS EN EL PROYECTO.
INTERFEROMETRÍA HOMODINA



Las ecuaciones descritas para el haz Gaussiano y la interferencia de haces Gaussianos, como se vio anteriormente (Ecuación II-16), dependen de las tres variables espaciales x, y, z y la variable temporal t . El análisis estático que se realiza en esta sección se traduce en el empleo de estas ecuaciones fijando el tiempo como parámetro constante, y haciendo que dependan exclusivamente de las tres variables espaciales x, y, z .

En esta sección, el análisis se centrará en el **estudio espacial estático homodino**, con la pretensión de asentar unos conocimientos experimentales suficientes como para embarcarse en la optimización de la resolución espacial en sistemas interferométricos más complejos.

Para ello, se pondrá en relación el análisis teórico de la interferencia entre haces con medidas reales del perfil espacial interferencial en un interferómetro homodino Michelson, así como con simulaciones computacionales básicamente encaminadas a la comprensión del comportamiento del frente de onda interferencial.

Finalmente, se analiza en profundidad el efecto sobre el perfil espacial interferencial de desplazamientos laterales de los haces, provocados, entre otras cosas, por óptica defectuosa o desalineamientos de los haces.

3.1 FRENTE DE ONDA ESPACIAL INTERFERENCIAL

3.1.1 INTRODUCCIÓN

La evolución del análisis de la sección 1.6 consiste en el estudio del perfil espacial de la interferencia de dos haces Gaussianos, ya que como quedó patente a través de resultados experimentales, el Gaussiano es un modelo válido para la descripción del perfil espacial de un haz láser.

De nuevo, se procederá a realizar una simulación computacional para ilustrar la forma en que frentes de onda de distintas características producen el patrón espacial de interferencia. Además, se empleará un interferómetro homodino Michelson para el estudio experimental del frente de onda interferencial láser.

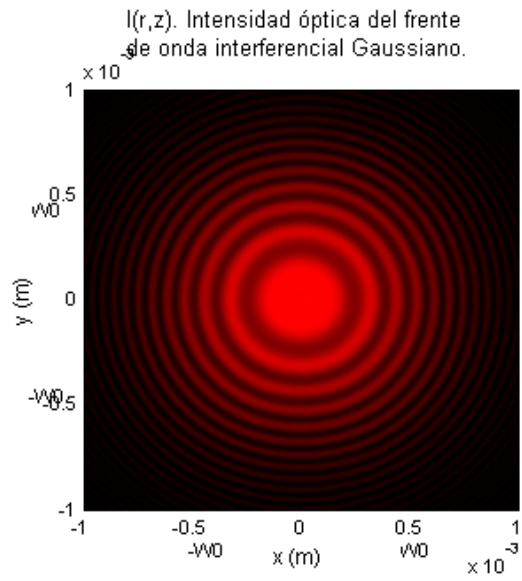
3.1.2 SIMULACIÓN DE PERFILES ESPACIALES INTERFERENCIALES GAUSSIANOS

A continuación, se representará el patrón de interferencia para dos frentes de ondas Gaussianos. Se variará la diferencia de caminos ópticos (pero manteniéndolo invariante en el tiempo por tratarse de un estudio estático), manteniendo ambos índices de refracción iguales. Al variar la distancia recorrida, varía el radio de curvatura y ancho de la intensidad óptica de cada haz, dando lugar a distintas formas de interferencia (franja) dependiendo de la distancia recorrida por cada uno. En particular, para estas simulaciones se utilizará la longitud de onda correspondiente a un láser de HeNe ($\lambda = 632.8 \text{ nm}$).

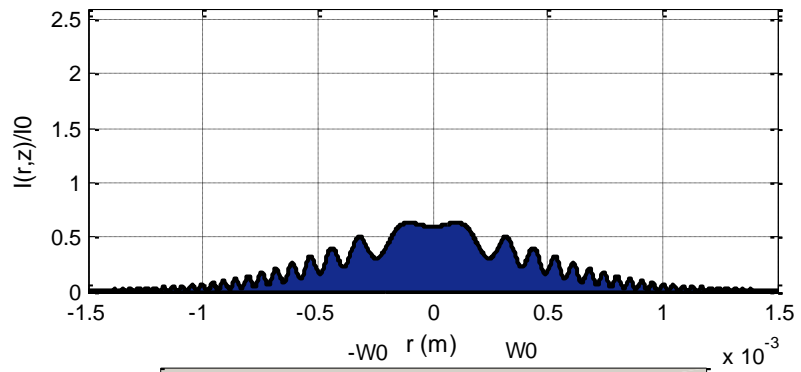
La distancia escogida para el primer haz es z_0 (rango de Rayleigh) en todos los casos, por tratarse de una distancia característica, que como se puede ver en la Figura II-4, corresponde a la longitud z propagada donde el haz Gaussiano tiene un menor radio de curvatura del haz. Para el segundo haz, se escogen distancias en función del rango de Rayleigh: $0.1z_0$, $0.5z_0$, z_0 , $2z_0$ y $10z_0$.



Esta simulación presenta la interferencia desde el punto de vista homodino, es decir sin modulación de haces, puesto que de otro modo no sería posible su correcta visualización, donde la fase asociada estaría modulada a alta frecuencia (técnica heterodina).



$I(r,z)$. Intensidad óptica del frente de onda interferencial Gaussiano.



Láser HeNe 1mW. $W_0 = 0.59$ mm, $z_0 = 1.7282$ m
 $z_1 = z_0$; $z_2 = 10z_0$. $n_1 = 1$; $n_2 = 1$.

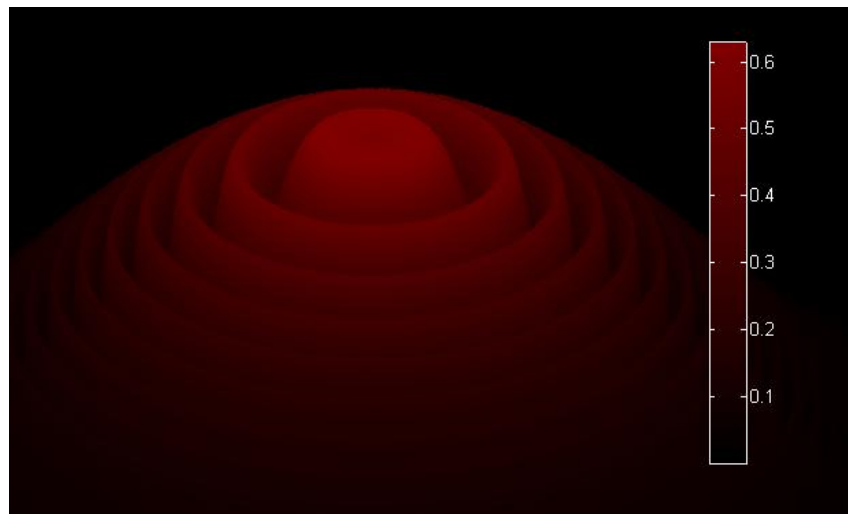


FIGURA II-17. INTENSIDAD ÓPTICA DEL FRENTE DE ONDA INTERFERENCIAL PARA DISTANCIAS RECORRIDAS POR LOS HACES $z_1=z_0$ Y $z_2=10z_0$.

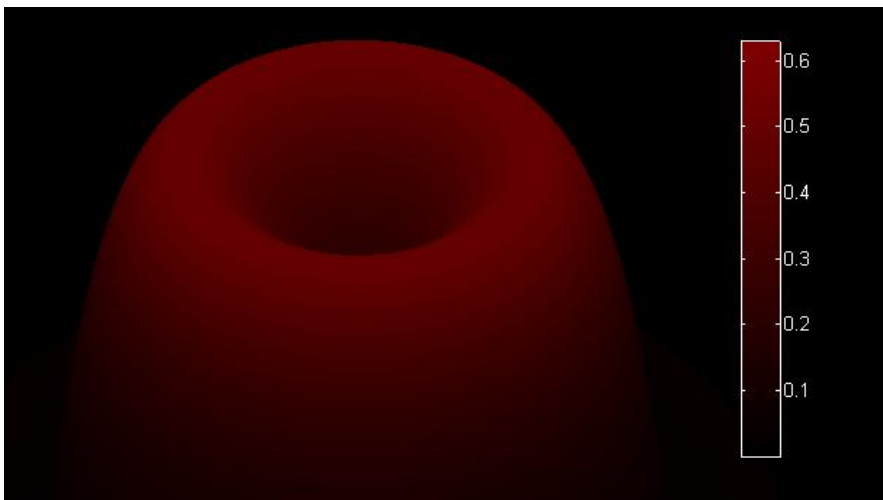
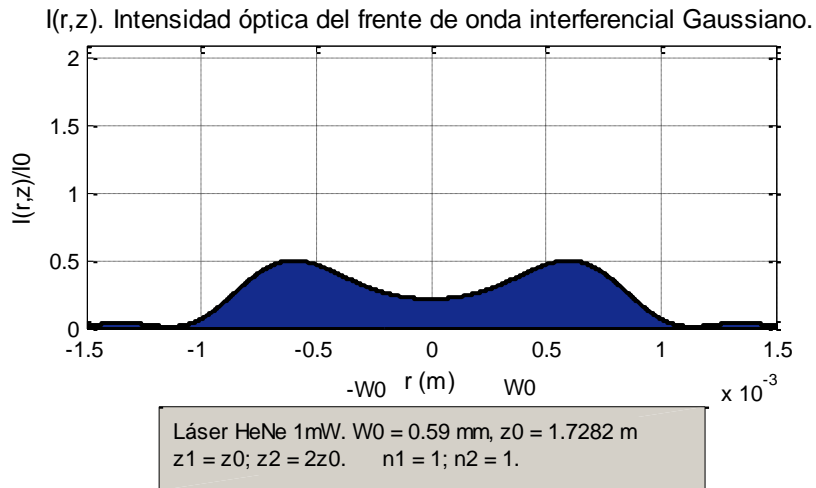
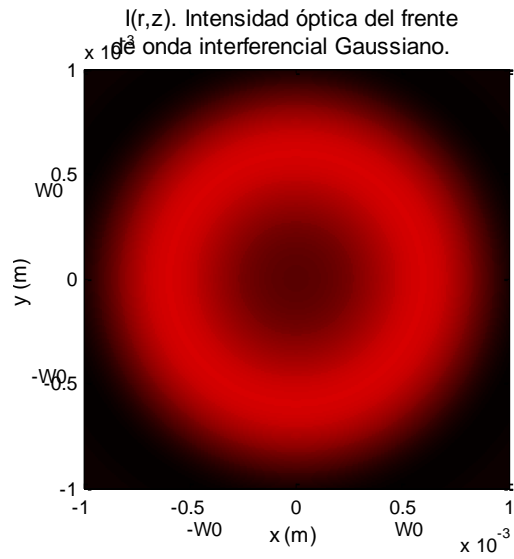


FIGURA II-18. INTENSIDAD ÓPTICA DEL FRENT DE ONDA INTERFERENCIAL PARA DISTANCIAS RECORRIDAS POR LOS HACES $z_1=z_0$ Y $z_2=2z_0$.

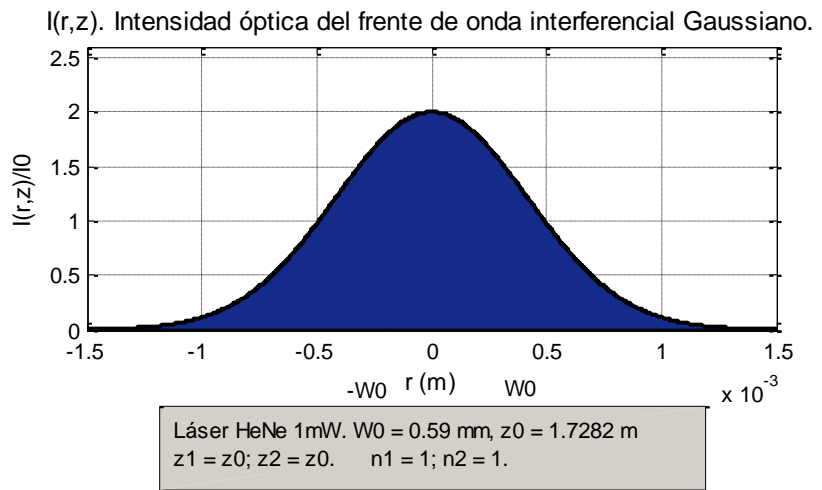
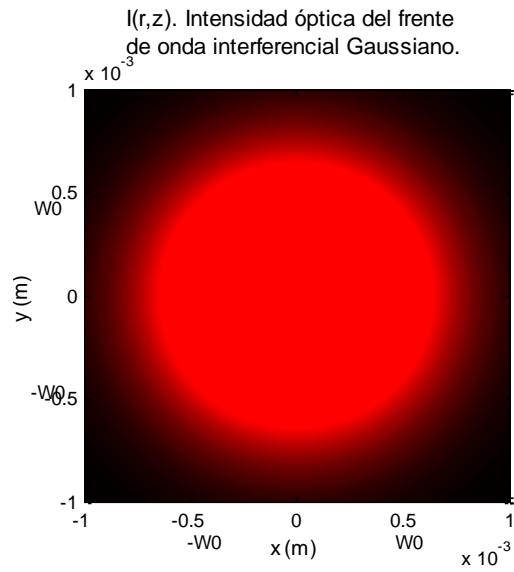


FIGURA II-19. INTENSIDAD ÓPTICA DEL FRENT DE ONDA INTERFERENCIAL PARA DISTANCIAS RECORRIDAS POR LOS HACES $z_1=z_0$ Y $z_2=z_0$.

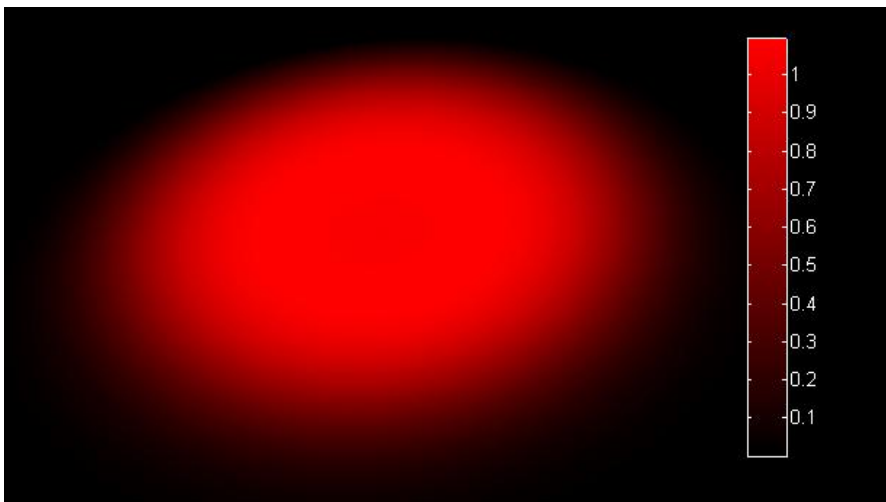
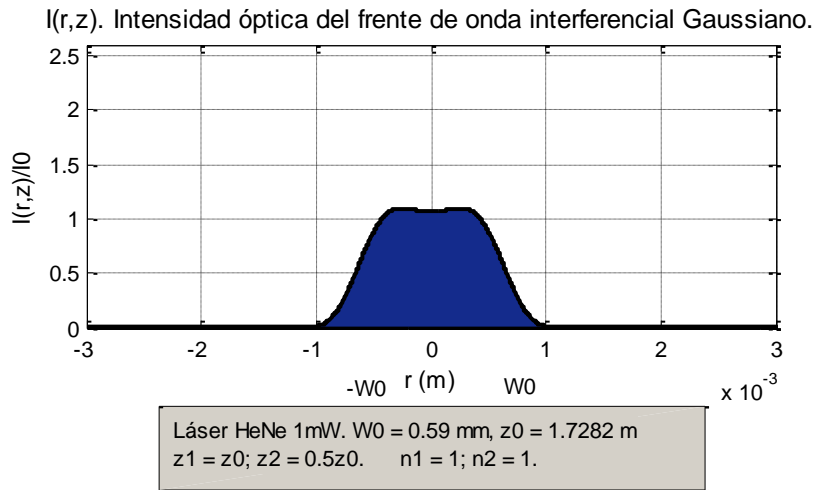
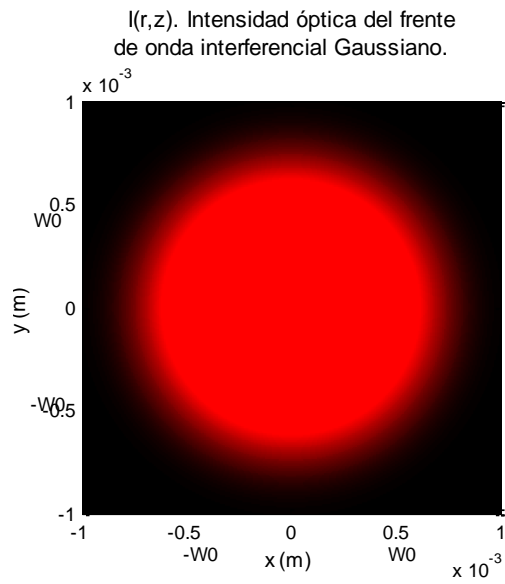


FIGURA II-20. INTENSIDAD ÓPTICA DEL FRENTE DE ONDA INTERFERENCIAL PARA DISTANCIAS RECORRIDAS POR LOS HACES $z1=z0$ Y $z2=0.5z0$.

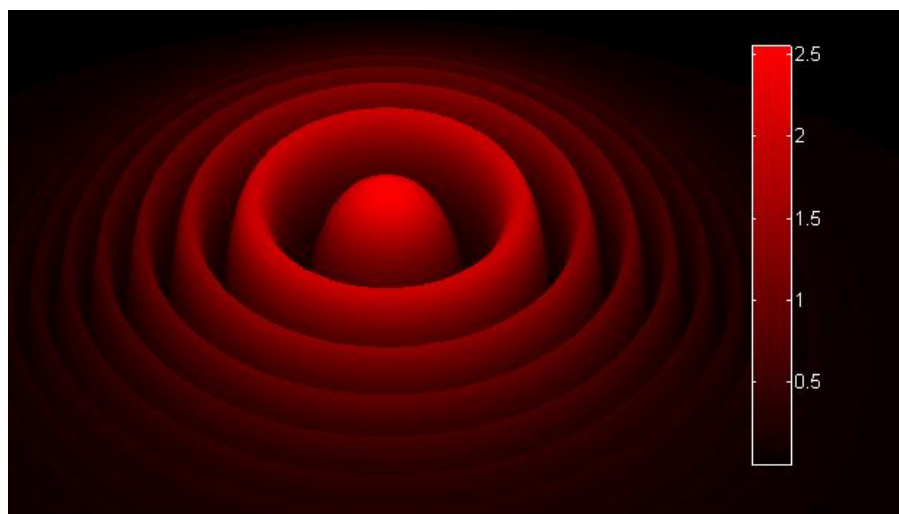
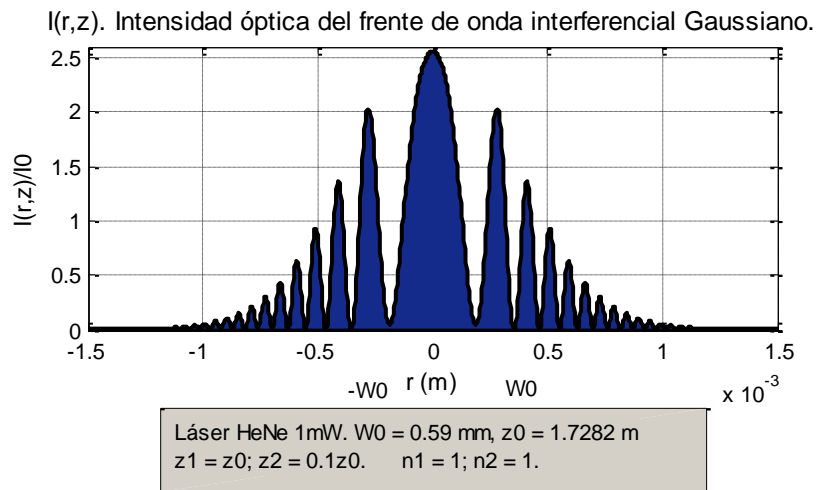
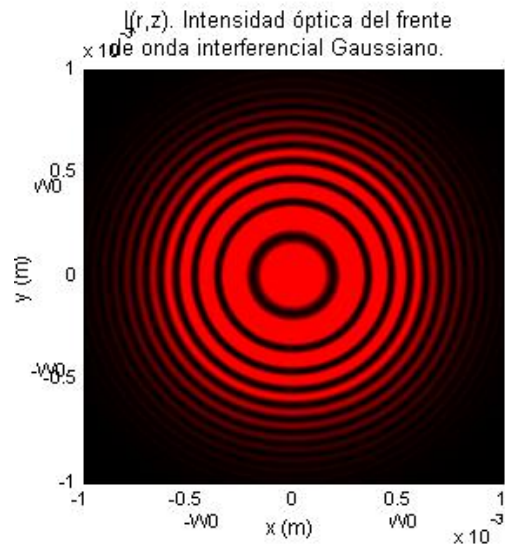


FIGURA II-21. INTENSIDAD ÓPTICA DEL FRETE DE ONDA INTERFERENCIAL PARA DISTANCIAS RECORRIDAS POR LOS HACES $z_1=z_0$ Y $z_2=0.1z_0$.



Nota: en las representaciones 3D se ha empleado escala logarítmica en el eje z (intensidad óptica), con el fin de obtener una perspectiva próxima a la percibida en la realidad.

Recordando la teoría referente al modelo de haz Gaussiano del apartado 1.3 y a partir de la Figura II-4, se puede observar el radio de curvatura respecto a la distancia z recorrida. Para $z = z_0$, el radio de curvatura es mínimo, por lo que el frente de onda será próximo a uno esférico. Para valores cercanos a $z = 0$ y valores $z \gg z_0$, el radio es muy grande, por lo que se comportará como una onda plana.

La interferencia de los frentes de onda con caracteres más o menos planos o esféricos, será la razón por la cual los perfiles espaciales interferenciales muestren distintas disposiciones de los interferogramas.

En las simulaciones anteriores se ha pretendido ilustrar este hecho, a través de la interferencia de frentes de onda Gaussianos cuando su comportamiento es cercano a una onda esférica y plana para distintos valores de diferencia de distancia z recorrida, con el fin de aportar una ayuda gráfica a la comprensión de las expresiones teóricas asociadas a la interferencia de haces Gaussianos.

Se observa que cuanto mayor sea la diferencia de radio de curvatura de los haces, mayor será la presencia de franjas completas (una franja es igual a un desfase de 2π radianes), así como el contraste de éstas en el interferograma espacial. Esto queda claramente ilustrado con la Figura II-17 y en especial en la Figura II-21, en la que la diferencia de radio de curvatura es la mayor de todos los casos presentados (véase Figura II-4).

Se observa para el resto de figuras que según disminuye la diferencia de radio de curvatura entre los haces interferentes, disminuye tanto la cantidad de franjas (el desfase) como su contraste, hasta llegar al punto donde la diferencia es cero, y por tanto el desfase no es suficiente como para producir franjas completas en el interferograma espacial (Figura II-19). Este hecho será contrastado experimentalmente en el siguiente apartado.

Cabe decir que las simulaciones anteriores se han realizado asumiendo una fase inicial igual a cero, y es por esa razón por la que el máximo siempre aparece en $x = y = 0$. El efecto de introducir un desfase inicial simplemente supondría un desplazamiento de los máximos y mínimos del interferograma.

3.1.3 RESULTADOS EXPERIMENTALES

3.1.3.1 DESCRIPCIÓN DEL EXPERIMENTO

El método de medida se mantiene, por lo que también se mantiene la resolución de 0.1 mm y el carácter unidimensional en el eje y de los resultados.

Se introduce por primera vez en el estudio llevado a cabo en este proyecto un sistema interferométrico, en concreto un interferómetro Michelson. En esta configuración uno de los espejos va unido a un cristal piezoeléctrico (PZT) que permitirá en posteriores experimentos la simulación de una diferencia de caminos ópticos variable mediante la excitación del mismo.

En configuraciones futuras se utilizará un sistema telescópico para magnificar y colimar el haz láser antes de la entrada al interferómetro, por lo que se decide introducir ya aquí el sistema telescópico analizado en el apartado 1.6.3.3. Además, dados los resultados a los que se llegó en este apartado, también se empleará un filtro paso bajo espacial en el plano de Fourier para obtener un perfil espacial menos distorsionado.

El haz sale del láser de HeNe ($\lambda = 632.8 \text{ nm}$), pasando inmediatamente después por el sistema telescópico en el que se realiza la colimación y magnificación del haz, y su filtrado espacial. Después, este haz ya filtrado, magnificado y colimado (haz expandido), se propaga hasta un beam-splitter donde es separado en amplitud en dos haces. Uno de ellos se reflejará en un espejo que representará el brazo de referencia, mientras que el otro pasará al brazo de medida, simulado con un espejo unido a un PZT, que será el dispositivo que permita recrear diferencias de camino óptico. Ambos haces serán reflejados y volverán al beam-splitter de donde salieron, donde se producirá la interferencia de haces. Este punto es crítico debido a la precisión con la que debe ser realizada la interferencia de los haces. Tras interferir, la onda interferencial se propagará hasta el detector para su estudio.

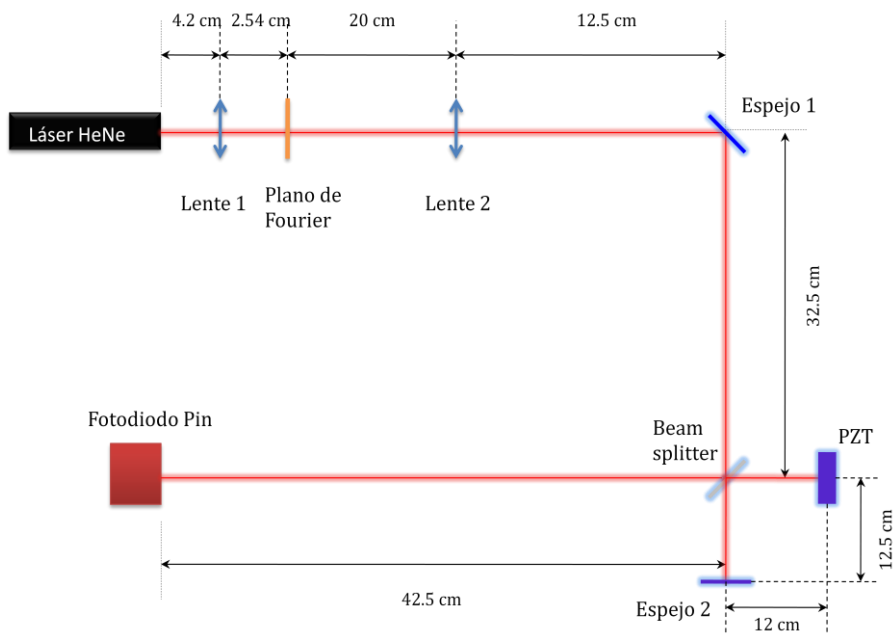


FIGURA II-22. ESQUEMA INTERFERÓMETRO MICHELSON

El láser y el detector empleados son los mismos que en el apartado 1.6.3.

3.1.3.2 RESULTADOS Y CONCLUSIONES

Como se analizó en la simulación computacional (3.1.2, Figura II-19) para diferencias de distancias recorridas pequeñas (como es el caso que nos ocupa) se espera un frente de onda interferencial cuya intensidad óptica será muy próxima a un perfil Gaussiano.

Por esta razón, se representarán las medidas tomadas y la curva Gaussiana que las aproxima:

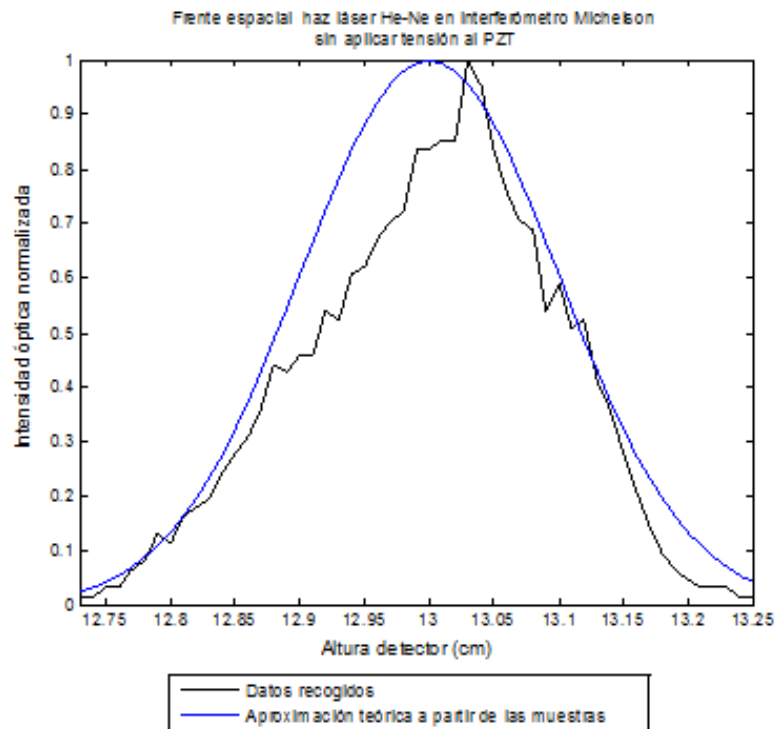


FIGURA II-23. PERFIL ESPACIAL INTERFERENCIAL. MEDIDAS Y APROXIMACIÓN TEÓRICA.

El coeficiente de determinación obtenido a partir de los resultados obtenidos es $R^2 = 0.7125$. Aunque la aproximación es aceptable, existe una distorsión cuya causa debe ser analizada.

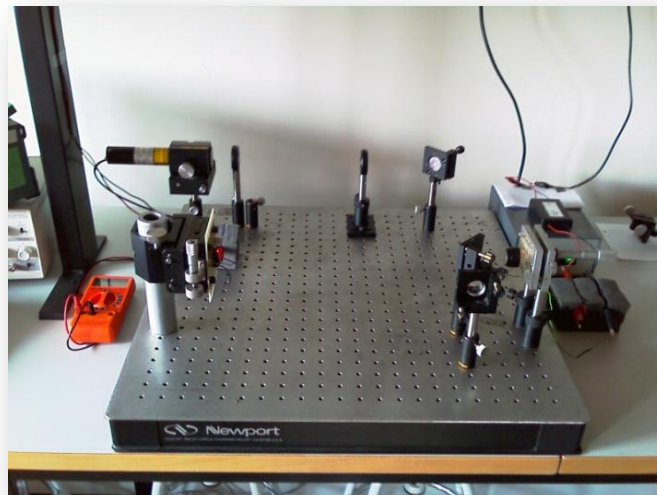


FIGURA II-24. INTERFERÓMETRO MICHELSON

Esta distorsión del frente de onda interferencial es atribuible, por un lado, a la influencia del sistema telescópico y el filtrado espacial, además de por otros elementos ópticos introducidos, como el beam-splitter. Por otra parte, a las



vibraciones externas no controlables, que son integradas por el filtro paso bajo en detección/adquisición y que provocan cambios en la diferencia de fase $\Delta\varphi$, modificando el perfil de intensidad óptica interferencial.

Además, no debe olvidarse que a pesar de que la diferencia de distancia recorrida es pequeña (en este caso del orden de centímetros, puesto que el rango de Rayleigh es del orden de metros), el patrón de interferencia esperado no se ajustará exactamente a una curva Gaussiana cuando los haces no recorran exactamente la misma distancia, como puede verse en las simulaciones realizadas en el apartado 3.1.2 (Figura II-20).

Por último, debe tenerse en cuenta que el estudio estático planteado en este apartado no consiste en una captura en un instante de tiempo t , que sería lo ideal pero que precisaría de un detector multicanal, sino que se realiza un barrido de medida del perfil espacial asumiendo que el frente de onda interferencial no varía en el tiempo o varía muy poco, lo cual no es del todo cierto debido a factores externos que interfieren en la diferencia de caminos ópticos (vibraciones, cambios de temperatura, etc.).

La desviación típica de la curva Gaussiana teórica es de $\sigma = 1 \text{ mm}$, igual que en el apartado 1.6.3.4, ya que el haz láser está colimado mediante el mismo sistema telescópico y su radio no debería diferir significativamente.

Se concluye que, para diferencias pequeñas de distancias recorridas, el perfil espacial del frente de onda interferencial es modelable de forma aproximada mediante una curva Gaussiana.

3.2 EFECTOS DE DESPLAZAMIENTOS TRANSVERSALES DE LOS HACES SOBRE EL PERFIL ESPACIAL INTERFERENCIAL

3.2.1 INTRODUCCIÓN

En la sección 3.1 se estima la interferencia de haces bajo la suposición de que ambos se copropagan por el mismo eje longitudinal z . Éste será el caso habitual, ya que un alineamiento correcto de un interferómetro se da cuando ambos haces se propagan por el mismo eje z .

Si se continúa asumiendo para el caso que se analiza un índice de refracción constante para ambos haces, la diferencia de camino óptico vendrá dada únicamente por la diferencia de distancia z recorrida, es decir, por desplazamientos longitudinales de los haces (véase apartado 3.1.2).

Sin embargo, cabe preguntarse qué ocurre en el caso de que este alineamiento no sea del todo correcto, y de que los haces no compartan un mismo eje de propagación. Este aspecto del perfil espacial interferencial, normalmente omitido bajo la suposición de propagación colineal (alineamiento correcto), se produce con cierta normalidad en el trabajo experimental interferométrico, y por ello, será estudiado en profundidad en esta sección.

3.2.2 ASPECTOS TEÓRICOS

3.2.2.1 DESPLAZAMIENTO LONGITUDINAL Y TRANSVERSAL DE LOS HACES

Para ilustrar el efecto de desplazamientos transversales de los haces sobre la formación de franjas en el perfil espacial interferencial de intensidad óptica, se tomará en consideración el caso concreto de un interferómetro Michelson. No obstante, a pesar de tratarse de un caso específico, las conclusiones

obtenidas son fácilmente extrapolables a otras configuraciones interferométricas de dos brazos con división en amplitud, como el Mach-Zender.

En un interferómetro Michelson, cuando existe copropagación de los haces y existe una diferencia de longitudes z recorridas por ambos haces, la imagen de la fuente se produce en el mismo eje z , pero no en el mismo punto del mismo.

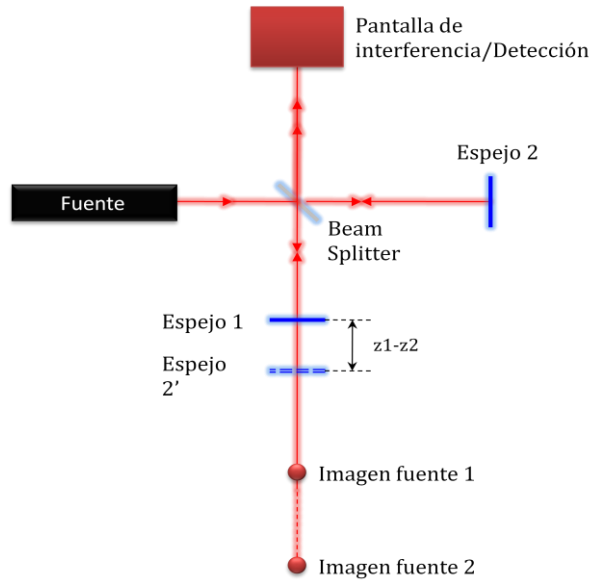


FIGURA II-25. FORMACIÓN DE LAS IMÁGENES DE LA FUENTE CON DIFERENCIA DE LONGITUD RECORRIDA Y COPROPAGACIÓN DE HACES.

Estos haces, al propagarse distinta longitud, tienen unas características de ancho de haz y radio de curvatura del frente de onda distintas, que al interferir provocan los patrones de interferencia estudiados en el apartado Interferómetro Michelson 3.1.2. Como se apuntaba anteriormente, éste será el caso usual en la medida interferométrica, ya que se parte del supuesto de que el interferómetro está bien alineado, es decir, que ambos haces se propagan por un eje común.

Ahora, si reducimos esa diferencia de longitud recorrida a 0, pero hacemos que los haces se propagan a lo largo de ejes que forman un ángulo entre sí distinto de 0, nos encontraríamos con un caso como el que se ilustra de manera cualitativa en la Figura II-26.

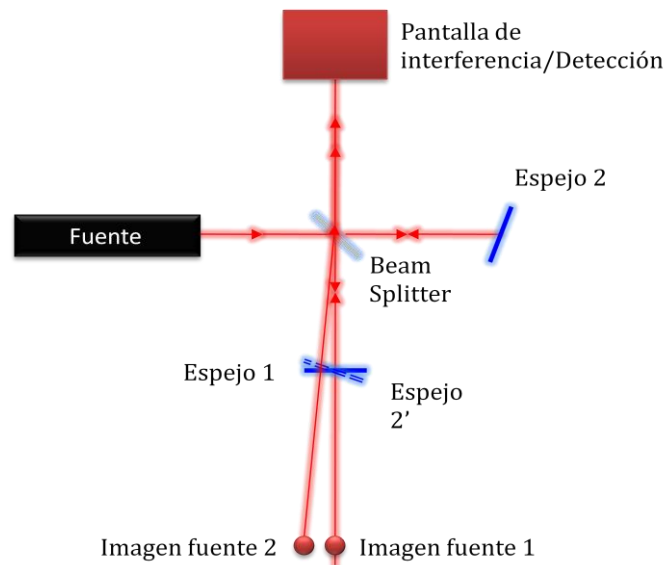


FIGURA II-26. FORMACIÓN DE LAS IMÁGENES DE LA FUENTE CON DIFERENCIA DE LONGITUD RECORRIDA 0 Y SIN COPROPAGACIÓN DE HACES.

En este caso, el interferómetro tendrá un desalineamiento, que se traducirá en la formación de un patrón de interferencia distinto al estudiado. Ahora, en lugar de círculos concéntricos, el perfil espacial interferencial formará elipses concéntricas cuando el ángulo de separación de las imágenes de las fuentes no supere un cierto umbral, y franjas hiperbólicas cuando lo supere (Steel, 1983).

El desalineamiento que provoca este tipo de desplazamientos transversales tan visibles, está asociado principalmente a defectos en la óptica usada en el plano de interferencia, que hace que los haces, tras interferir, se propaguen con ángulos distintos. El caso más común se produce cuando se utiliza un beam-splitter con una superficie no homogénea.

3.2.2.2 FRANJAS ELÍPTICAS E HIPERBÓLICAS

Se puede demostrar que a partir de la medida del patrón de interferencia, se puede derivar la separación entre las imágenes de las fuentes (Steel, 1983), lo cual resulta de gran utilidad en el proceso de alineamiento de un sistema interferométrico, pues permite evaluar de forma no solo cualitativa, sino también cuantitativa, el origen del desalineamiento.

Considerando la notación de la Figura II-27, en primer lugar cabe establecer que el patrón interferencial será hiperbólico cuando $\varphi > \pi/4$, y elíptico cuando $\varphi < \pi/4$.

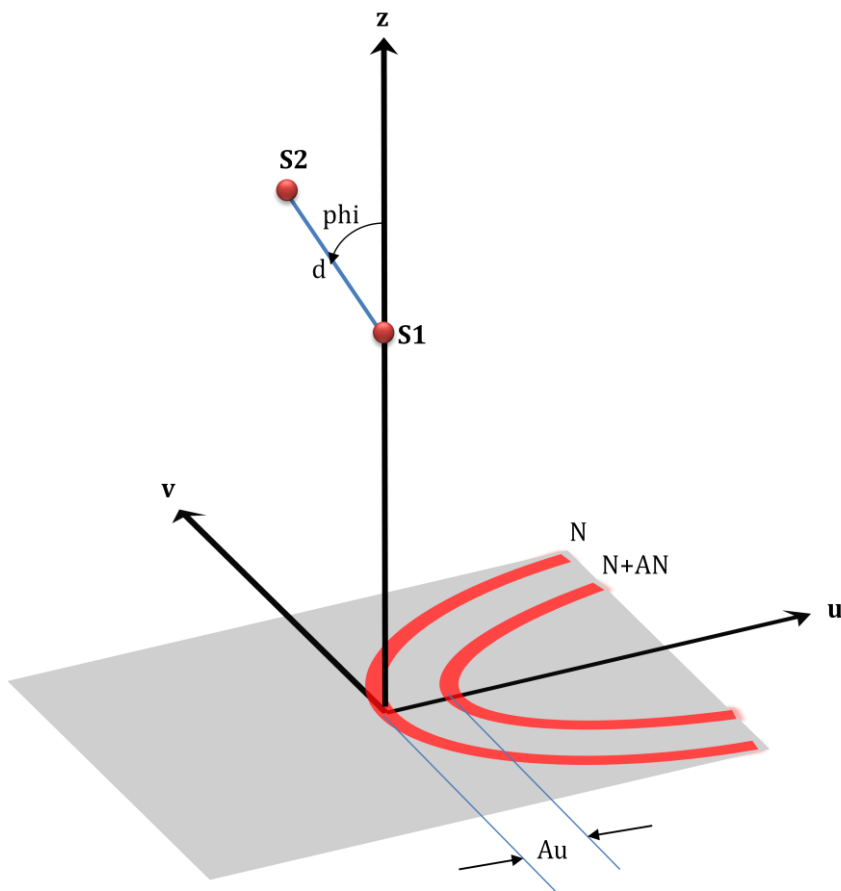


FIGURA II-27. NOTACIÓN PARA LA DERIVACIÓN DE LA SEPARACIÓN DE FUENTE

Para ambos casos, la excentricidad de la curva será:

$$e = \tan \varphi$$

ECUACIÓN II-36

Y el radio de curvatura en el origen vendrá dado por:

$$p = z \tan \varphi$$

ECUACIÓN II-37

Midiendo ambos parámetros de la curva cónica sobre la pantalla de detección, se obtiene el ángulo φ , que establece el ángulo de separación respecto al eje z de las dos imágenes de la fuente.

Para obtener la distancia existente entre ambas, se recurre a la siguiente ecuación:

$$d = \frac{\lambda z}{\sin \varphi} \frac{\Delta N}{\Delta u}$$

ECUACIÓN II-38

Donde $N + \Delta N$ es el orden de la franja que está separada una distancia Δu de la franja de orden N .

Así, la imagen de la fuente no contenida en el eje z (S_2) queda perfectamente definida por los parámetros φ y d , sabiendo que la coordenada en el eje v de este punto es 0, y por tanto su proyección sobre el plano uv está contenida en el eje u .

3.2.3 RESULTADOS EXPERIMENTALES

Para analizar este fenómeno de forma experimental, se propone el estudio no solo cualitativo, sino también cuantitativo, del efecto sobre el perfil espacial interferencial de desplazamientos transversales de los haces interferentes, es decir, de la propagación de ambos haces por ejes distintos.

3.2.3.1 DESCRIPCIÓN DEL EXPERIMENTO

El montaje consiste en un interferómetro Michelson en el que se ha introducido un beam-splitter con una superficie no homogénea, que hará que los haces interfieran y se propaguen con distinto ángulo a la salida. El beam-splitter provoca una separación transversal suficiente para que aparezcan franjas hiperbólicas a la salida del interferómetro.

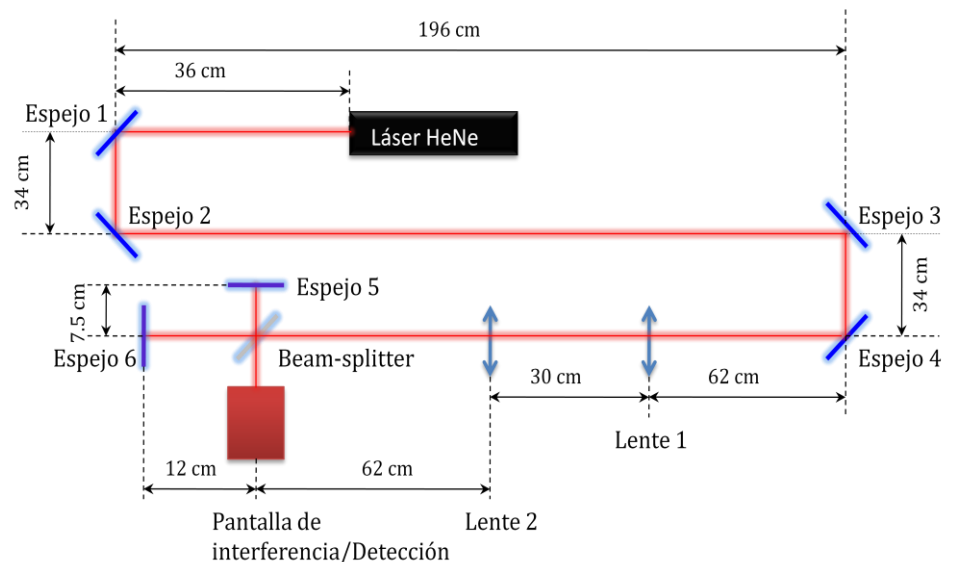


FIGURA II-28. INTERFERÓMETRO MICHELSON UTILIZADO PARA LAS MEDIDAS

El láser empleado es un HeNe con una longitud de onda $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, un radio de haz a la salida del láser $W_0 = 0.59 \text{ mm}$ y un rango de Rayleigh $z_0 = 1.7282 \text{ m}$. La potencia del mismo es de 1 mW .

El sistema telescópico utilizado para colimar y magnificar el haz está formado por dos lentes biconvexas con distancias focales 100 y 200 mm.

Se medirá el patrón interferencial directamente sobre una pantalla a la salida del interferómetro.

3.2.3.2 RESULTADOS Y CONCLUSIONES

El patrón de interferencia sobre la pantalla de detección muestra franjas hiperbólicas. Midiendo las características de la curva cónica resultante se obtienen unos resultados de $\varphi = 69.78^\circ$ y $d = 0.27 \text{ mm}$, con unos ejes de referencia u y v con una inclinación de -45° con respecto a los ejes x e y .

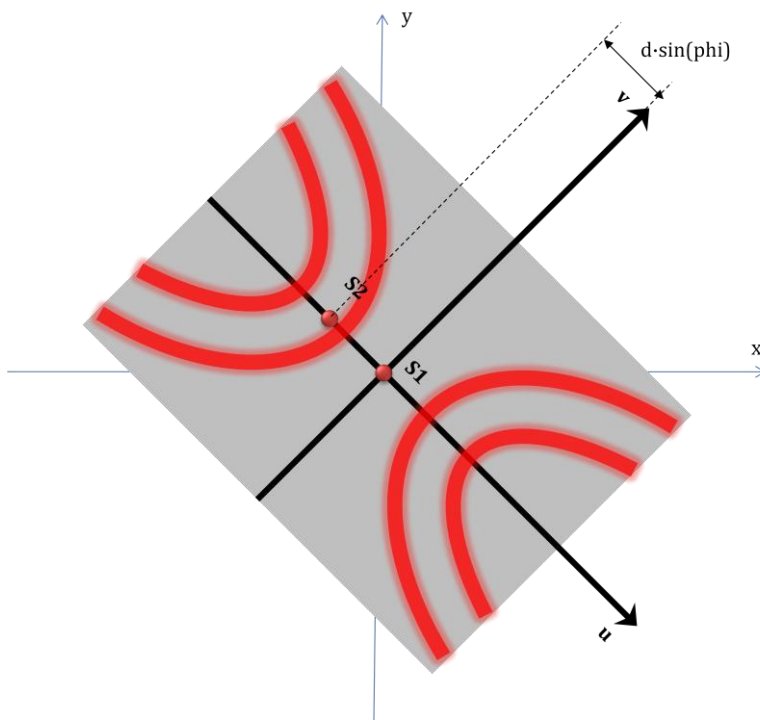


FIGURA II-29. FRANJAS HIPERBÓLICAS. PANTALLA DE DETECCIÓN

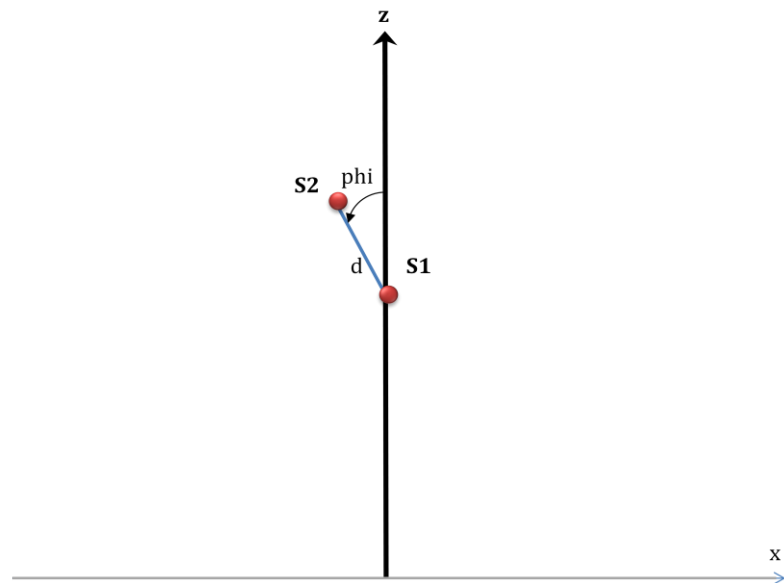


FIGURA II-30. FRANJAS HIPERBÓLICAS. SEPARACIÓN DE IMÁGENES DE LA FUENTE

3.2.4 CONCLUSIONES

La principal conclusión a la que se llega en este experimento, en relación con los realizados en la sección 3.1, es que el interferograma es una valiosa fuente de información del haz interferencial.

En las simulaciones del apartado 3.1.2, se partía de las ecuaciones conocidas de la interferencia de haces Gaussianos para generar el interferograma espacial, esto es, a partir de la información de los haces, se obtiene el interferograma. En este caso, se parte del interferograma para inferir información sobre la interferencia de los haces.

Como se observará a lo largo del proyecto, ésta será la tendencia de trabajo típica, pues mientras que en el estudio teórico y de simulación se partirá de las expresiones de base y de información de los haces para llegar a unos resultados, normalmente en forma de interferogramas, que deberían asemejarse a los obtenidos experimentalmente; en el trabajo experimental se obtendrán los resultados (interferogramas), que permitirán realizar el camino en sentido inverso e inferir las características de los haces interferenciales y de los caminos recorridos por ellos, lo cual dará información sobre las variaciones de camino óptico sufridas (índice de refracción y distancia longitudinal). Concretamente, será la información de la variación del índice de refracción la que permitirá medir densidades electrónicas en plasmas de fusión.



En este caso en particular, se ha podido ver como a partir de medidas de la geometría resultante en el interferograma espacial, se han podido obtener las posiciones y desviaciones exactas de las fuentes de luz, es decir, de los haces láser que interfieren.

4

ESTUDIO DINÁMICO DEL FRENTA DE ONDA INTERFERENCIAL

Tal y como se planteó el estudio preliminar de la interferencia de haces láser en este capítulo, tras el estudio espacial realizado en la sección 3, se realizará el estudio temporal de la interferencia de haces Gaussianos, básicamente en sistemas interferométricos homodinos. En esta sección, el análisis se centrará en la variación dinámica del perfil espacial interferencial.

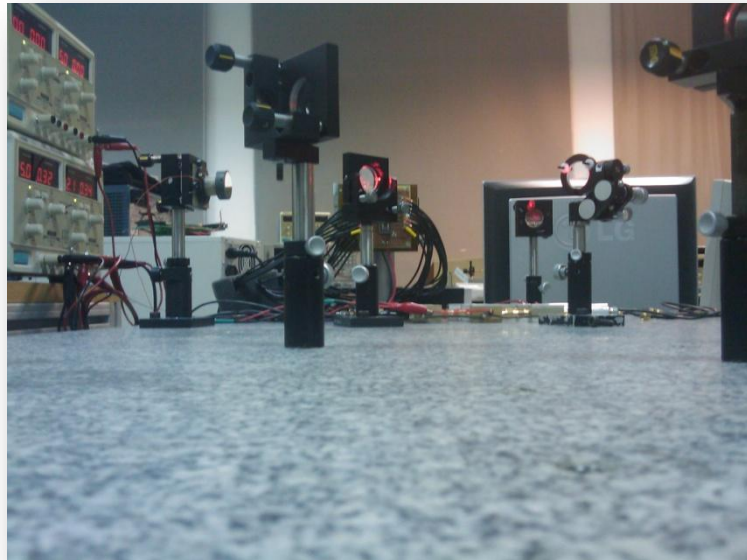


FIGURA II-31. MONTAJE INTERFEROMÉTRICO

En primer lugar, se analizará el comportamiento de la señal de salida de un interferómetro homodino, en un punto fijo del espacio, ante modulaciones



del camino óptico. Como hasta ahora, los resultados experimentales serán previamente apoyados con simulaciones computacionales realizadas a partir de las expresiones teóricas ya presentadas. Además, se describirá la metodología seguida para la recuperación de la fase de un sistema homodino.

Por otra parte, en esta sección, no solo se analizará el efecto de modulaciones del camino óptico en sistemas homodinos, sino que se introducirá, mediante simulaciones, los resultados esperados en un montaje heterodino como el estudiado en capítulos posteriores para la optimización de la resolución temporal.

Como se vio con anterioridad (Ecuación II-16), la expresión de la interferencia de haces Gaussianos depende de las tres dimensiones espaciales x, y, z y de la dimensión temporal t . Para el estudio estático, se fijó un tiempo constante, con el fin de realizar una captura del perfil espacial y analizarlo únicamente sobre la dimensión espacial. En el caso de un estudio dinámico, lo ideal sería tener en consideración las cuatro variables que intervienen en la expresión del haz interferencial Gaussiano para ver como varía el perfil espacial completo en el tiempo. Sin embargo, debido a la complejidad de este estudio, para el estudio dinámico se fijarán las variables espaciales $x, y = 0$ ($\rho = 0$, es decir, eje z), mientras que se dejarán como variables de la ecuación de interferencia de haces z y t (z debe ser variable para que se pueda dar diferencia de caminos ópticos).

4.1 MODULACIÓN DEL CAMINO ÓPTICO EN INTERFEROMETRÍA HOMODINA

4.1.1 INTRODUCCIÓN

En el apartado 2.2.1 se desarrollaba la expresión del perfil espacial interferencial de un interferómetro homodino de dos brazos. A partir de estas expresiones y de la Ecuación II-35, se puede particularizar la expresión de la intensidad óptica de la onda interferencial para el punto $x = 0, y = 0$ y para caminos ópticos variables en el tiempo:

$$I = I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2} \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} (n_1(t)z_1(t) - n_2(t)z_2(t)) + \zeta_0 \right]$$

ECUACIÓN II-39

Donde la intensidad de cada haz vendría dada por la Ecuación II-12 y la Ecuación II-9, particularizando para $\rho = 0$:

$$I(0, z) = I_0 \left[\frac{W_0}{W(z)} \right]^2 I_0 = |A_0|^2$$

ECUACIÓN II-40

Este término de intensidad no es constante, pero si analizamos la Ecuación II-3 que describe el ancho de haz $W(z)$ con respecto a la distancia z recorrida, se aprecia que el ancho del haz es del orden de milímetros y apenas cambia unas décimas de milímetro con distancias z recorridas del orden de varias veces z_0 , es decir, de varios metros.

Así, la intensidad óptica en el punto $\rho = 0$ se puede considerar constante para los desplazamientos esperados en el sistema.

Si además consideramos índices de refracción iguales y constantes, que será el caso tratado experimentalmente, y asumimos que la potencia de ambos haces es igual (distancias recorridas z parecidas), se tiene que:

$$I(t) = 2I_0 \left[1 + \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} n(\Delta z(t)) + \zeta_0 \right] \right]$$

ECUACIÓN II-41



4.1.2 SIMULACIÓN DE MODULACIÓN DE CAMINO ÓPTICO

En el laboratorio, en general, la magnitud medida directamente es la intensidad del frente de onda. A partir de esta medida y la Ecuación II-41, se obtiene la variación de fase medida por el interferómetro.

Se realizará una simulación para determinar cómo varía tanto la intensidad óptica de un frente de onda interferencial como la fase asociada a ella ante caminos ópticos variables en el tiempo, tomando en consideración únicamente el punto $x = y = 0$ del perfil espacial (eje z).

Ajustándose a las especificaciones del experimento real, la modulación del camino óptico se realizará a través de la variación de la longitud del brazo de medida, de acuerdo con la Ecuación II-41.

La señal de modulación utilizada es una señal en rampa con una relación de pendientes 1:10, es decir, es una señal en forma de diente de sierra, en la que una de las pendientes es diez veces mayor que la otra (con signo opuesto). Su amplitud determinará la variación en la distancia entre ambos brazos del interferómetro. Esta señal puede aparecer en la parte superior de las figuras presentadas a continuación con el nombre "Modulación del camino óptico".

Se tomará en consideración el caso de interferencia de ondas Gaussianas aproximables por ondas esféricas (distancias recorridas por los haces $z = z_0$), aunque en el estudio llevado a cabo este aspecto no es significativo, pues la distancia recorrida por ambos haces (sin modulación) solo determinará el valor de intensidad I_0 .

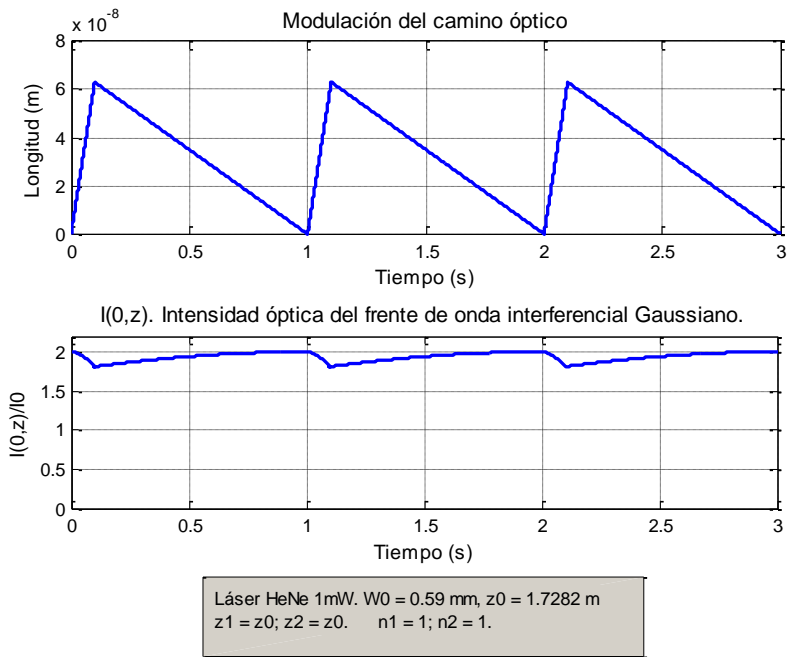


FIGURA II-32. MODULACIÓN DEL CAMINO ÓPTICO CON UN DESPLAZAMIENTO DE AMPLITUD DE PICO 0.1λ

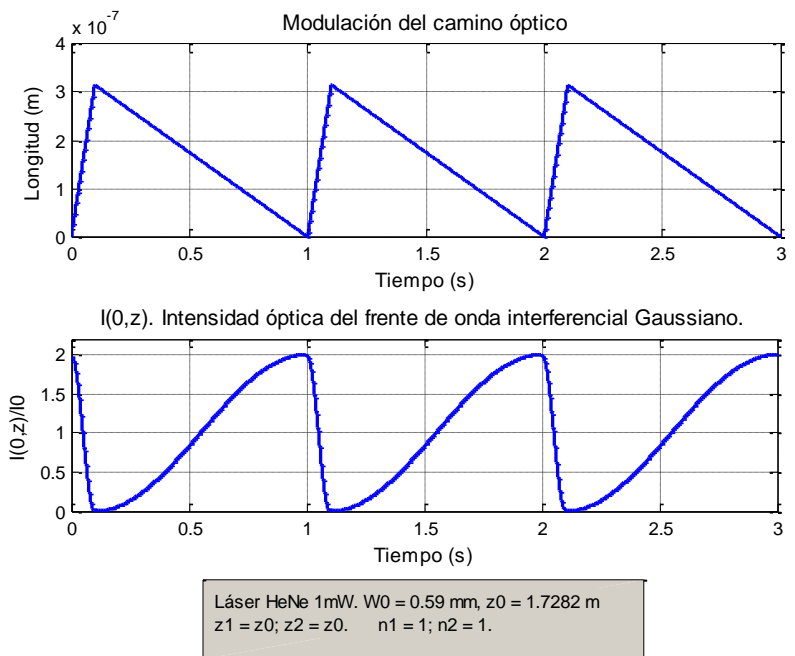


FIGURA II-33. MODULACIÓN DEL CAMINO ÓPTICO CON UN DESPLAZAMIENTO DE AMPLITUD DE PICO 0.5λ

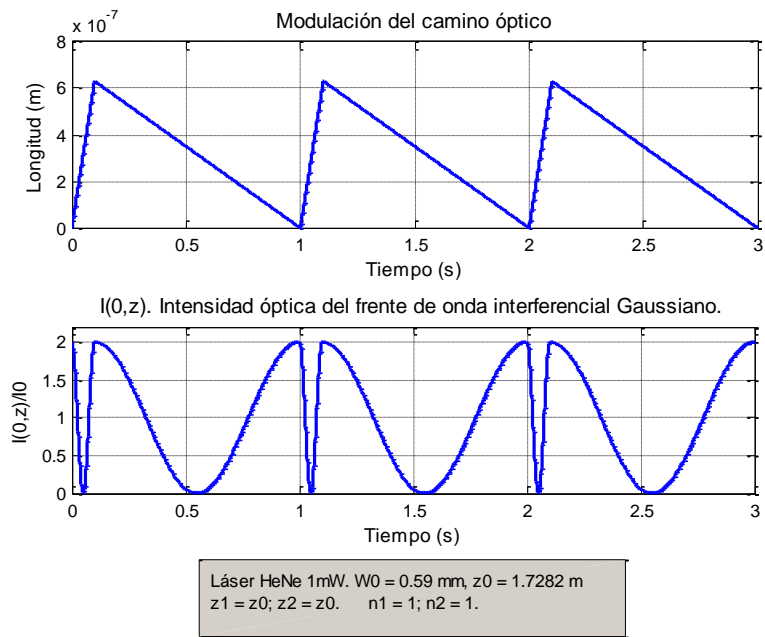


FIGURA II-34. MODULACIÓN DEL CAMINO ÓPTICO CON UN DESPLAZAMIENTO DE AMPLITUD
DE PICO λ

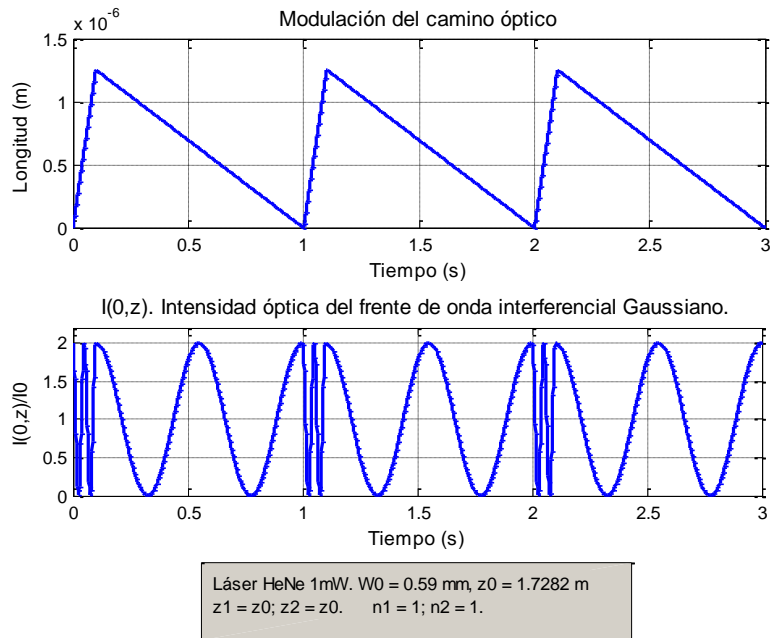


FIGURA II-35. MODULACIÓN DEL CAMINO ÓPTICO CON UN DESPLAZAMIENTO DE AMPLITUD
DE PICO 2λ

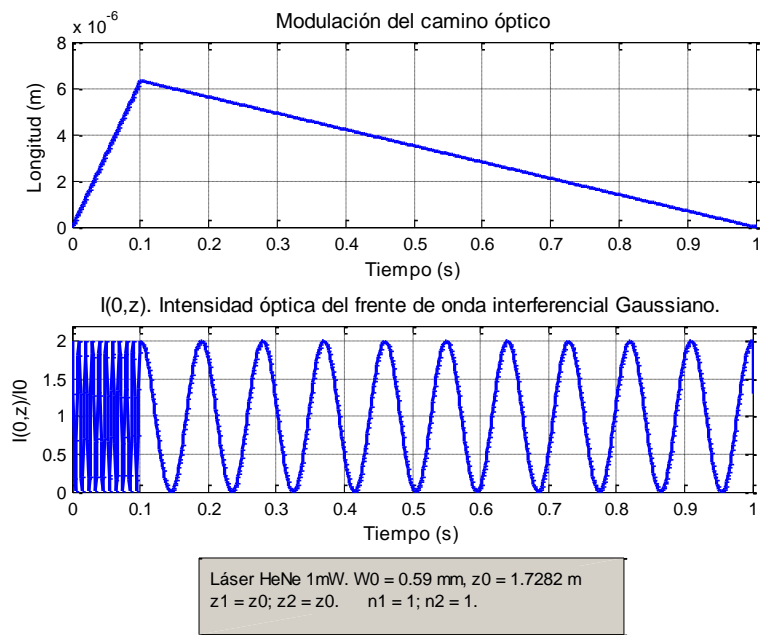


FIGURA II-36. MODULACIÓN DEL CAMINO ÓPTICO CON UN DESPLAZAMIENTO DE AMPLITUD DE PICO 10λ

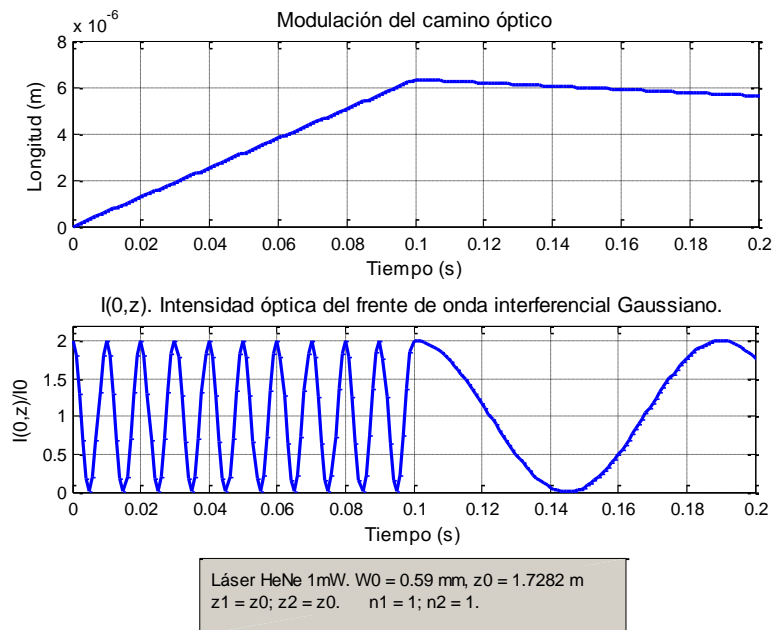


FIGURA II-37. MODULACIÓN DEL CAMINO ÓPTICO CON UN DESPLAZAMIENTO DE AMPLITUD DE PICO 10λ (DETALLE).

Observando la Ecuación II-41 y las figuras anteriores, se puede ver como varía la fase en relación con la diferencia de camino óptico entre los haces interferentes. En la Figura II-32, la variación inducida de camino óptico tiene una amplitud de 0.1λ (se recuerda que el índice de refracción permanece constante e igual a 1 y que $\lambda = 633 \text{ nm}$). El primer tramo de la señal en rampa provoca una variación de 0.1 franjas en la intensidad óptica de la señal interferencial (1 franja = 2π). De la misma forma, también el segundo tramo provoca una variación de 0.1 franjas por tener una amplitud igual a 0.1λ . Sin embargo, el segundo tramo tiene una menor pendiente, por lo que su duración en el tiempo es mayor, lo que da como consecuencia que la intensidad óptica en este tramo tenga una frecuencia menor. De esta forma, ambos tramos, que tienen la misma amplitud, provocan el mismo cambio de fase en franjas; pero al tener distinta duración en el tiempo, la frecuencia de esas franjas también es distinta. Debe notarse que el interferograma no es capaz de discernir si el signo de la pendiente, teniendo en cuenta solo su valor absoluto.

Este comportamiento se puede ver en el resto de figuras, en las que se provocan cambios de camino óptico de 0.5λ , λ , 2λ y 10λ .

En la sección 3.2, se comentó el doble sentido del camino seguido en casi cualquier investigación, y en este proyecto en particular. A partir de las ecuaciones y ciertos datos de los haces, se pueden simular y generar los interferogramas esperados a la salida del sistema. En el trabajo experimental se sigue el mismo camino en el sentido contrario, es decir, se parte del interferograma para inferir (empleando las ecuaciones), los datos de los haces que interfieren. Mientras que en el primer caso, los datos introducidos en las ecuaciones nos dan resultados unívocos, en el segundo caso las ecuaciones no serán estrictamente invertibles en el sentido matemático de ofrecer una única salida para cada entrada, lo cual dará lugar a que a la hora de emplear los resultados experimentales como entrada a la ecuación inversa, no se obtenga un único resultado. El ejemplo más claro de este tipo de funciones son las trigonométricas, como el coseno, que es el utilizado en este caso.

Para obtener la fase asociada a la señal interferencial, en principio sólo parece ser necesario normalizar entre I_0 , restar 1 para obtener una señal entre 1 y -1, y hacer el arcocoseno. Sin embargo, para variaciones mayores de una franja, no basta con este proceso consistente en obtener la fase $\Delta z(t)$ de la Ecuación II-41, como se verá posteriormente.

A continuación, se representa la fase obtenida expresada en franjas (1 franja es igual a 2π radianes) para las modulaciones de camino óptico anteriores siguiendo esta metodología:

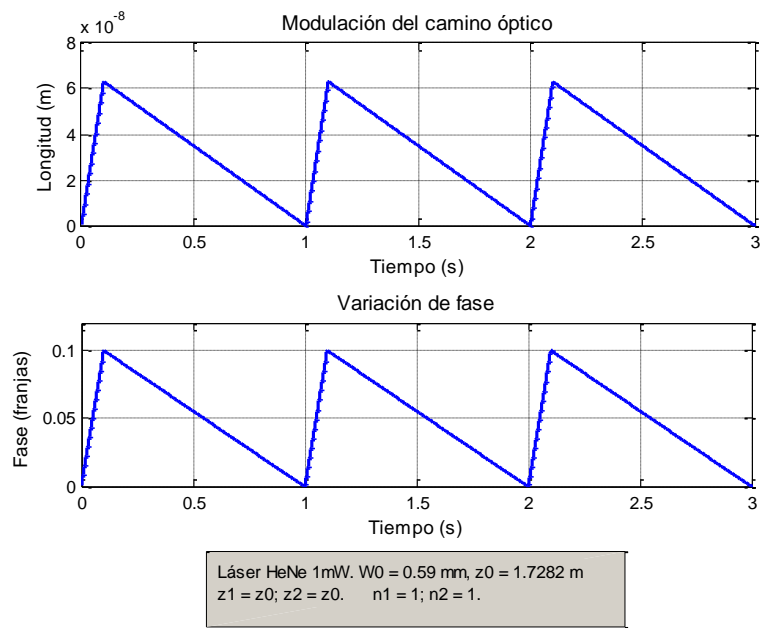


FIGURA II-38. VARIACIÓN DE FASE CON UN DESPLAZAMIENTO DE AMPLITUD DE PICO 0.1λ

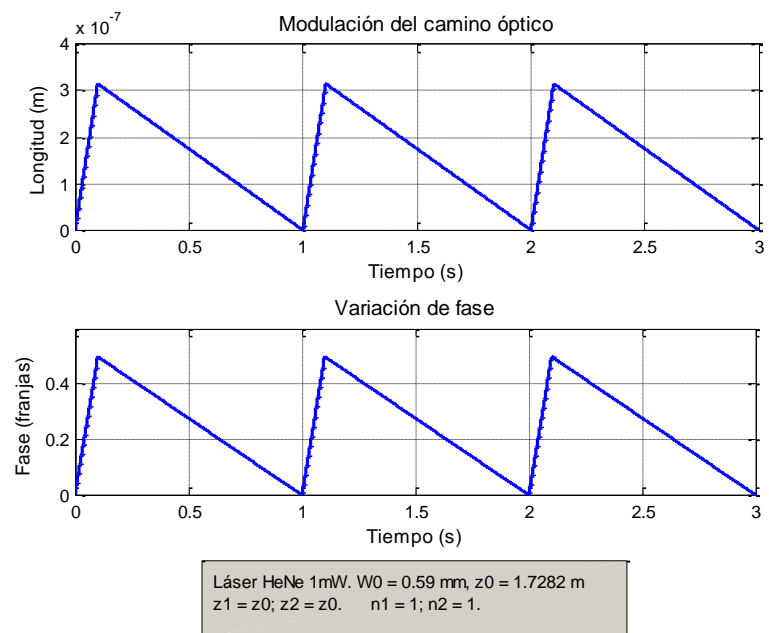


FIGURA II-39. VARIACIÓN DE FASE CON UN DESPLAZAMIENTO DE AMPLITUD DE PICO 0.5λ

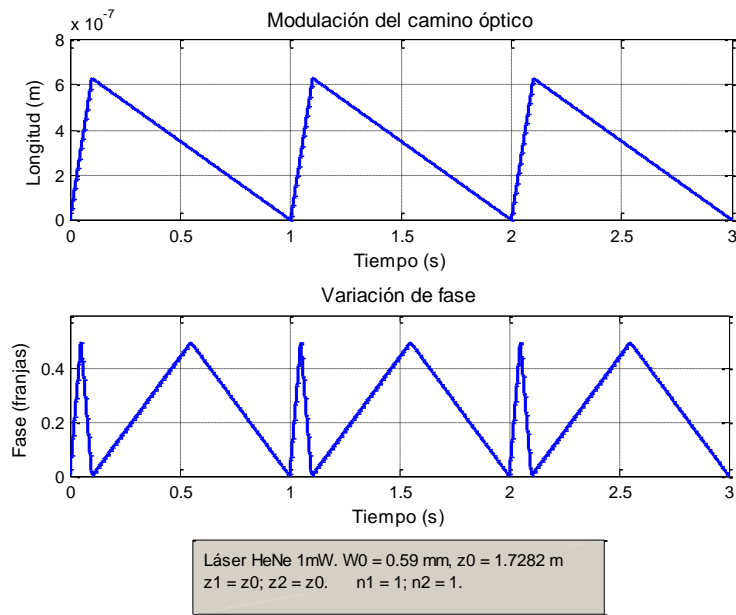


FIGURA II-40. VARIACIÓN DE FASE CON UN DESPLAZAMIENTO DE AMPLITUD DE PICO λ

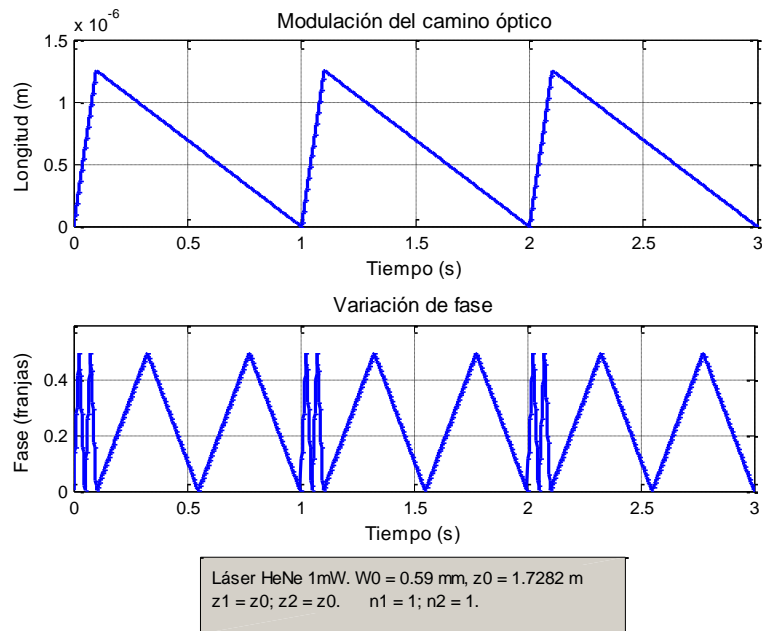


FIGURA II-41. VARIACIÓN DE FASE CON UN DESPLAZAMIENTO DE AMPLITUD DE PICO 2λ

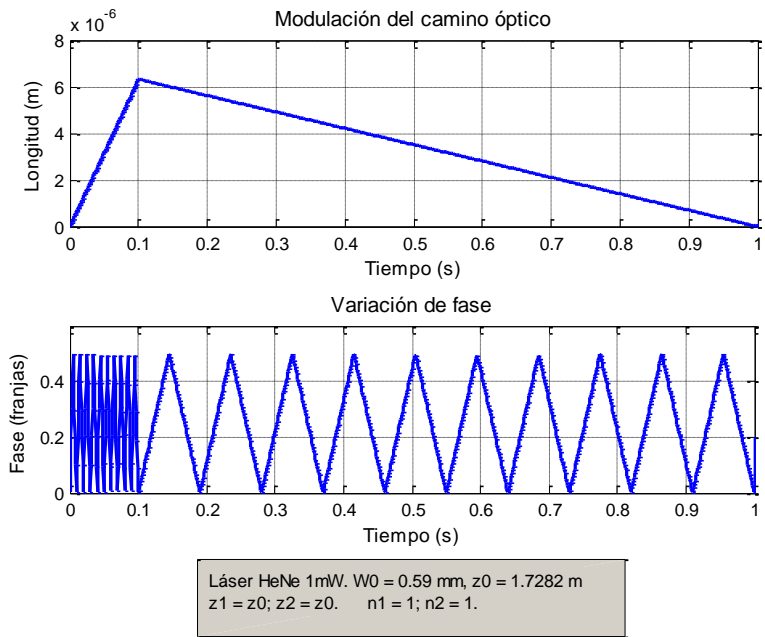


FIGURA II-42. VARIACIÓN DE FASE CON UN DESPLAZAMIENTO DE AMPLITUD DE PICO 10λ

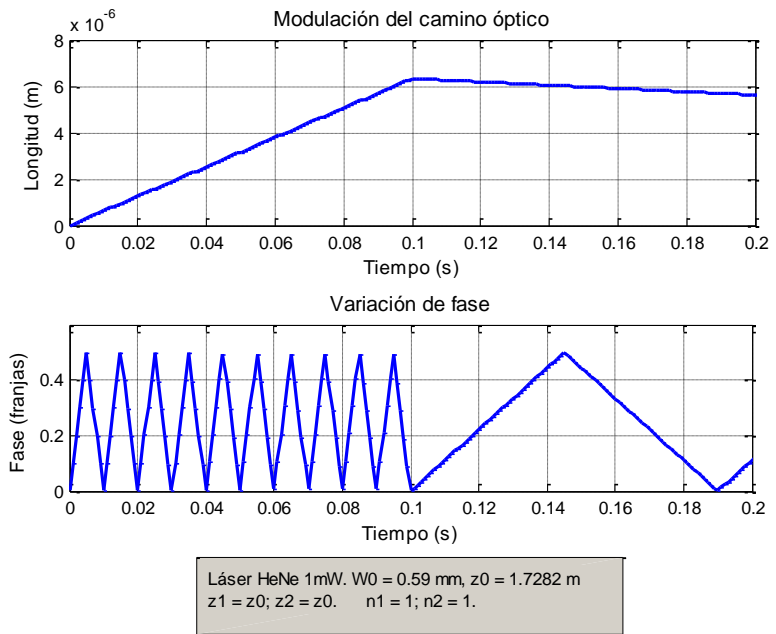


FIGURA II-43. VARIACIÓN DE FASE CON UN DESPLAZAMIENTO DE AMPLITUD DE PICO 10λ (DETALLE)



Se observa que cuando el desplazamiento provoca una variación de fase mayor que π radianes, no basta simplemente con hacer el arcocoseno sobre la señal normalizada entre 1 y -1 para obtener la fase.

Para desplazamientos que producen una fase entre 0 y π radianes (1º y 2º cuadrante), el coseno es positivo; sin embargo, cuando la fase está entre π y 2π radianes (3º y 4º cuadrante), el coseno es negativo, y la fase sufre un cambio de signo.

Por tanto, para desplazamientos mayores de 0.5λ (π radianes), es necesario un postprocesado de la señal de fase.

La fase corregida se obtiene localizando los tramos donde la fase está entre $2\pi(2n)$ y $2\pi(2n + 1)$ radianes ($n=0, 1, 2, \dots$), es decir, se encuentran en el 3º o 4º cuadrante; invirtiéndolos, y uniéndolos a los tramos anteriores para formar una señal continua.

Como la función coseno es par, el interferómetro homodino no será capaz de discernir cambios de sentido del desplazamiento (en la señal de modulación utilizada correspondería al cambio de signo de la pendiente), por lo que debe establecerse manualmente el signo de la pendiente y a partir de él, sumar o restar fase según el sentido del desplazamiento.

El hecho de necesitar este postprocesado de la señal para obtener la fase, viene dado por la naturaleza de la función coseno, que como se explicó anteriormente, ofrece un resultado unívoco mientras que su función inversa no lo tiene, por lo que los resultados deben ser interpretados y postprocesados para poder llegar a la fase a partir de los resultados obtenidos a la salida del sistema.

4.1.3 RESULTADOS EXPERIMENTALES

4.1.3.1 DESCRIPCIÓN DEL EXPERIMENTO

Se medirá la señal de intensidad óptica en un interferómetro Michelson, modulando el camino óptico mediante un espejo unido a un transductor piezoeléctrico (PZT), al que se le aplicará una señal de excitación con forma de rampa.

El PZT es un dispositivo con una respuesta muy lineal, por lo que la elongación que sigue a la señal que lo excita, en especial si ésta no tiene transiciones muy abruptas.

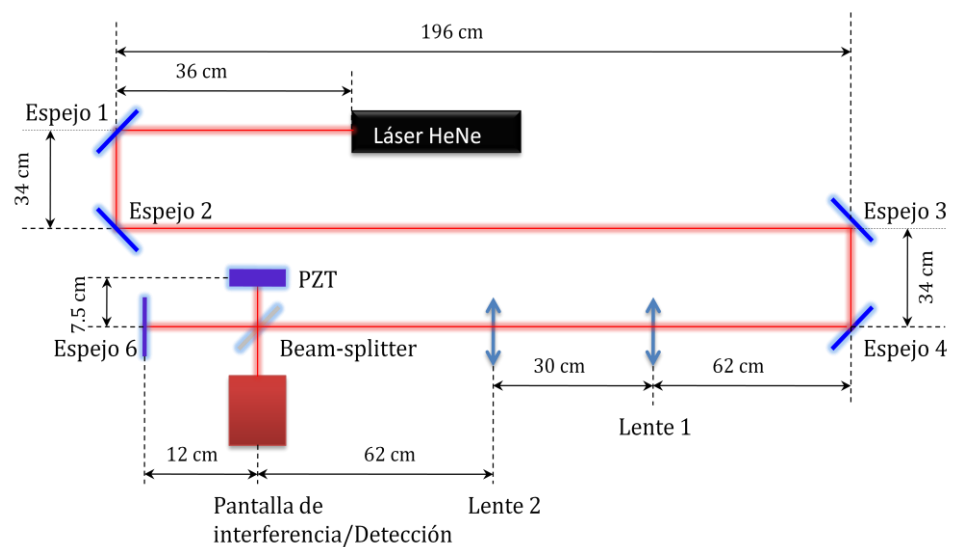


FIGURA II-44. INTERFERÓMETRO MICHELSON CON MODULACIÓN DEL CAMINO ÓPTICO

Se utiliza el mismo láser HeNe de 1 mW que en experimentos anteriores, con una longitud de onda $\lambda = 632.8\text{ nm}$, un radio de haz a la salida del láser (waist) $W_0 = 0.59\text{ mm}$ y un rango de Rayleigh $z_0 = 1.7282\text{ m}$.

El sistema telescópico utilizado para colimar y magnificar el haz está formado por dos lentes biconvexas con distancias focales 100 y 200 mm .

El sistema detector está formado por un fotodiodo PIN BPW21 y un amplificador de transimpedancia.

Además, se implementa un circuito de acondicionamiento de señal para adaptar la señal al rango aceptado por la tarjeta de adquisición empleada (ISA-DAS08 de la compañía Measurement Computing Corporation).

4.1.3.2 RESULTADOS Y CONCLUSIONES

Se excita el PZT con una señal en rampa de frecuencia 13.33 Hz y amplitud de pico de 150 V. Teniendo en cuenta la sensibilidad del PZT, ésta excitación debería dar lugar a desplazamientos de aproximadamente 3.25 franjas.

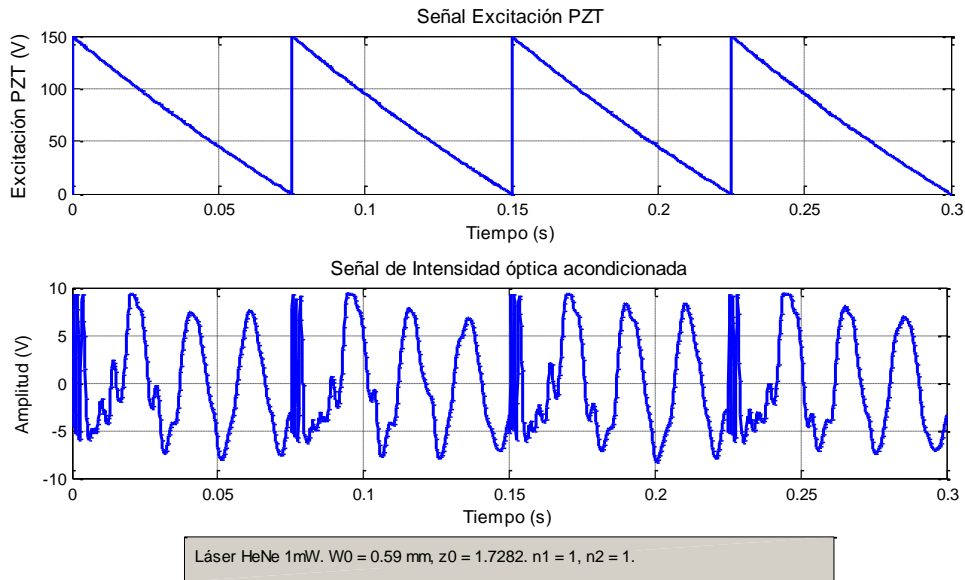


FIGURA II-45. SEÑAL DE MODULACIÓN E INTENSIDAD ÓPTICA DE LA SEÑAL INTERFERENCIAL

Se observa en la Figura II-45 que en el tramo donde la rampa tiene pendiente negativa, la señal de intensidad recorre algo más de 3 franjas. Si se analiza en detalle la zona del cambio de pendiente, se obtiene el número de franjas exactas correspondientes al desplazamiento del PZT.

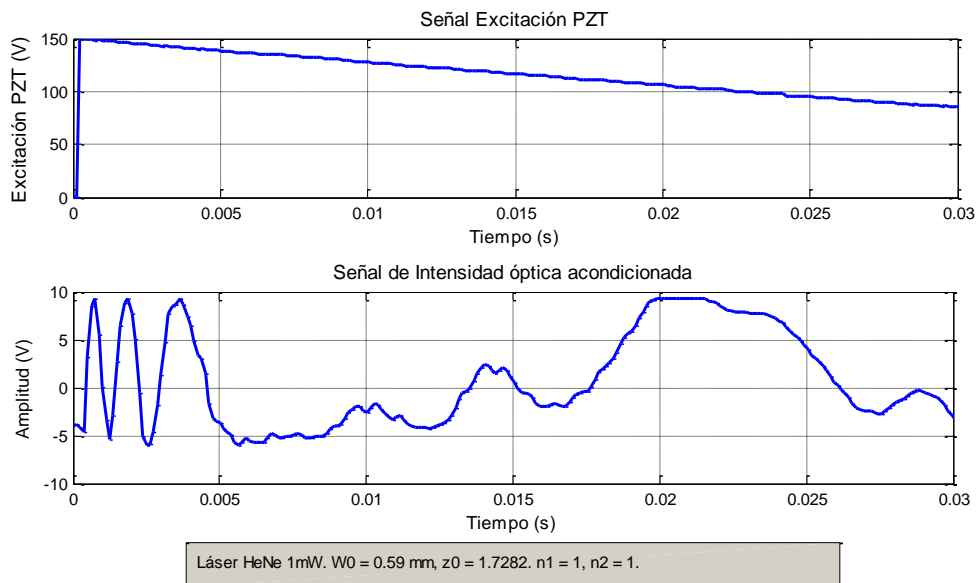


FIGURA II-46. SEÑAL DE MODULACIÓN E INTENSIDAD ÓPTICA DE LA SEÑAL INTERFERENCIAL
(DETALLE)

Durante la rampa positiva, la señal interferencial tendrá que recorrer el mismo número de franjas que durante la rampa negativa, ya que suponen el mismo desplazamiento. En una vista en detalle de la señal (Figura II-46), se puede establecer que el punto de cambio de pendiente es en 0.01 s, y por tanto el número de franjas recorridas en una pendiente es 3.25.

Ha de notarse que, en teoría, el instante de cambio de pendiente debería ser el mismo para la elongación del PZT y para la señal interferencial, sin embargo, su respuesta ante cambios de pendiente relativamente bruscos como el de la rampa, hará que en estas zonas el PZT actúe con cierta inercia.

Una vez localizado el punto de cambio de fase, se realiza el postprocesado para la reconstrucción de la fase descrito anteriormente:

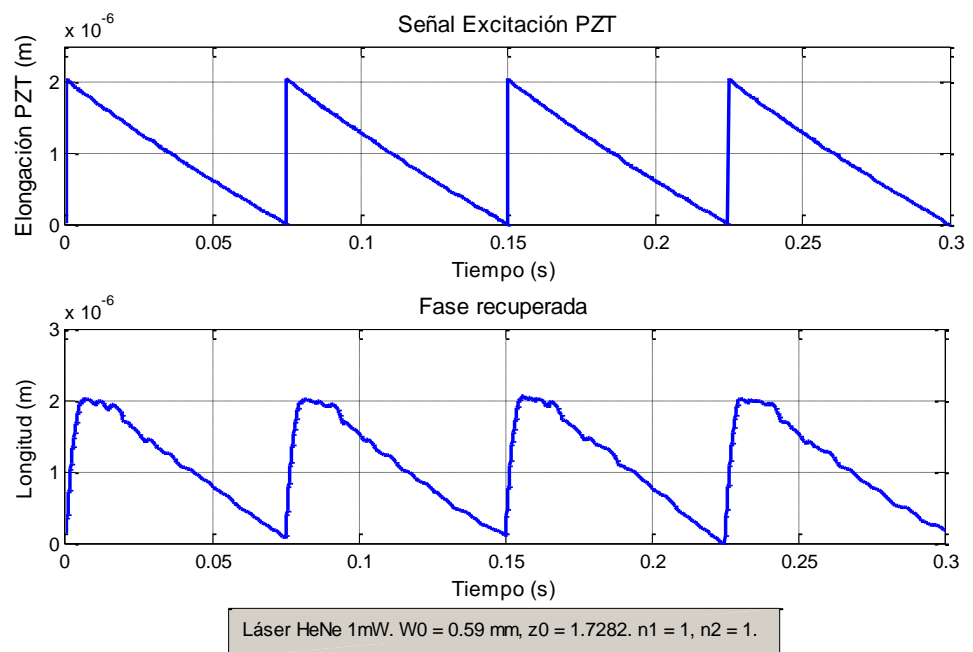


FIGURA II-47. ELONGACIÓN DEL PZT IDEAL Y ELONGACIÓN DEL PZT ESTIMADA MEDIANTE A LA DIFERENCIA DE FASE.

Ambas señales son muy parecidas, aunque en la elongación estimada se pueden observar dos diferencias básicas: una es la diferencia de pendiente de la rampa de pendiente positiva y en la zona de cambio de pendiente; y la otra es la aparición de cierta distorsión en la señal.

La diferencia de pendiente en el primer tramo se debe principalmente al ancho de banda del PZT, que le impide responder de forma completamente lineal a una pendiente y un cambio de pendiente tan abruptos.

La distorsión que aparece en la señal se achaca a vibraciones externas no controlables, que provocan pequeños desplazamientos en el camino óptico; y también a un posible desalineamiento del espejo del PZT, que al no estar en

una posición completamente perpendicular al haz que incide sobre él, provocará un cierto cabeceo del espejo durante la excitación del PZT.

En este caso específico, se ha conseguido una precisión del 9.14%, atendiendo a la máxima diferencia de fase entre los 4 ciclos recuperados. Teniendo en cuenta que la elongación medida del PZT tiene una amplitud aproximada de 2 μm , la precisión que se alcanza es de unos **183 nm**, lo cual supone un valor varias veces por debajo de la longitud de onda empleada.

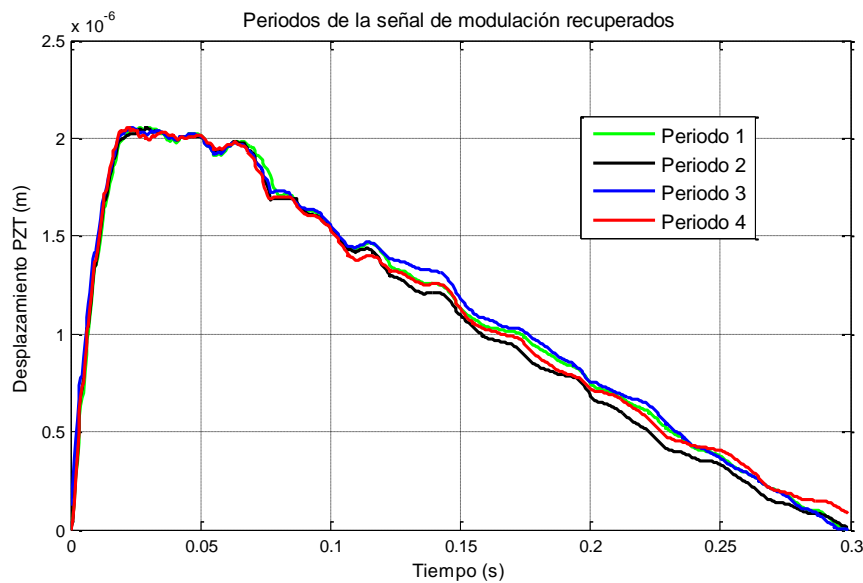


FIGURA II-48. PERIODOS RECUPERADOS SUPERPUESTOS

4.1.4 CONCLUSIONES

Se ha recuperado la fase a partir de los resultados obtenidos a la salida del sistema homodino, mediante un necesario postprocesado de la señal por no ser directamente invertibles las ecuaciones de la interferencia de haces, para lo cual ha sido necesario una interpretación de los resultados a partir de la señal de referencia (señal de excitación del PZT).

Además de la necesidad de este postprocesado y de la dificultad de su automatización de forma computacional, un sistema interferométrico homodino conlleva una serie de problemas que limitan las prestaciones de la medida basada en interferencia de haces láser:

- **Nulos en la sensibilidad.** La sensibilidad del interferómetro homodino se hace cero en los extremos de la función coseno.
- **Imposibilidad de averiguar el sentido de variación del desfase.** En un interferómetro homodino no se puede conocer el sentido de cambio

del desfase, ya que éste es el argumento del coseno y se obtendrán valores iguales para un mismo cambio de fase en magnitud pero en sentidos contrarios.

- **Calibración.** El factor I_0 de la ecuación del interferómetro homodino puede variar debido a cambios de amplitud, contraste o visibilidad, dando lugar a cálculos imprecisos del desfase.

La solución pasa por el empleo de un sistema interferométrico más complejo: el heterodino. La modulación de la técnica heterodina elimina los nulos en la sensibilidad, ya que la diferencia de fase está sobre una portadora y se recupera mediante un detector de fase lineal; y permite conocer el sentido de cambio de la diferencia de fase entre haces. Además, no es preciso calibrar la intensidad, ya que la información del desfase no depende de la amplitud de la señal.

4.2 MODULACIÓN DEL CAMINO ÓPTICO EN INTERFEROMETRÍA HETERODINA

4.2.1 INTRODUCCIÓN

Partiendo de la expresión de la intensidad óptica de un interferómetro heterodino y de la Ecuación II-35 que describe la aproximación típica de la diferencia de fase $\Delta\varphi$, se puede particularizar la expresión de la intensidad óptica de la onda interferencial para el punto $x = 0, y = 0$ y para caminos ópticos variables en el tiempo para la interferencia de dos haces de frecuencias distintas ν_1 y ν_2 :

$$I(t) = 2I_1 \left[1 + \cos \left(2\pi(\nu_1 - \nu_2)t + \frac{2\pi}{\lambda} (n_1(t)z_1(t) - n_2(t)z_2(t)) + \zeta_0 \right) \right]$$

ECUACIÓN II-42

Siendo $\Delta\nu = \nu_1 - \nu_2$ la desviación en frecuencia introducida entre ambos haces.

Donde se ha considerado la intensidad óptica en el punto $\rho = 0$ constante para los desplazamientos esperados en el sistema, de acuerdo al razonamiento realizado en el apartado 4.1.1.

Si además consideramos índices de refracción iguales y constantes, se tiene la siguiente expresión:

$$I(t) = 2I_1 \left[1 + \cos \left(2\pi\Delta\nu t + \frac{2\pi n}{\lambda} (z_1(t) - z_2(t)) + \zeta_0 \right) \right]$$

ECUACIÓN II-43

En la Ecuación II-43 deben ser destacados dos términos: la frecuencia portadora y la variación de camino óptico.

La frecuencia portadora corresponde a la diferencia de frecuencia entre ambos haces, dada por una desviación en frecuencia producida por un modulador acustoóptico (AOM).

La información de la diferencia de caminos ópticos, al estar modulada en fase, permite solucionar las tres limitaciones de la interferometría homodina explicadas en el apartado 4.1.4.

La expresión de la sensibilidad obtenida a partir de la Ecuación II-43 no tiene nulos, solventando el primer problema de la interferometría homodina. La modulación en fase permite averiguar el sentido de cambio puesto que la paridad de la función coseno no afecta al desfase. Además, un cambio de intensidad óptica ($2I_1$) no afectará al desfase, cuya detección no depende de la intensidad de la señal (siempre que ésta sea suficiente para hacer funcionar el detector de fase).

4.2.2 SIMULACIÓN DE MODULACIÓN DE CAMINO ÓPTICO

Las simulaciones que se plantean en este apartado se enfocan desde dos puntos de vista. Primero, se simulará la forma de onda esperada ante una modulación del camino óptico como la que se utilizó en el caso homodino. Como se verá a continuación, al estar modulada a una cierta frecuencia portadora (se tomará 80 MHz por ser la frecuencia utilizada en el sistema real), la comprensión de la señal resultante y su asociación directa con la señal de modulación no es posible sin una detección de fase. Esta detección de fase no será simulada por tratarse de uno de los factores principales en la mejora de la resolución temporal, y que será tratada en profundidad en posteriores capítulos.

Un enfoque interesante que sí será simulado es el frecuencial. Se analizará el efecto que tiene la modulación del camino óptico sobre el espectro de la señal de salida del interferómetro heterodino.

4.2.2.1 DOMINIO TEMPORAL

La señal a la salida del interferómetro heterodino ante una modulación del camino óptico con una señal de excitación de rampa tiene un aspecto como el siguiente:

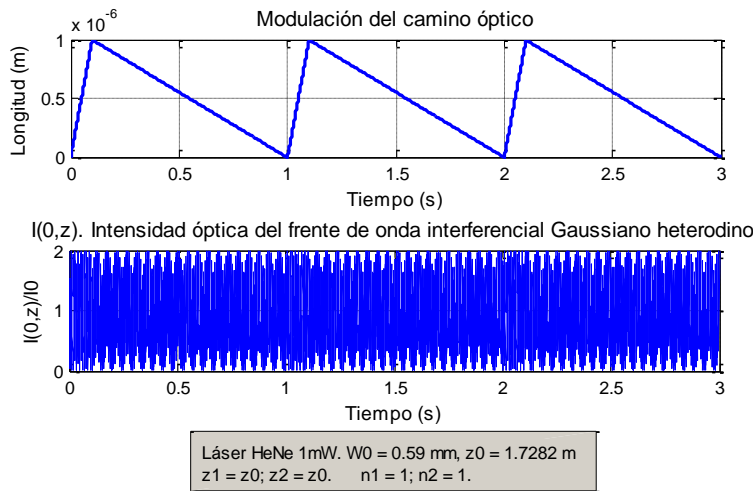


FIGURA II-49. MODULACIÓN DEL CAMINO ÓPTICO Y SEÑAL HETERODINA

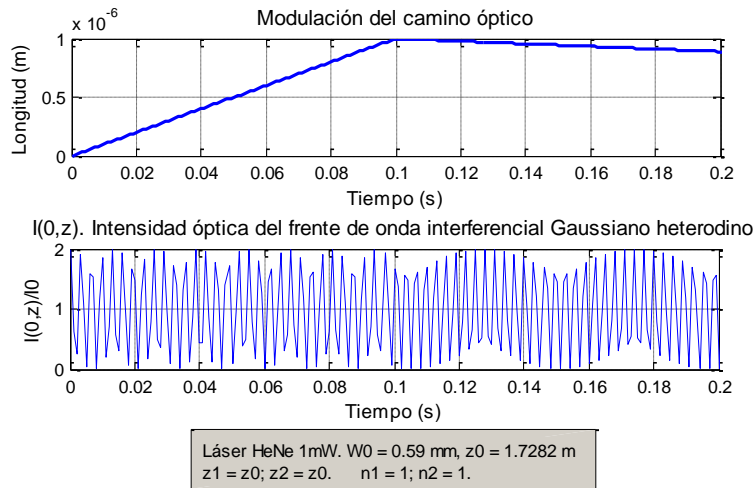


FIGURA II-50. MODULACIÓN DEL CAMINO ÓPTICO Y SEÑAL HETERODINA (DETALLE)

Tal y como se comentaba anteriormente, al encontrarse modulada en fase, esta señal sin demodular no aporta mucho a la comprensión del comportamiento del sistema heterodino. Es por esta razón por la que se realizará una simulación en el dominio frecuencial de la misma.

4.2.2.2 DOMINIO FRECUENCIAL

La simulación se hace con un una señal de modulación en rampa con un desplazamiento de pico de una longitud de onda de HeNe.

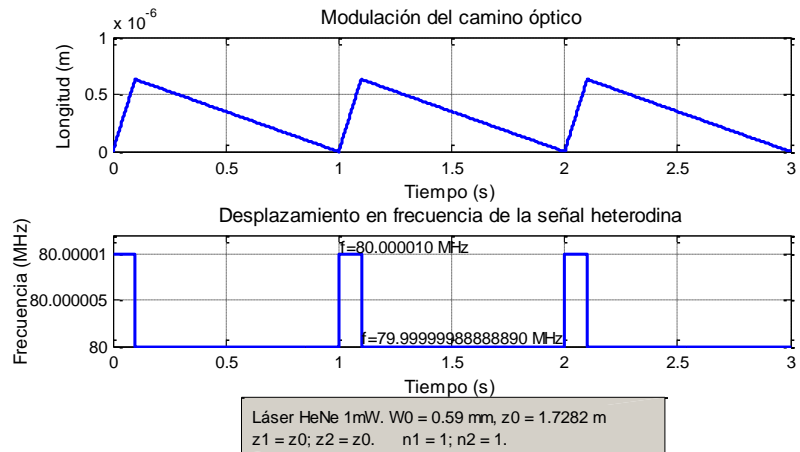


FIGURA II-51. MODULACIÓN DEL CAMINO ÓPTICO CON UN DESPLAZAMIENTO DE AMPLITUD DE PICO λ . DESPLAZAMIENTO EN FRECUENCIA DE LA SEÑAL HETERODINA

Se puede ver que la frecuencia asociada a la señal heterodina de salida aumenta en 10 Hz ($f = 80.000010$ MHz) en la zona donde la rampa de excitación tiene pendiente positiva de $10 \cdot \lambda$; y disminuye 1.11 Hz ($f = 79.99999988888890$ MHz) en la zona donde la rampa de excitación tiene pendiente negativa de $-1.11 \cdot \lambda$. Así, se pone de manifiesto la capacidad de un sistema heterodino para detectar el sentido en el que se produce la variación de fase, que se recuerda era una de las grandes ventajas de los sistemas heterodinos frente a los homodinos.

En la siguiente figura se representa la salida aproximada que se observaría en un analizador de espectro a lo largo del tiempo si se introdujese a la entrada la señal heterodina con la modulación del camino óptico utilizada en la Figura II-51:

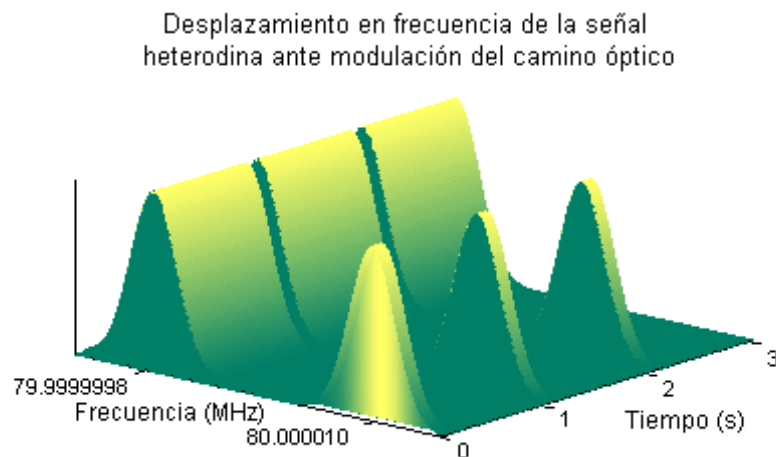


FIGURA II-52. DESPLAZAMIENTO EN FRECUENCIA DE LA SEÑAL HETERODINA ANTE MODULACIÓN DEL CAMINO ÓPTICO



5

CONCLUSIONES

En el presente capítulo se ha demostrado experimentalmente que el modelo Gaussiano es una buena descripción del perfil espacial de un haz láser. A partir de ello, se han desarrollado las expresiones de interferencia de haces Gaussianos, realizando simulaciones computacionales para ilustrar el perfil espacial de la señal interferencial producto de la interferencia de dos haces Gaussianos.

A continuación, se han tomado las expresiones del perfil espacial interferencial Gaussiano (función de las tres variables espaciales x, y, z y la variable temporal t), para estudiarlo desde dos puntos de vista. En primer lugar, se ha fijado un instante de tiempo para realizar un análisis estático del perfil espacial. Después, se ha fijado un punto del perfil espacial ($x = y = 0$) con el fin de realizar un estudio dinámico del mismo. En ambos casos se ha llegado a la conclusión, mediante estudio teórico y corroboración experimental, de que las expresiones del perfil espacial interferencial Gaussiano son válidas para la precisa definición de la interferencia de dos haces láser; y de que el interferograma a la salida del sistema es una valiosa fuente de información sobre la interferencia de los haces.

Mientras que la obtención de los interferogramas a partir de las ecuaciones y los características de los haces interferentes mediante simulación es un proceso directo, la inferencia de las características de los haces a partir del interferograma obtenido de forma experimental no lo es, puesto que las ecuaciones implicadas no son estrictamente invertibles. Esto da lugar a que mientras en un sentido los resultados son unívocos (simulación), en el sentido contrario (experimentación) no se puede obtener información de las características de la interferencia de forma trivial.

En este capítulo se ha presentado la metodología que permite utilizar el interferograma espacial y temporal homodinos como fuente de información sobre la interferencia de los haces láser. Además, se ha justificado en qué sentido un sistema heterodino puede mejorar este proceso de inferencia de la información a partir de los resultados experimentales a la salida del interferómetro.





Capítulo III

OPTIMIZACIÓN DE LA RESOLUCIÓN ESPACIAL EN INTERFEROMETRÍA HETERODINA. RECUPERACIÓN DEL FRENTE DE ONDA ESPACIAL INTERFERENCIAL



1

INTRODUCCIÓN

Los dos objetivos básicos de este proyecto son la optimización de la resolución espacial y temporal en sistemas interferométricos heterodinios con aplicación a medida de densidad electrónica en plasmas de fusión nuclear.

En este capítulo se trata el primero de ellos: la mejora de la resolución espacial. Para ello, se presentará una novedosa metodología de reconstrucción del frente de onda espacial interferencial heterodino con alta resolución espacial. Esta metodología se desarrollará y analizará en un montaje formado por un interferómetro heterodino Mach-Zender y un homodino Michelson compartiendo el brazo de medida. Éste último servirá como referencia para la validación de la estrategia de reconstrucción heterodina presentada.



FIGURA III-1. MONTAJES INTERFEROMÉTRICOS EMPLEADOS EN EL PROYECTO. INTERFEROMETRÍA HETERODINA-HOMODINA

Esta metodología permitirá obtener una **reconstrucción ideal del perfil espacial** estático a partir de muestras espaciales de fase, logrando resultados comparables a los obtenidos con métodos que cuentan con un número de muestras aproximadamente 100 veces mayor, todo ello aplicable a longitudes de onda espaciales como las esperadas en diagnóstico de densidad electrónica en plasmas de fusión.



Así, se conseguirá una metodología de reconstrucción tal que, empleando una frecuencia de muestreo espacial suficiente, consiga una interpolación ideal para las frecuencias espaciales esperadas en la aplicación final, lo cual aporta la gran ventaja de ampliar enormemente el rango de detectores multicanal que se pueden utilizar en el sistema, entre los que se encuentran los detectores de alta frecuencia empleados en sistemas heterodinos.

Como se verá en el capítulo dedicado a la optimización de la resolución temporal, es necesario un sistema detector con un alto ancho de banda para cumplir con los requisitos de resolución temporal. Este tipo de dispositivos ofrecen, a día de hoy, una capacidad de muestreo espacial que, gracias a la metodología de reconstrucción espacial desarrollada, será más que suficiente para la aplicación a medida espacial en plasmas de fusión.

La pretensión de este capítulo no se basa en la comparación del frente de onda con su forma Gaussiana teórica, sino en la reconstrucción del perfil espacial interferencial heterodino y el desarrollo de una metodología que permita una reconstrucción fiable, precisa y de alta resolución de frentes de onda espaciales heterodinos.

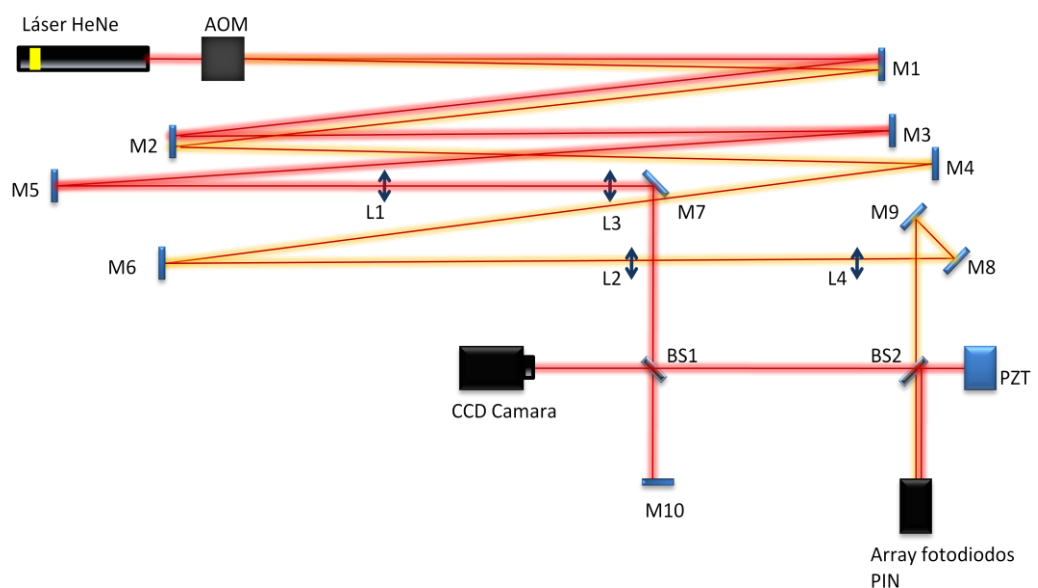
Para ello, se hace necesaria la calibración del frente de onda heterodino reconstruido, con el fin de validar su veracidad y precisión. Esta calibración se hace a través de la comparación con el frente de onda homodino, fácilmente medible con una cámara, y con brazo de medida común con el heterodino.

2

SISTEMA INTERFEROMÉTRICO HOMODINO- HETERODINO

El experimento implementado es una combinación de un interferómetro Michelson homodino y un Mach-Zender heterodino compartiendo el brazo de medida. La principal ventaja de este diseño es el hecho de contar con la señal homodina como señal de referencia y calibración para la medida de fase espacial de la señal heterodina.

La descripción esquemática de la configuración óptica del interferómetro homodino-heterodino se muestra en la Figura III-2:



**FIGURA III-2. CONFIGURACIÓN OPTOMECÁNICA DEL INTERFERÓMETRO HOMODINO-
HETERODINO**

En la Figura III-2, se puede apreciar como a la salida del láser (HeNe de 25 mW), el haz entra en un modulador acusto-óptico (AOM) de 80 MHz, que obtiene a la salida los distintos órdenes separados en frecuencia: orden 0 ($\Delta\nu = 0$), órdenes +1 y -1 ($\Delta\nu = \pm 80 \text{ MHz}$), órdenes +2 y -2 ($\Delta\nu = \pm 160 \text{ MHz}$), etc.

El orden 0 sale del AOM con la trayectoria con la que entró, mientras que el resto de órdenes sufren una cierta separación angular (creciente con el número de orden) con respecto al 0. En nuestro caso se utilizarán los órdenes 0 (rojo en la figura) y el +1 o -1 (amarillo en la figura), obteniendo dos haces separados 80 MHz en frecuencia y separados también espacialmente a la salida del AOM por un ángulo de unos 10 mrad.

Después, estos haces se propagan y pasan por un sistema telescópico (Figura III-3) formado por lentes de focales 50 mm y 100 mm. De esta forma se consigue que los frentes de onda queden expandidos y colimados, con una medida vertical del frente de onda de unos 20 mm, valor ligeramente inferior al diámetro de la óptica empleada (1 pulgada).



FIGURA III-3. SISTEMAS TELESCÓPICOS DE AMBOS BRAZOS DEL INTERFERÓMETRO

La triangulación introducida por los espejos M8 y M9 permite un ajuste preciso de la longitud recorrida por el haz heterodino, para igualarlo al del haz homodino. Esta longitud está en torno a los 5 m, y la diferencia entre ambos se ha conseguido reducir, de esta forma, por debajo de los 5mm.

El haz homodino es introducido en un interferómetro Michelson, con un brazo de referencia (M10) y uno de medida (PZT). Cuando el haz vuelve del brazo de medida, es separado en dos con un beam-splitter (BS2), haciendo que una parte de la luz vuelva al Michelson con la información del brazo de medida, y otra se recombine con el haz heterodino en el interferómetro Mach-Zender.

Así, el interferómetro Mach-Zender conforma el sistema heterodino del montaje, al recombinar un haz homodino (brazo de medida) con uno heterodino (brazo de referencia) en BS2.

A la salida del interferómetro homodino, se encuentra una cámara CCD, que actuará como detector homodino. Por su parte, el detector heterodino es un array de 35 fotodiodos PIN (véase Anexo 1), cuya elección será justificada en el Capítulo IV. Las metodologías de detección de ambos interferómetros serán descritas posteriormente en esta sección.

La idea de utilizar como señal de calibración la salida de un interferómetro homodino se fundamenta en, por una parte, el hecho de que al tener un bajo ancho de banda, se pueden emplear detectores de alta resolución espacial como cámaras CCD/CMOS; y por otra parte, al no estar modulada a alta frecuencia, puede ser detectada por el ojo humano, y servirá como una referencia visual para el delicado proceso de alineamiento del interferómetro.



FIGURA III-4. VISTA PANORÁMICA DEL INTERFERÓMETRO HOMODINO-HETERODINO EN FUNCIONAMIENTO

2.1 DETECCIÓN DEL FRENTA DE ONDA EN EL INTERFERÓMETRO HOMODINO

En capítulos anteriores se ha utilizado para la obtención del perfil espacial estático homodino un fotodiodo PIN de área de detección de 0.1 mm^2 para la medición punto a punto del frente espacial utilizando un soporte micrométrico y analizando de forma lineal la dimensión vertical del frente de onda. Para ello fue necesario asumir que el frente de onda permanecía invariante durante el tiempo que duraba la medida, lo cual se demostró que supone una fuente de error, pues el frente de onda sí variaba ligeramente debido a efectos externos durante el tiempo que duraba el barrido de medición.

Una solución al problema de estas variaciones es la estabilización del frente de onda mediante un sistema de realimentación que haga que el PZT compense efectos externos de baja frecuencia tales como derivas de temperatura, etc. Sin embargo, debe tenerse en cuenta que el sistema de estabilización solo es capaz de compensar variaciones hasta una frecuencia que será baja para permitir el buen funcionamiento del sistema de realimentación (en el caso del sistema implementado se elige una frecuencia de unos 30 Hz).

Otro aporte para solucionar los efectos externos de baja frecuencia, en especial las vibraciones, es el uso de una mesa óptica de mejor calidad que la empleada en el Capítulo II. En este caso se emplea una mesa óptica de granito (véase Figura III-4) que consigue absorber vibraciones externas de forma bastante eficiente hasta unos 100 Hz.

Una vez implementadas estas mejoras, que permiten utilizar la suposición de frente de onda estático con mayor firmeza, se decide que además sería conveniente contar con un detector que mida el frente de onda con una alta resolución en una sola captura, y no con un barrido de medición manual como con el fotodiodo PIN.

Por esta razón, se plantea el uso de un dispositivo de carga acoplada (CCD) para la medida del frente espacial homodino, que a pesar de no contar con un ancho de banda alto (aunque suficiente para la medición de un frente de onda homodino estático), ofrece una resolución de medida muy superior al de un sistema de alta frecuencia como los que se utilizan para sistemas heterodinios.

El modelo empleado es el 4910 de Cohu, cuyas características se destacan a continuación:

- Control automático de ganancia/Ganancia variable configurable por el usuario.
- Control de exposición variable.
- Gamma configurable.
- Señal monocroma.
- Sensor de 6.4 x 4.8 mm, con una resolución de 768 x 576 píxeles.

Puesto que la dimensión en la que se trabaja es la vertical, la cámara se coloca girada 90° con respecto a su posición normal, que se puede ver en la Figura III-5, donde el software no permite corregir rotaciones de la cámara. La pretensión de esto no es más que hacer coincidir la dimensión vertical que se quiere medir con la dimensión de mayor longitud del detector (6.4 mm).

El software utilizado permite la visualización en tiempo real de la imagen detectada por la CCD así como del perfil espacial asociado a la intensidad de esta imagen en el eje vertical (el de 6.4 mm), mostrando así simultáneamente el frente de onda de forma bidimensional y unidimensional (Figura III-5).

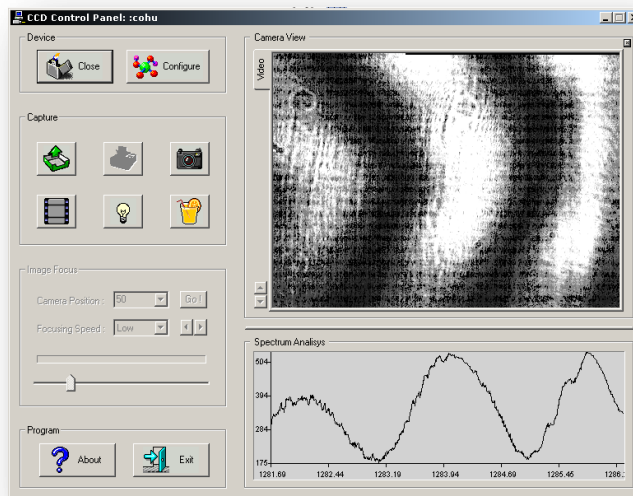


FIGURA III-5. VISUALIZACIÓN EN TIEMPO REAL DEL FRENTE DE ONDA HOMODINO BIDIMENSIONAL Y UNIDIMENSIONAL

La reconstrucción del frente de onda es lineal en la dimensión vertical. Sin embargo, en lugar de utilizar la gráfica unidimensional proporcionada por el software, que integra la dimensión horizontal completa (4.8 mm); se generará en Matlab otra visualización, a partir de la imagen bidimensional, que integre una longitud horizontal de 4.4 mm, que es el ancho de los elementos del array de fotodiodos utilizado en la detección heterodina (Figura III-6). De esta forma, los detectores de ambos interferómetros integran la intensidad óptica sobre una longitud de detección horizontal idéntica (4.4 mm).

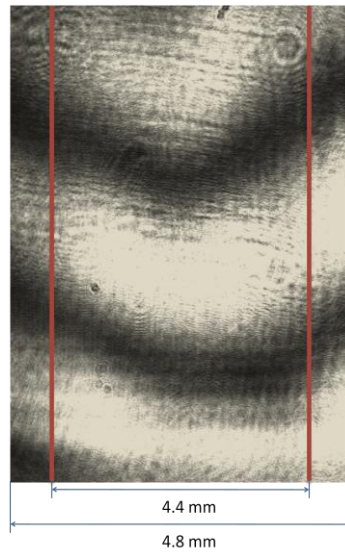


FIGURA III-6. SECCIÓN HORIZONTAL DE DETECCIÓN POSTPROCESADA

Tras la definición de la longitud horizontal a integrar, la imagen es procesada en Matlab obteniéndose una figura de intensidad proporcional al valor RGB de la imagen, que permitirá calcular el valor de fase normalizando la figura y haciendo el arccoseno. Para el ejemplo mostrado en este apartado, esta fase se muestra en la Figura III-7.

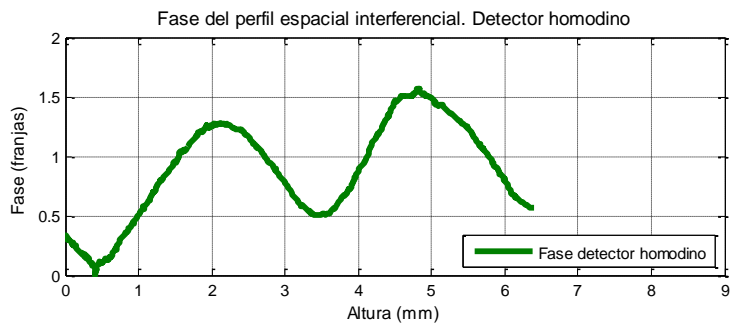


FIGURA III-7. FASE DEL PERFIL ESPACIAL HOMODINO

2.2 DETECCIÓN DEL FRENTE DE ONDA EN EL INTERFERÓMETRO HETERODINO

Como ya se adelantó en la descripción del sistema (Figura III-2), el detector empleado en el interferómetro heterodino es un array lineal de 35 fotodiodos PIN (véase Anexo 1). Este dispositivo tiene una resolución espacial de 1 mm, dada por la separación entre los canales de detección, lo que constituye un valor suficiente para la aplicación en medida de perfiles espaciales en plasmas de fusión.

Este array permitirá obtener muestras de intensidad óptica del perfil espacial heterodino en una dimensión (en este caso la vertical). Puesto que en el sistema heterodino la fase está modulada, se precisa de un detector de fase para obtener los valores de fase a partir de los de intensidad óptica. Los requerimientos de entrada del detector de fase harán que sea necesario un sistema de acondicionamiento de la señal posterior al detector. El sistema de detección completo será descrito con mayor detalle en el Capítulo IV.

Estos puntos de fase del perfil espacial del frente de onda heterodino serán el punto de partida para la reconstrucción que se presenta en este capítulo.

Como se verá en el próximo capítulo, el experimento homodino-heterodino utilizado para el desarrollo de este sistema de reconstrucción cuenta únicamente con tres canales de detección en el interferómetro heterodino, debido a la limitación de la electrónica de detección utilizada (detector de fase), implementada a baja escala de canales para verificar su viabilidad y funcionalidad de cara al sistema final. Por ello, la reconstrucción se realizará con tres canales, lo cual no supondrá impedimento alguno para generalizar la metodología desarrollada a sistemas con un mayor número de canales, pues la metodología desarrollada solo requiere a la entrada un número de muestras de fase para generar a la salida el perfil reconstruido de la longitud espacial equivalente a esas muestras.

Aunque el máximo número de canales para medición simultánea es tres, dado que el detector homodino mide una distancia vertical del frente de onda de 6.4 mm, se plantea la posibilidad de medir dos ventanas de tres canales con el array para reconstruir un frente de onda de unos 6 mm.

Para ello, el array de fotodiodos PIN Hamamatsu 4114-35Q se coloca en un soporte micrométrico, que permite su desplazamiento vertical en intervalos



de hasta 0.01 mm, con la finalidad de realizar un desplazamiento preciso de las ventanas de medición.

Se tomarán datos de dos o tres ventanas de tres canales que serán procesados en Matlab.

Como los resultados que se obtienen del detector de fase corresponden a la fase detectada en cada canal en un determinado intervalo de tiempo (0.5 s), en primer lugar se haya la media temporal de todos los canales. Una vez obtenida la fase media de los canales, se pasa al proceso de reconstrucción del perfil espacial de fase.

2.3 CALIBRACIÓN DE POSICIÓN DE LOS CANALES DE LOS DETECTORES HOMODINO-HETERODINO

Para asegurar que los detectores homodino y heterodino están midiendo la misma sección de los frentes de onda homodino y heterodino, se hace necesaria una calibración de altura previa al proceso de medida, especialmente si se tiene en cuenta que el frente de onda homodino es visible al ojo humano y el heterodino no, por lo que no se puede calibrar a simple vista la altura de detección de ambos frentes de onda.

Se propone una metodología consistente en colocar un obstáculo horizontal de 1 mm de grosor en el brazo de medida. Se colocará el obstáculo de forma que oculte un canal del array de fotodiodos, y se capturará la imagen correspondiente en la cámara CCD. Siguiendo el proceso canal por canal, se logra la correspondencia entre los canales de medida del array (muestras del frente de onda heterodino), y el intervalo en píxeles equivalente en el sensor CCD de la cámara (frente de onda homodino).

A continuación se presenta una de estas calibraciones. En ella, se toman las imágenes directamente desde el software de la CCD, es decir sin corregir la rotación de 90° de la cámara, lo cual se traduce en que el desplazamiento del obstáculo mostrado en la Figura III-8 es a lo largo de la dimensión horizontal, cuando en realidad corresponde a un desplazamiento a lo largo de la dimensión vertical.



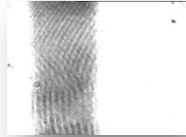
Ch.4



CH.5



Ch.6



Ch.7



Ch.8



Ch.9



Ch.10



Ch.11



Ch.12



Ch.13

FIGURA III-8. CORRESPONDENCIA DE ALTURA ENTRE CANALES Y POSICIÓN EN LA CCD

Al realizar la medida, los 3 canales de medida correspondientes (o 6 en el caso de usar dos ventanas), son calibrados también en términos de píxeles correspondientes en el sensor CCD, de forma que durante el postprocesado los frentes de onda homodinos y heterodinos puedan ser comparados de forma más precisa.



3

RECONSTRUCCIÓN DEL FRENTE DE ONDA HETERODINO

3.1 MÉTODOS DE INTERPOLACIÓN

La interpolación es el método más común para reconstruir una función a partir de sus muestras de forma aproximada o exacta.

Entre los principales métodos de interpolación aproximados se encuentran la interpolación lineal, por repetición, y otros más sofisticados como los de aplicación de funciones matemáticas complejas para ajustar los puntos con polinomios de alto orden.

Como único método de interpolación ideal aparece el conocido Teorema de Muestreo de Nyquist-Shannon (Oppenheim & Willsky, 1996) que demuestra que si la función ha sido muestreada a una frecuencia igual o superior al doble de la frecuencia de su armónico más alto, ésta puede ser reconstruida de forma exacta a partir de sus muestras mediante la siguiente fórmula:

$$x_r(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} x(nT) T \frac{\omega_c}{\pi} \operatorname{sinc} \left[\frac{\omega_c(t - nT)}{\pi} \right]$$

ECUACIÓN III-1

Sin embargo, la reconstrucción del frente de onda interferencial no es un problema en el dominio temporal, sino espacial. Mientras que para los métodos aproximados el paso de dominio temporal a espacial es trivial, permitiendo su aplicación directa para interpolación espacial; no ocurre lo



mismo en la interpolación ideal, donde debe recurrirse a la teoría de señales espaciales para obtener una ecuación de interpolación espacial ideal equivalente a la presentada en la Ecuación III-1 para el dominio temporal.

3.2 INTERPOLACIÓN ESPACIAL IDEAL: TEOREMA DE MUESTREO DE WHITTAKER-SHANNON

Una señal espacial bidimensional $g(x, y)$, puede escribirse en su versión muestreada $g_s(x, y)$ como sigue (Goodman, 1996):

$$g_s(x, y) = \text{comb}\left(\frac{x}{X}\right) \text{comb}\left(\frac{y}{Y}\right) g(x, y)$$

ECUACIÓN III-2

Donde X e Y son los periodos de muestreo espaciales en las dimensiones x e y respectivamente.

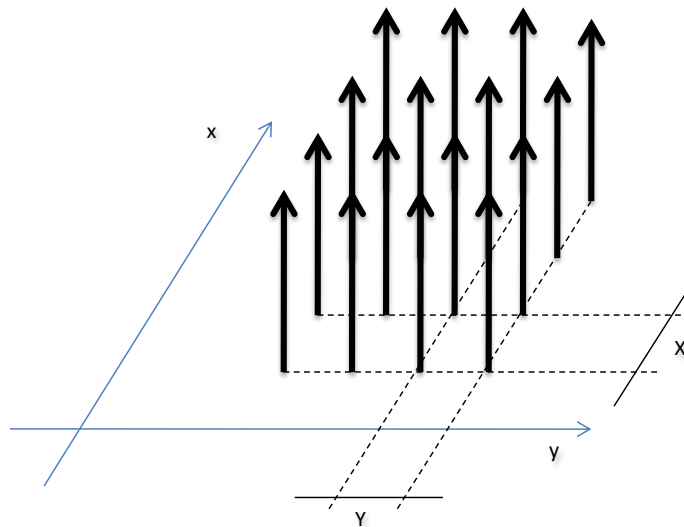


FIGURA III-9. TREN BIDIMENSIONAL DE FUNCIONES DELTA PARA EL MUESTREO DE LA SEÑAL ESPACIAL

La función g_s , de esta forma, consiste en un array de funciones delta, espaciadas una distancia X en la dimensión x y una distancia Y en la dimensión y , siendo el área bajo cada función delta proporcional al valor de la función g en ese punto. De acuerdo a las propiedades de la transformada bidimensional de Fourier, el espectro G_s de g_s puede obtenerse a partir de la convolución de la transformada de Fourier de los trenes de deltas con la transformada de Fourier de la función g :

$$G_s(f_x, f_y) = \mathcal{F} \left\{ \text{comb} \left(\frac{x}{X} \right) \text{comb} \left(\frac{y}{Y} \right) \right\} \otimes G(f_x, f_y)$$

ECUACIÓN III-3

Siendo f_x, f_y las variables correspondientes a la dimensión frecuencial espacial de x, y .

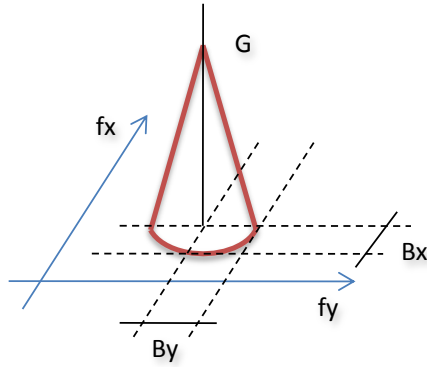


FIGURA III-10. ESPECTRO G DE LA SEÑAL ESPACIAL g

Sabiendo que:

$$\begin{aligned} \mathcal{F} \left\{ \text{comb} \left(\frac{x}{X} \right) \text{comb} \left(\frac{y}{Y} \right) \right\} &= XY \text{comb}(Xf_x) \text{comb}(Yf_y) \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta \left(f_x - \frac{n}{X}, f_y - \frac{m}{Y} \right) \end{aligned}$$

ECUACIÓN III-4

El espectro G_s puede escribirse de la siguiente forma:

$$G_s(f_x, f_y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} G \left(f_x - \frac{n}{X}, f_y - \frac{m}{Y} \right)$$

ECUACIÓN III-5

Ya que la función g se supone limitada en banda, su espectro G es distinto de cero sólo en una región finita R del dominio frecuencial espacial. Como se establece en la Ecuación III-5, esta región distinta de cero puede construirse sobre cada punto $\left(\frac{n}{X}, \frac{m}{Y} \right)$ del dominio frecuencial. Sin embargo, para que los espectros de la señal en estos puntos no se solapen entre sí, los periodos frecuenciales espaciales $\frac{1}{X}, \frac{1}{Y}$ deben ser suficientemente grandes, lo cual se traduce en unos periodos espaciales X, Y lo suficientemente pequeños.

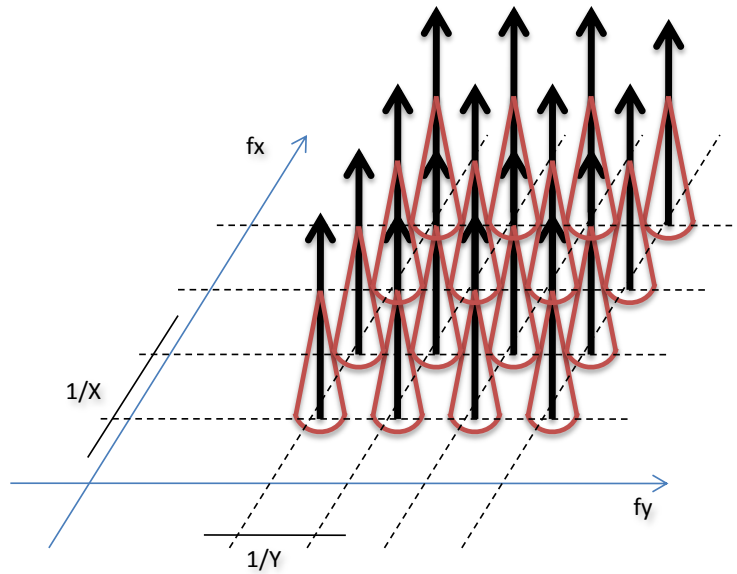


FIGURA III-11. ESPECTRO G_s DE LA SEÑAL ESPACIAL g_s

De esta forma, los periodos frecuenciales espaciales $\left(\frac{1}{X}, \frac{1}{Y}\right)$ deben ser mayores o iguales que dos veces la mayor componente frecuencial que aparece en el espectro en la dimensión correspondiente (B_x, B_y) .

Si se cumple esto, que no es más que el Teorema de Muestreo de Nyquist aplicado al dominio espacial, se podría recuperar el espectro G a partir de G_s mediante la aplicación a g_s de un filtro lineal invariante que transmita únicamente los términos $n = 0, m = 0$ de la Ecuación III-5 excluyendo perfectamente todos los demás términos y obteniendo la función g original.

Una función en el dominio frecuencial espacial que cumpliría con este concepto de filtrado paso bajo ideal sea cual sea la región R es la función rect bidimensional:

$$H(f_x, f_y) = \text{rect}\left(\frac{f_x}{2B_x}\right) \text{rect}\left(\frac{f_y}{2B_y}\right)$$

ECUACIÓN III-6

La aplicación del filtro en el dominio frecuencial espacial sería:

$$G(f_x, f_y) = G_s(f_x, f_y) \text{rect}\left(\frac{f_x}{2B_x}\right) \text{rect}\left(\frac{f_y}{2B_y}\right)$$

ECUACIÓN III-7

Que traducido al dominio espacial es:

$$g(x, y) = \text{comb}\left(\frac{x}{X}\right) \text{comb}\left(\frac{y}{Y}\right) g(x, y) \otimes \mathcal{F}^{-1}\{H(f_x, f_y)\}$$

ECUACIÓN III-8

Teniendo en cuenta:

$$\text{comb}\left(\frac{x}{X}\right) \text{comb}\left(\frac{y}{Y}\right) g(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} g(nX, mY) \delta(x - nX, y - mY)$$

ECUACIÓN III-9

$$\mathcal{F}^{-1}\{H(f_x, f_y)\} = 4B_x B_y \text{sinc}(2B_x) \text{sinc}(2B_y)$$

ECUACIÓN III-10

Se obtiene la expresión final para la reconstrucción ideal de una señal espacial bidimensional a partir de sus muestras:

$$g(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} g\left(\frac{n}{2B_x}, \frac{m}{2B_y}\right) \text{sinc}\left(2B_x\left(x - \frac{n}{2B_x}\right)\right) \text{sinc}\left(2B_y\left(y - \frac{m}{2B_y}\right)\right)$$

ECUACIÓN III-11

Este resultado, conocido como Teorema de Whittaker-Shannon, establece que la reconstrucción exacta de una señal limitada en banda (espacial) puede ser conseguida a partir de sus muestras convenientemente separadas mediante la suma de filtros interpoladores tipo *sinc* centrados en las muestras y multiplicados por su valor.

Cabe señalar que existen distintas versiones de este Teorema modificando la rejilla de muestreo o el filtro interpolador. El resultado obtenido anteriormente corresponde al caso típico de rejilla de muestreo rectangular y filtro paso bajo ideal.

3.3 APLICACIÓN DEL TEOREMA DE WHITTAKER-SHANNON EN LA RECUPERACIÓN DEL FRENTE DE ONDA

En primer lugar, debe particularizarse el Teorema para el caso espacial unidimensional, pues la detección efectuada se basa en un eje unidimensional en la dirección vertical. Tomando x como la dirección vertical, la expresión se reduce a:

$$g(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} g\left(\frac{n}{2B_x}\right) \text{sinc}\left(2B_x\left(x - \frac{n}{2B_x}\right)\right)$$

ECUACIÓN III-12

En la recuperación que se pretende implementar, $g(x)$ es la función que describe el perfil espacial interferencial del frente de onda, siendo por tanto el resultado buscado. La expresión $g\left(\frac{n}{2B_x}\right)$ corresponde a las muestras tomadas del frente de onda, con una frecuencia de muestreo espacial de $2B_x^{-1}$.

A continuación, y como ejemplo para ilustrar las expresiones obtenidas, se estudiará una medida de fase del frente de onda realizada con el detector homodino (la misma medida que la utilizada en el apartado 2.1, Figura III-7), con el fin de determinar si la resolución espacial de medida del detector heterodino es suficiente para aplicar la reconstrucción ideal de Whittaker-Shannon. La frecuencia de muestreo espacial del detector homodino (CCD CoHu 4910) es de 120 muestras/mm, mientras que la del detector heterodino (array lineal de fotodiodos Hamamatsu 4114-35Q) es de 1 muestra/mm.

A partir de la medida homodina mostrada en la Figura III-12, que nuevamente pone de manifiesto su utilidad como medio de calibración de la metodología desarrollada, podemos observar cual es la frecuencia espacial esperada en los frentes de onda a medir:

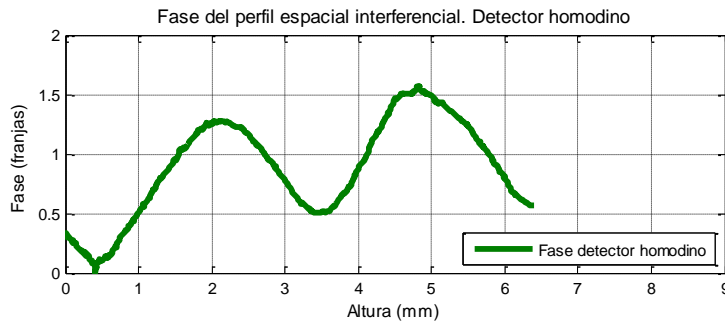


FIGURA III-12. FRENTE DE ONDA MEDIDO CON EL DETECTOR HOMODINO

En la se puede apreciar que el armónico principal (muy dominante sobre los demás) tiene una frecuencia espacial de aproximadamente $1/3 \text{ mm}^{-1}$, lo cual puede analizarse de forma más precisa a partir de su espectro:

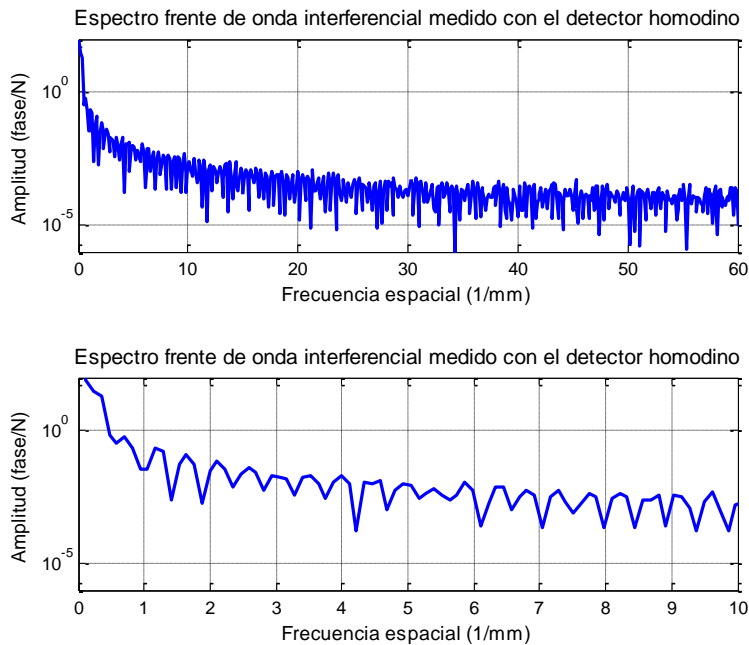


FIGURA III-13. ESPECTRO DEL FRENTE DE ONDA MEDIDO CON EL DETECTOR HOMODINO.
RANGO COMPLETO DE FRECUENCIA Y DETALLE

A partir del espectro (Figura III-13), sí podemos determinar exactamente las frecuencias espaciales esperadas en el sistema. Por un lado encontramos componente continua, que no tiene mucha relevancia por tratarse simplemente de una fase inicial; y por otro, armónicos principalmente a 0.35 mm^{-1} , que serán las frecuencias que el sistema de detección heterodino debe ser capaz de recuperar.

Puesto que la frecuencia de muestreo del detector heterodino (1 mm^{-1}) es mayor que el doble de la frecuencia de este armónico (0.35 mm^{-1}), se puede afirmar que para este caso, el sistema de detección heterodino desarrollado cuenta con una resolución espacial lo suficientemente alta como para permitir una recuperación ideal del perfil espacial del frente de onda interferencial a partir de sus muestras mediante el Teorema de Whittaker-Shannon.

Aunque la señal de fase presentada es un caso particular, se trata de un ejemplo elegido por ser representativo de las frecuencias espaciales esperadas en el sistema.

El perfil espacial esperado en un interferómetro con longitud de brazos similar y alineamiento correcto fue simulado en el capítulo II, mostrando ser un perfil aproximable por una curva Gaussiana. En la aplicación a medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión nuclear, se esperan perfiles espaciales ligeramente distintos, debido a la diferencia de longitud de brazos y a los efectos del plasma. Estos perfiles, en general, presentarán frecuencias espaciales similares a las presentes en el ejemplo que ilustra este apartado, por lo que se puede afirmar que la resolución espacial del detector heterodino empleado es suficiente para la recuperación de los perfiles espaciales asociados a medición de densidades electrónicas en plasmas de fusión, todo ello empleando el Teorema de Whittaker-Shannon de interpolación ideal a partir de las muestras de fase.



4

RESULTADOS

Siguiendo la metodología presentada en el apartado 3, se realizan una serie de medidas de fase utilizando el experimento homodino-heterodino descrito en la Figura III-2. Las reconstrucciones de estas muestras de fase pueden quedar sintetizadas en dos resultados. El primero mide la parte central de un frente espacial interferencial perfectamente alineado, pero sin una referencia de longitud de onda espacial. El segundo resultado, pretende establecer una comparación más precisa del frente de onda heterodino y homodino, a través de un desalineamiento vertical que da lugar a un frente de onda espacial interferencial formado por franjas casi horizontales.

Ambos resultados, en especial el segundo, permitirán validar la metodología desarrollada para la reconstrucción ideal del perfil espacial interferencial heterodino.

4.1 MEDIDAS EXPERIMENTALES (I)

La primera serie de medidas plantea la caracterización de un interferograma estático con propagación colineal de los haces y manteniendo la longitud de los dos brazos similar, tal y como aparece en la Figura III-2 (Acedo, Pedreira, Criado, Lamela, Sánchez, & Sánchez, High spatial resolution laser two-color heterodyne interferometer for density profile measurements in the TJ-II Stellarator, 11-15 May 2008). Dado que se trata de una primera aproximación a la caracterización del frente de onda, simplemente se utiliza interpolación polinómica para la reconstrucción, puesto que al no aparecer referencia clara de periodo espacial, no constituye un frente de onda representativo para demostrar la funcionalidad de la metodología de reconstrucción desarrollada.

El resultado de esta primera fase se presenta en la Figura III-14, donde aparecen dos reconstrucciones del frente de onda heterodino y el frente de onda homodino:

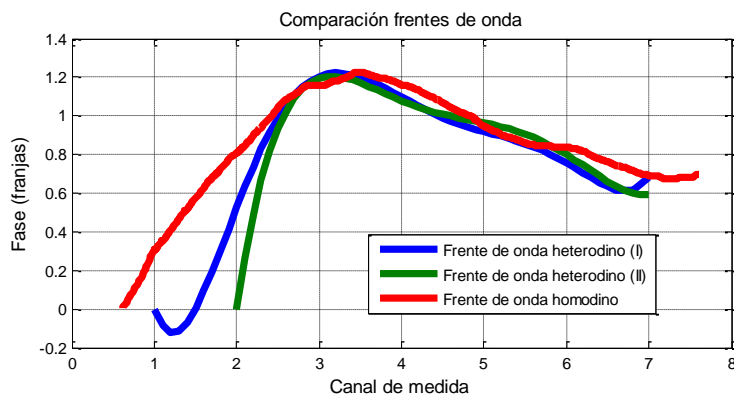


FIGURA III-14. COMPARACIÓN FRETE DE ONDA HOMODINO Y HETERODINO

Para comprobar la veracidad de la suposición de frente de onda estático, se utiliza el PZT para provocar una variación longitudinal en el brazo de medida y ver en qué medida el frente de onda permanece estable. En la Figura III-2 se puede ver como el PZT está situado en el brazo de medida común. Para ejercer una variación longitudinal, se aplica al PZT una señal en rampa como la empleada en las simulaciones del Capítulo II, que provoca un movimiento longitudinal del PZT de baja frecuencia (en este caso sobre un Hz). Las dos reconstrucciones heterodinas de la Figura III-14 corresponden a dos momentos en el tiempo durante la aplicación de la señal en rampa al PZT.

El hecho de que ambas señales heterodinas sean muy parecidas, hace que se pueda afirmar que el frente de onda permanece estable ante variaciones longitudinales del brazo de medida.

Por otra parte, se puede apreciar que los frentes de onda reconstruidos a partir de la señal heterodina se asemejan bastante al frente de onda de referencia medido por el detector homodino, es decir, ambos detectores están midiendo lo que parece el mismo frente de onda.

El inconveniente de esta medida, como ya se comentó anteriormente, es que no se puede establecer una comparación exacta entre ambos frentes de onda, pues aparece un máximo pero no un mínimo, que permitiría comparar la longitud de onda espacial medida con los procedimientos homodino y heterodino, y de esta forma realizar una calibración más precisa y fiable de la metodología de reconstrucción.

La solución pasaría por buscar una zona donde exista al menos un máximo y un mínimo. En el Capítulo II, las simulaciones realizadas sobre el frente de onda interferencial hacen pensar que la forma de hacer aparecer máximos y mínimos en el frente de onda espacial es hacer que uno de los brazos recorra una distancia mucho mayor que la del otro. En la configuración actual eso supondría una modificación completa de todo el sistema, lo que no se antoja como una solución deseable.

4.2 MEDIDAS EXPERIMENTALES (II)

La motivación para realizar las medidas sobre un frente de onda que presente máximos y mínimos es la de permitir una calibración más precisa de los frentes de onda heterodinos recuperados para solventar el problema aparecido en el experimento 4.1; pero principalmente, el objetivo consiste en la aproximación a la aplicación real de medida en plasmas de fusión.

Ya fue comentado en 3.3 el hecho de que en la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión se esperan perfiles espaciales algo diferentes al de una sola curva Gaussiana y que contendrán varias frecuencias espaciales que en la mayoría de los casos no serán mayores que 0.5 mm^{-1} . Ésta es la razón principal por la que se busca una señal donde aparezcan máximos y mínimos con determinadas frecuencias espaciales, y por la que el frente de onda de la Figura III-14 no constituye un ejemplo representativo de la aplicación a la que se destina la metodología de reconstrucción desarrollada.

Una forma de hacer aparecer máximos y mínimos en el frente de onda sin alterar de forma significativa la configuración óptica del sistema consiste en colocar una lente de gran focal en uno de los brazos para simular que uno de los haces recorre una distancia mucho mayor, haciendo aparecer franjas circulares como las presentadas en las simulaciones del Capítulo II.

Sin embargo, como el sistema unidimensional integra en la dimensión horizontal, se propone otro método consistente en practicar un desalineamiento vertical en uno de los brazos para hacer aparecer franjas casi horizontales (Acedo, Pedreira, Criado, Lamela, Sánchez, & Sánchez, Calibration of a High Spatial Resolution Laser Two-Color Heterodyne Interferometer for Density Profile Measurements in the TJ-II Stellarator, 2008). Este desplazamiento transversal será controlado para que las franjas que aparezcan sean elipses (véase Capítulo II.3.2) con una relación entre eje mayor y menor grande, lo que se traducirá en el interferograma en las susodichas franjas casi horizontales.

Este desalineamiento consiste en inclinar levemente la trayectoria del haz de medida del brazo común a ambos interferómetros, para provocar el mismo desalineamiento en los frentes de onda homodino y heterodino. Se trataría de alinear perfectamente ambos interferómetros para después provocar un ligero desplazamiento vertical en el brazo común que haga aparecer en los frentes de onda homodino y heterodino las mismas franjas horizontales.

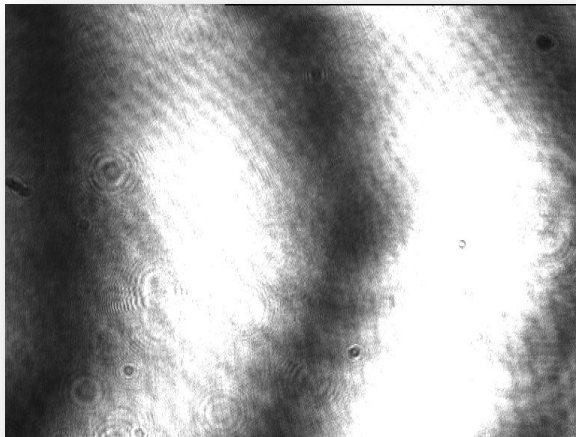


FIGURA III-15. FRENTE DE ONDA HOMODINO CON DESPLAZAMIENTO VERTICAL DEL HAZ DE MEDIDA

Este desalineamiento hace aparecer unas franjas con un periodo espacial relativamente pequeño (analizado en el apartado 3.3), que permitirán ilustrar la eficacia, precisión y robustez de la metodología de recuperación de frentes de onda heterodinos de alta resolución desarrollada.

A continuación, se presentan las comparaciones del frente de onda medido con el detector homodino con reconstrucciones del frente de onda medido con el heterodino a partir de las muestras.

4.2.1 INTERPOLACIONES APROXIMADAS

Una vez obtenidas las muestras de fase de varios canales de detección heterodino a partir del experimento de la Figura III-2 y del perfil espacial homodino, se realizan las reconstrucciones empleando diversos métodos.

Se comenzará a analizar las prestaciones de los métodos de interpolación aproximada más conocidos, para después emplear la interpolación ideal presentada en el apartado 3.2.

En primer lugar, se aplican los métodos de interpolación aproximada más sencillos, como son el lineal y el de repetición. Se puede observar en la Figura III-16 que las interpolaciones son capaces de seguir los cambios de pendiente y de aproximar las posiciones de los máximos y los mínimos. A pesar de ello, las diferencias con el perfil espacial real (representado por la referencia homodina) son notables. Puesto que no son métodos que reconstruyan fielmente la forma de onda original, en principio no serán aplicables a la metodología desarrollada.

Fase del perfil espacial interferencial. Fase detector homodino y fase recuperada detector heterodino mediante interpolaciones lineal y por repetición

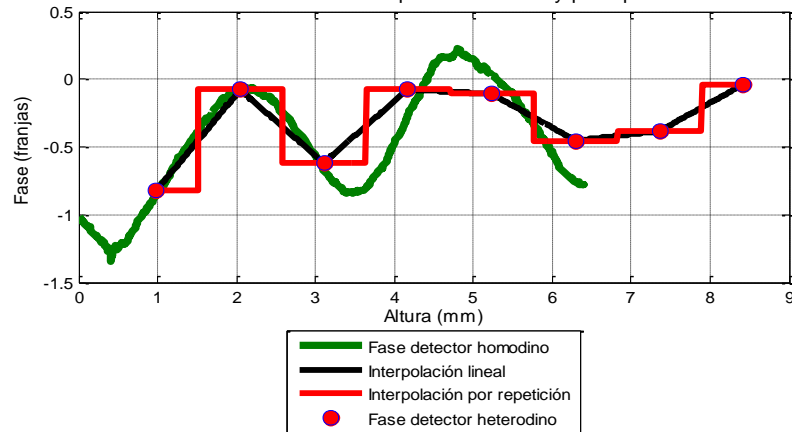


FIGURA III-16. INTERPOLACIONES LINEAL Y POR REPETICIÓN

Otros métodos de interpolación aproximada serían los de ajuste polinómico. Al contar con 8 muestras de fase, se utilizarán ajustes de 7º, 6º, 5º y 4º grado. Estas interpolaciones se muestran junto con el perfil espacial de referencia en la Figura III-17.

Se puede ver que utilizando polinomios de grado suficientemente alto, en este caso 7º y 6º grado, la reconstrucción consigue una forma de onda aproximada al frente de onda original, aunque aún con diferencias significativas. Sin embargo, según descende el grado del polinomio de ajuste, la interpolación pierde precisión, hasta el punto de obtenerse reconstrucciones sin apenas parecido con el perfil espacial (véase ajuste de 4º orden). Por esta razón, sólo podrían ser factibles de uso con prestaciones válidas los ajustes de alto grado, entendiéndose por alto grado los más próximos al grado máximo (número de muestras menos uno), lo que conlleva un problema de coste computacional cuando el número de muestras sea alto

Fase del perfil espacial interferencial. Fase detector homodino y fase recuperada detector heterodino mediante interpolaciones polinómicas de 7º, 6º, 5º y 4º grado

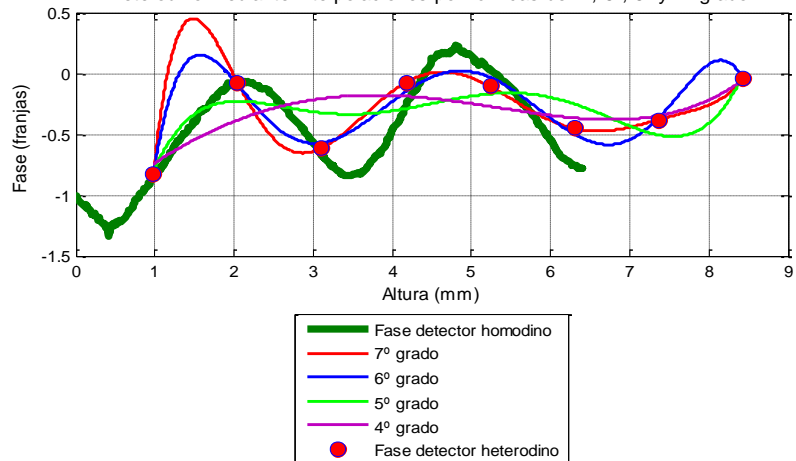


FIGURA III-17. INTERPOLACIONES POLINÓMICAS

También se realizan interpolaciones empleando los métodos de interpolación “piecewise cubic spline” y “shape-preserving piecewise cubic”. Se trata de técnicas de interpolación aproximada implementadas en el paquete Matlab, que como se puede apreciar en la Figura III-18, logran una recuperación bastante cercana al perfil original, ajustando el perfil espacial real con bastante más precisión que otros métodos aproximados, en especial el método “piecewise cubic spline”, que presenta un comportamiento algo menos abrupto que el “shape-preserving piecewise cubic”.

Dadas la precisión de estos métodos, serán los empleados en los casos donde la frecuencia espacial a medir sea tan pequeña que no permita emplear la interpolación ideal.

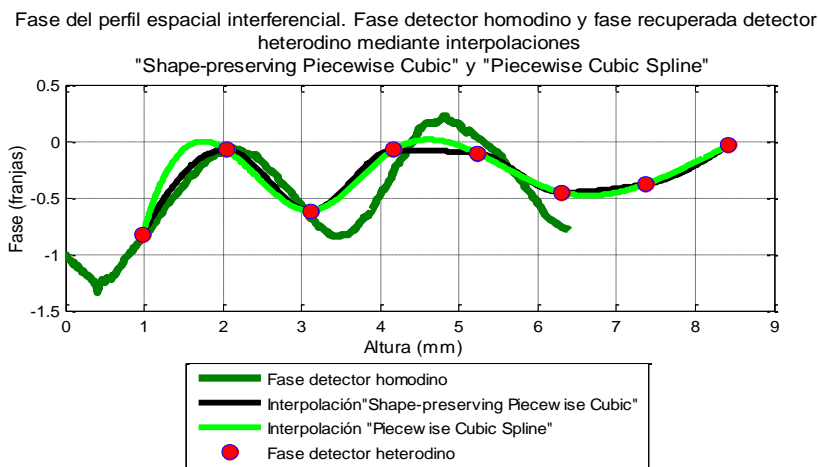


FIGURA III-18. INTERPOLACIONES “PIECEWISE CUBIC SPLINE” Y “SHAPE-PRESERVING PIECEWISE CUBIC”

4.2.2 INTERPOLACIÓN IDEAL

Por último, se implementa el Teorema de Whittaker-Shannon descrito anteriormente en el apartado 3.2 para realizar la interpolación ideal a partir de las muestras de fase. Este método será la aportación principal a la metodología de reconstrucción desarrollada en este capítulo.

El algoritmo de reconstrucción ideal comienza con la creación de un tren de sincs centradas en las muestras y con una anchura tal que tenga los cruces por cero en el resto de muestras, tal y como se muestra en la Figura III-19.

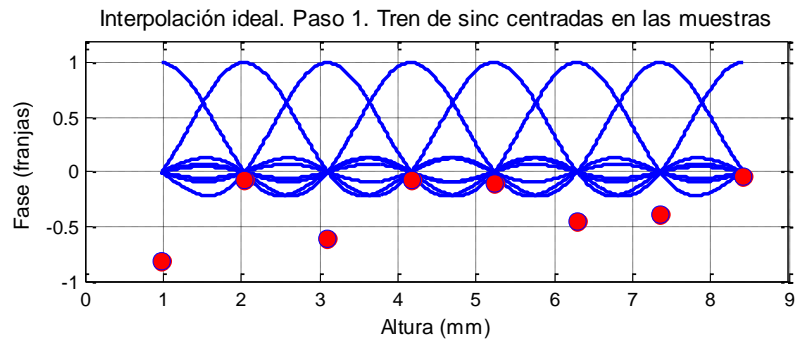


FIGURA III-19. INTERPOLACIÓN IDEAL. PASO 1. TREN DE SINCS CENTRADAS EN LAS MUESTRAS

Una vez creado el tren de sincs con la anchura adecuada, se pesan el tren de sincs con los valores de las muestras correspondientes, obteniendo un conjunto de sincs de distinta amplitud como el que aparece en la Figura III-20.

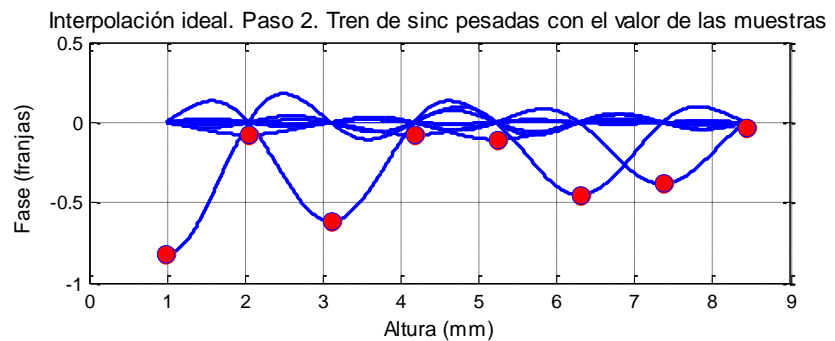


FIGURA III-20. INTERPOLACIÓN IDEAL. PASO 2. TREN DE SINCS PESADAS CON EL VALOR DE LAS MUESTRAS

El último paso consiste en sumar todas estas sincs, obteniéndose la interpolación ideal deseada, que se muestra en la Figura III-21 junto con la referencia homodina del perfil espacial interferencial y las muestras de fase heterodinas a partir de las cuales se realiza la reconstrucción del frente de onda.

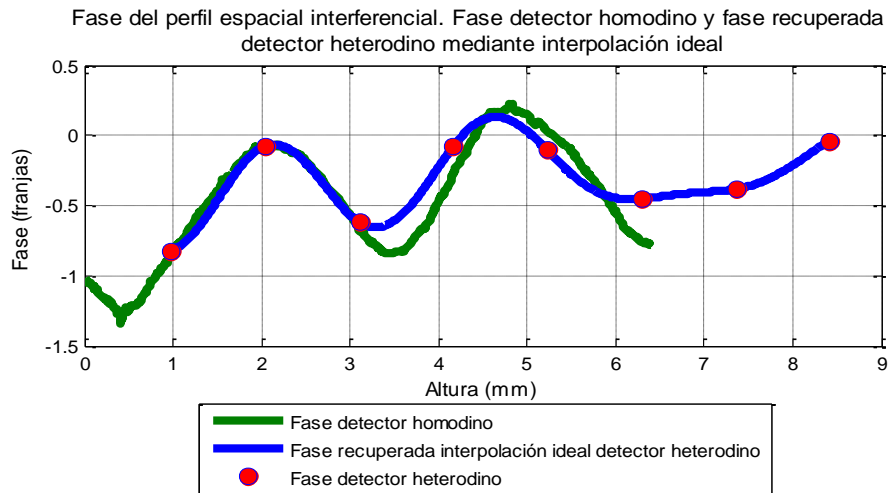


FIGURA III-21. INTERPOLACIÓN IDEAL WHITTAKER-SHANNON

Como se puede apreciar, el método de interpolación ideal reconstruye el frente de onda con una precisión que está muy por encima de la de métodos de interpolación aproximados. La fidelidad de esta reconstrucción con respecto al frente de onda real (referencia homodina) demuestra las ventajas que aporta el uso del método de interpolación ideal frente a otros métodos de interpolación, y justifica el desarrollo de la metodología de reconstrucción en base a la interpolación ideal empleando el Teorema de Whittaker-Shannon.

Ante estos resultados, se decide integrar el método de interpolación ideal como pilar fundamental de la metodología desarrollada para la recuperación del frente de onda del perfil espacial interferencial heterodino.

En aquellos casos en los que sea necesario medir frecuencias espaciales en las que no se pueda aplicar la interpolación ideal, se recurriría a interpolación aproximada “piecewise cubic spline”, que es el método aproximado que mejor ajusta la curva recuperada a la señal original. No obstante, los requerimientos del sistema, en general, se verán satisfechos con la alta resolución espacial del detector heterodino, permitiendo en la gran mayoría de los casos reconstrucciones ideales.

Un hecho significativo es que para las frecuencias espaciales esperadas, el detector heterodino, con una resolución espacial de 1 muestra/mm, consigue unos resultados prácticamente idénticos a los que se consiguen con el detector homodino, que cuenta con una resolución espacial de 120 muestras/mm.

Esto aporta la crucial **ventaja de poder utilizar detectores de alta frecuencia** para el interferómetro heterodino logrando reconstrucciones de alta resolución espacial como la de la Figura III-21, puesto que no existen cámaras CCD o dispositivos similares en resolución espacial que puedan funcionar a las frecuencias típicas de modulación heterodina.

5

CONCLUSIONES

En el presente capítulo se ha desarrollado una metodología de reconstrucción ideal del frente espacial interferencial heterodino para medida de densidad electrónica en plasmas de fusión, verificando su validez mediante resultados experimentales.

La metodología desarrollada se muestra como un sistema **fiable, escalable y preciso**, que se posiciona como un sistema óptimo para aplicaciones de medida general de longitudes de onda espacial mayores que 0.5 mm (valor limitado por la resolución espacial del detector empleado) en sistemas heterodinios, y en particular para medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión.

Las dos ventajas principales de esta metodología son la **precisión** aportada por el uso de la **interpolación ideal** basada en el teorema de Whittaker-Shannon, y las prestaciones derivadas de su **aplicación a medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión**, donde las frecuencias espaciales presentes hacen que se puedan lograr resultados comparables a los que se obtienen con detectores que utilizan un número de muestras aproximadamente 100 veces mayor.

Esto deriva en la posibilidad de emplear detectores de alta frecuencia, necesarios para la detección del frente de onda heterodino para reconstrucción de perfiles espaciales con alta resolución espacial. Estos dispositivos tienen resoluciones espaciales mucho menores que detectores de baja frecuencia como puedan ser las cámaras CCD o CMOS empleadas en detección homodina, sin embargo, con la aplicación de la metodología desarrollada en este capítulo, logran reconstrucciones de alta resolución similares para las frecuencias espaciales presentes en diagnóstico de densidad electrónica en plasmas de fusión.

Como último apunte, cabe mencionar que las ventajas y prestaciones de esta metodología han dado lugar a su elección como sistema de reconstrucción espacial en el interferómetro de medida de densidad electrónica del sistema TJ-II, ubicado en el Laboratorio Nacional de Fusión por Confinamiento Magnético del CIEMAT.





Capítulo IV

OPTIMIZACIÓN DE LA RESOLUCIÓN TEMPORAL EN INTERFEROMETRÍA HETERODINA



1

INTRODUCCIÓN

En el capítulo anterior se trató el primero de los dos aspectos básicos desarrollados en este proyecto: la optimización de la resolución espacial en interferometría heterodina mediante el desarrollo de una novedosa metodología de reconstrucción del frente de onda espacial interferencial. En este capítulo, los esfuerzos se centrarán en la mejora de la resolución temporal en la medida de fase en interferometría heterodina.

Como ya se comentó en el Capítulo II, la interferometría heterodina consiste en una modulación en fase del interferograma mediante el desplazamiento en frecuencia de uno de los brazos del interferómetro. La expresión de la intensidad óptica de la salida de un interferómetro heterodino, descrita en la Ecuación II-29, sirve de base para la obtención del interferograma a partir de la demodulación mediante un detector de fase.

De esta forma, el detector de fase constituye una de las principales cuestiones a tratar en la detección heterodina y en la optimización temporal de la misma. La resolución de fase que ofrezca el detector de fase a su salida dependerá del dispositivo en sí, pero también de las características de la señal a la entrada del detector de fase.

Por esta razón debe tratarse cuidadosamente, por un lado, el **diseño del detector de fase** para que ofrezca unas prestaciones adecuadas de resolución de fase; y por otro, ciertos parámetros de la señal a su entrada, que limitarán la resolución de fase que se obtenga con el detector y que son la **relación señal a ruido** y el **crosstalk** con que la señal llega al detector de fase.

Además de resolución de fase, debe ser optimizada la resolución temporal, con el fin de obtener un sistema con el ancho de banda suficiente para seguir las variaciones esperadas en el plasma, que están en torno a algunas decenas de kHz, aunque pueden llegar a alcanzar órdenes de 200 KHz durante la inyección de pellets, caso que no será ilustrativo de las frecuencias esperadas en el sistema, y por tanto no será tenido en cuenta en términos de objetivos de resolución temporal. Esta mejora de la resolución temporal vendrá dada por el uso de un ancho de banda lo suficientemente alto.

Sin embargo, debe establecerse un equilibrio entre los requisitos de SNR (disminución del ancho de banda) y resolución temporal (aumento del ancho de banda), para conseguir al menos la resolución de fase objetivo (1/1000 de franja) ante variaciones relativamente rápidas.

De esta forma, la optimización de la resolución temporal en la detección heterodina se centra en tres cuestiones básicas: diseño del detector de fase, aseguramiento de un nivel SNR a la entrada del detector suficiente y minimización del crosstalk presente en la señal, y adecuado ancho de banda. Las dos últimas se conseguirán mediante un adecuado diseño e implementación de la electrónica de detección y acondicionamiento de la señal del sistema.



FIGURA IV-1. MONTAJES INTERFEROMÉTRICOS EMPLEADOS EN EL PROYECTO.
INTERFEROMETRÍA HETERODINA-HOMODINA

El objetivo, por tanto, será desarrollar un sistema de detección que mejore la resolución temporal hasta el punto de conseguir una resolución de fase de al menos $1/1000$ de franja ante variaciones rápidas, lo cual requiere el uso de un detector de fase con prestaciones de resolución de fase suficientes; y el uso de una electrónica de acondicionamiento y detección con un ancho de banda adecuado, y que permita la obtención de una SNR mínima a la entrada del detector de fase. Además, este sistema de detección se diseñará y elegirá con el objetivo de minimizar el crosstalk electrónico y óptico.

Para el desarrollo y validación de un sistema de detección que optimice la resolución temporal de un sistema interferométrico heterodino, se retoma el experimento homodino-heterodino empleado en el capítulo anterior.

En este caso, el interferómetro homodino del sistema de brazo de medida común también sirve como referencia para la validación del sistema desarrollado para el sistema heterodino.

Debe tenerse en consideración que este desarrollo debe ser completamente escalable a un mayor número de canales y contar con contrastada fiabilidad y precisión, con el fin de enlazar los resultados de fase a la salida de este sistema de detección con el sistema de reconstrucción del frente de onda interferencial desarrollado en el Capítulo III.

2

SISTEMA INTERFEROMÉTRICO HOMODINO- HETERODINO

El experimento implementado es el empleado en el capítulo anterior y consiste en una combinación de un interferómetro Michelson homodino y un Mach-Zender heterodino, compartiendo el brazo de medida. La principal ventaja de este diseño es el hecho de contar con la señal homodina como señal de referencia y calibración para la medida de fase de la señal heterodina.

Ahora, la referencia homodina permitirá, por un lado, una clara referencia visual de alineamiento y modulación de fase; y por otro lado la obtención sencilla (especialmente para modulaciones del camino óptico menores de una franja en amplitud, véase Capítulo II) de una fase para comparar con los resultados obtenidos con la detección del sistema heterodino.

La electrónica de un sistema interferométrico heterodino se puede clasificar en dos partes. Por un lado la fuente, que estaría formada por el láser y en la que se podría incluir también la modulación acustoóptica. Por otro lado estaría el sistema completo de detección, que incluiría el detector y la electrónica de acondicionamiento y procesado de la señal necesaria para obtener la fase de la señal heterodina.

La electrónica asociada a la fuente no es factible de una mejora considerable para la optimización de la resolución temporal. Sin embargo, la asociada al sistema de detección sí lo es, y por ello será la parte que se tendrá en consideración en este capítulo para la optimización de la resolución temporal.

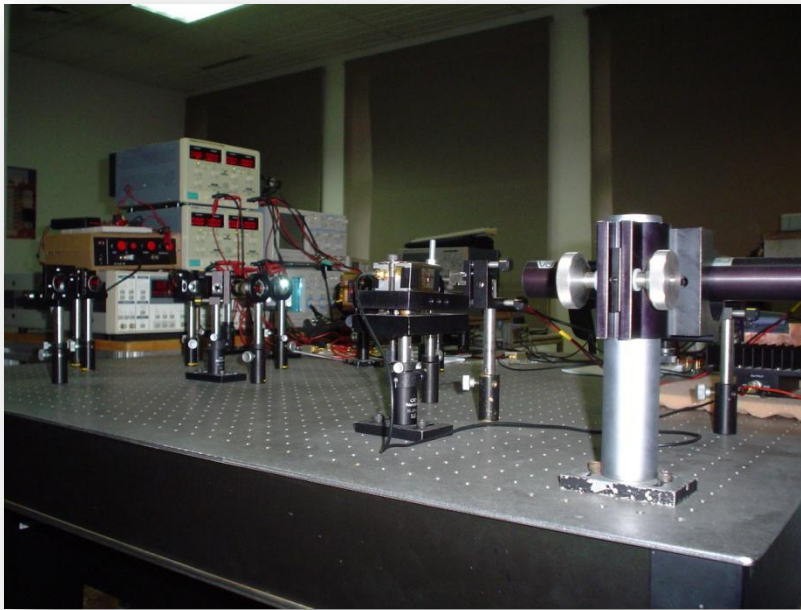


FIGURA IV-2. VISTA DEL MONTAJE HETERODINO-HOMODINO UTILIZADO

El esquema óptico del sistema es idéntico al presentado en el Capítulo III, por ello, en esta sección solo será descrita la configuración electrónica, que como se mencionó anteriormente, se compone de dos partes diferenciadas: fuente y sistema de detección. La fuente fue incluida en el esquema óptico, por lo que será descrito el sistema completo de detección, formado por el detector, la electrónica de acondicionamiento de la señal (placa del detector, amplificación y filtrado) y la detección de fase.

El sistema de detección utilizado en el interferómetro Michelson fue en un principio un fotodiodo PIN junto con un amplificador de transimpedancia y un sistema de filtrado. Sin embargo, de esta forma solo se medía un punto del frente de onda, por lo que se pasó a utilizar una cámara CCD con la que se pudo obtener el perfil espacial de intensidad de una longitud de unos 6.4 mm en tiempo real. En cualquiera de los dos casos, la electrónica asociada es de baja frecuencia y no conlleva mayor dificultad que la vista en experimentos anteriores en interferómetros Michelson, por lo que no será presentada en detalle en este apartado.

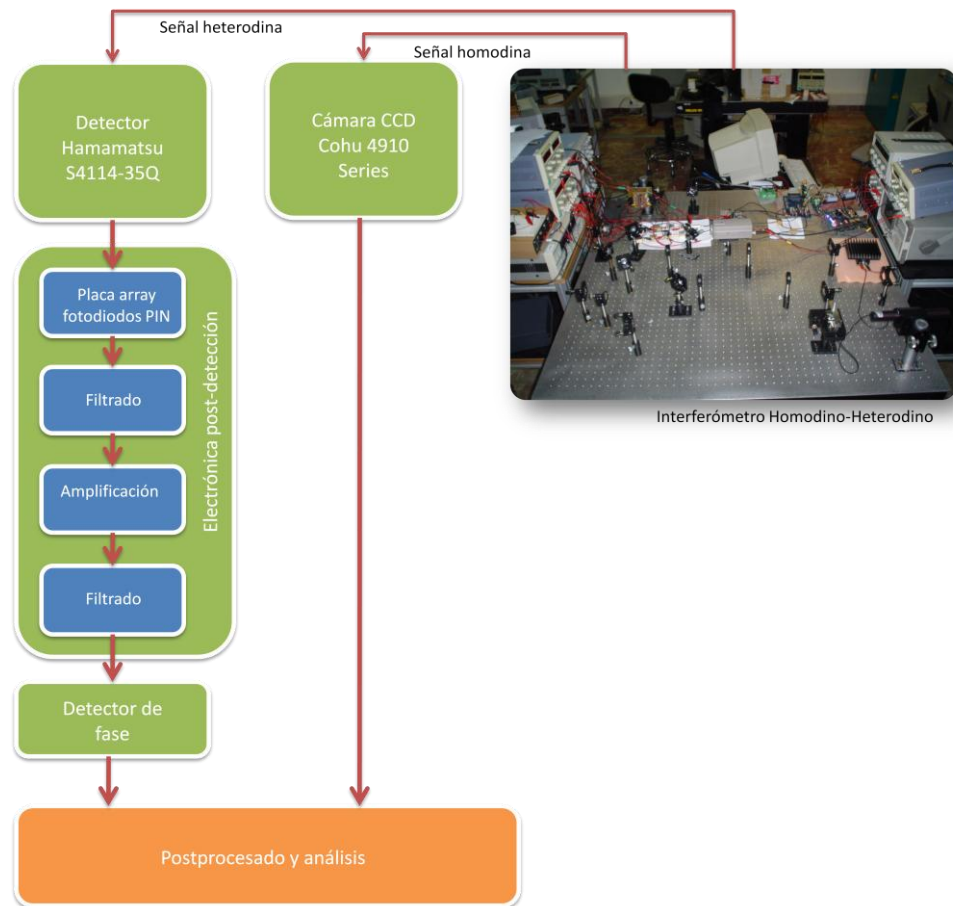


FIGURA IV-3. SISTEMA DE DETECCIÓN Y PROCESADO DE SEÑAL DEL SISTEMA

Por el contrario, la detección del interferómetro Mach-Zehnder, por estar modulada a una frecuencia de 80 MHz, sí resulta más compleja, pues la electrónica a utilizar se encuentra en el límite entre la microelectrónica de baja-media frecuencia de los circuitos integrados y la electrónica de radiofrecuencia. Ésta es la razón por la que el sistema de detección presentado en este proyecto se centra principalmente en el aplicable a la parte de interferometría heterodina.

Como el experimento homodino-heterodino supone un paso previo y de validación de cara a la aplicación final, el sistema desarrollado para éste tendrá una capacidad de canales limitada, pero totalmente escalable a un número mayor. Se desarrollará y caracterizará la electrónica de acondicionamiento para un canal, con el requisito de ser fácilmente escalable, para después integrarla en el sistema experimental con un detector de fase, que como se verá a continuación, contará en un principio con solo tres canales.



3

ESTUDIO SISTEMÁTICO DE LAS FUENTES DE ERROR EN DETECCIÓN DE FASE HETERODINA

En esta sección se tratarán los aspectos relativos a las fuentes de error más comunes que aparecen en un sistema heterodino y que influirán en la señal de salida del interferómetro, limitando la resolución de fase que puede llegar a obtenerse con el detector de fase.

Primero, se realizará un estudio teórico para establecer una relación entre resolución de fase y relación señal a ruido, que permita determinar cuál es la SNR necesaria a la entrada del detector de fase para conseguir la resolución objetivo, que es de 1/1000 de franja. Además, se estimará de forma teórica la SNR del sistema a partir del sistema de detección implementado, que será presentado en detalle en la sección 4.

A continuación, se tratarán brevemente los aspectos relacionados con el crosstalk electrónico y óptico que contribuirán al error de la señal a la entrada del detector de fase, limitando la resolución temporal.

3.1 ANÁLISIS DE REQUISITOS DE SNR Y RESOLUCIÓN DE FASE

Básicamente, los detectores de fase utilizados en interferometría heterodina (donde los desfases a medir mucho mayores que 2π) pueden dividirse en dos grandes grupos dependiendo de cómo realicen el proceso de obtención de fase: los basados en cruce por cero y los basados en demodulación IQ.

Los primeros basan su funcionamiento en el cruce por cero de las señales, es decir, miden el desfase entre las ondas de referencia y medida a partir de la conversión de las mismas en ondas cuadradas, con el fin de calcular el desfase a partir del intervalo de tiempo del cruce por cero de ambas. Los segundos realizan una demodulación a partir de la multiplicación de la señal de entrada y una versión desfasada $\frac{\pi}{2}$, obteniendo el vector correspondiente al desfase (para mayor detalle, véase Anexo 3).

De forma previa a la elección y diseño del detector de fase, se estudia la SNR necesaria a la entrada del detector de fase para conseguir la resolución de fase objetivo para ambos sistemas de detección de fase.

3.1.1 DETECCIÓN DE FASE BASADA EN CRUCE POR CERO

En general, los detectores de fase basados en cruce por cero precisan una mayor SNR a la entrada que los IQ, por lo que el valor obtenido de SNR para este caso puede considerarse una cota superior de la SNR necesaria en el sistema.

Como se puede observar en la Figura IV-4, si la señal considerada tiene ruido, se añade una cierta incertidumbre en el momento de cruce por cero, que será la que limite la resolución de fase máxima que se pueda medir.

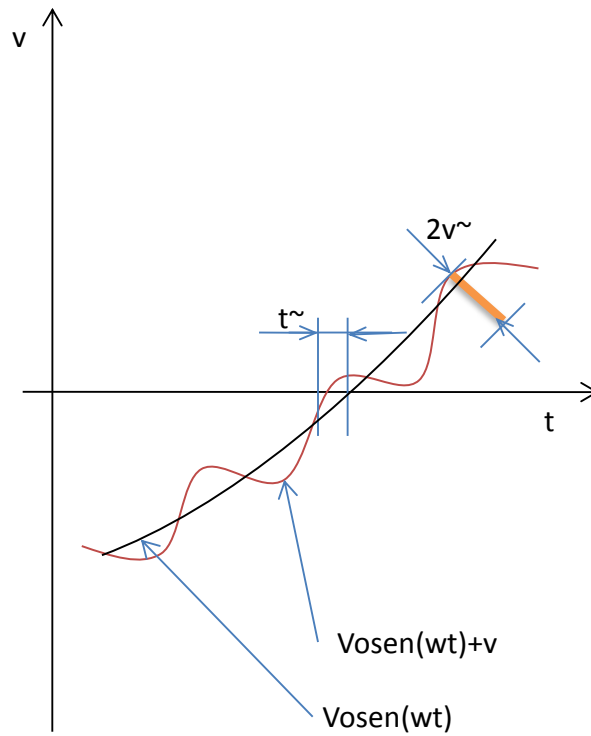


FIGURA IV-4. CRUCE POR CERO DE UNA SEÑAL CON RUIDO

La señal tiene la siguiente expresión:

$$V(t) = V_0 \sin(\omega t) + v$$

ECUACIÓN IV-1

Donde v es el ruido de la señal $v \sim$ su valor eficaz y ω la frecuencia angular de la señal.

A partir de esta expresión, se puede determinar que en el cruce por cero se cumple lo siguiente:

$$\Delta t \omega \cong \frac{v \sim}{V_0}$$

ECUACIÓN IV-2

Recordando que la relación señal a ruido es:

$$SNR = \frac{V_0^2}{2v \sim^2}$$

ECUACIÓN IV-3

Se establece la relación entre la resolución de fase y la relación señal a ruido:

$$\frac{\Delta t}{T} = \frac{1}{2\pi[2(SNR)]^{1/2}}$$

ECUACIÓN IV-4

Siendo $\frac{\Delta t}{T}$ el error relativo en la medida de fase expresado en franjas, que si se particulariza para la resolución objetivo de 1/1000, se obtiene una SNR de **41 dB**.

Cabe mencionar dos aspectos de este resultado: el hecho de usar histéresis en el paso por cero y la suposición del detector de fase como única fuente de error (Acedo P. , 2000).

Se puede demostrar que el usar histéresis, penalizará, con un umbral de comparación de $V_0/2$, en sólo 0.6 dB la relación señal a ruido, por lo que no será un factor a tener en cuenta.

Sin embargo, sí resulta importante la suposición del detector de fase como única fuente de error, pues ello obliga a que para que se cumpla la Ecuación IV-4, se deba minimizar la distorsión introducida por el resto de elementos del sistema de detección, a través de un cuidado diseño e implementación.

3.1.2 DETECCIÓN DE FASE BASADA EN DEMODULACIÓN IQ

En este caso, el análisis de requerimientos de SNR es mucho más sencillo que para el caso de cruce por cero. Ahora, la demodulación se realiza en amplitud, por lo que la resolución obtenida en amplitud será igual a la obtenida en tiempo, es decir en la fase demodulada.

Puesto que el requisito de resolución de fase es 1/1000 de franja, la resolución en amplitud será también de 1/1000, es decir, la SNR necesaria debe ser de 1000, lo que equivale a **30 dB**.

Este es un valor significativamente menor, por lo que el uso de un detector de fase basado en demodulación IQ, aportará ventajas en cuanto a requisitos de SNR a la entrada.

3.2 ESTUDIO TEÓRICO DE LA SNR DEL SISTEMA

Se realizará el estudio teórico de la potencia del sistema, centrándose en la relación señal a ruido, para determinar qué requisitos debe tener la electrónica de detección.

Para el cálculo, se adelantarán algunas de las elecciones de la electrónica, que es presentada en detalle en el apartado 4, con el fin de realizar una estimación más precisa. Estas elecciones son las referentes al detector y su placa, y el ancho de banda del filtrado; así como las características de diseño del detector de fase (basado en demodulación IQ, promediado de muestras, etc...). Para los cálculos de la cadena de amplificación, se tomarán datos de figura de ruido y ganancia de algunos de los amplificadores más factibles de ser usados, y que en general son representativos del conjunto de amplificadores candidatos.

El ancho de banda mínimo empleado (100 MHz), es un valor que permite obtener una alta resolución temporal, y que como se verá en el análisis que sigue, permite obtener una SNR a la entrada del detector de fase suficiente para alcanzar el objetivo de resolución de fase de 1/1000 de franja.

Así, este estudio puede considerarse una validación de la electrónica que se posiciona como mejor candidata a implementar el sistema final, pero que permitirá obtener de forma precisa los requerimientos que debe cumplir el sistema de detección y que servirán para realizar la elección final del sistema de detección.

Se tendrá en cuenta para este cálculo la electrónica postdetección, formada por la placa del detector, el sistema de filtrado y el de amplificación. Además, se añadirá la influencia del promedio realizado en el detector de fase.

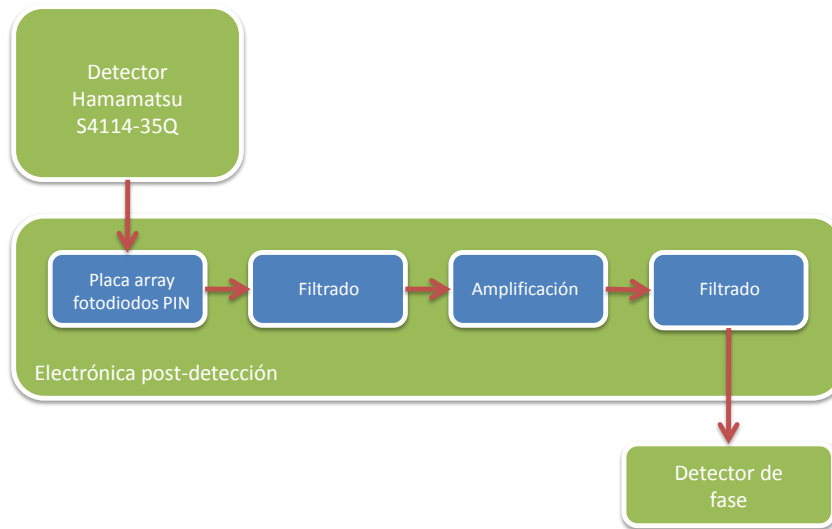


FIGURA IV-5. SISTEMA DE DETECCIÓN

3.2.1 PLACA DETECTOR

La placa del detector cuenta con un circuito de resonancia RL paralelo. La tensión de ruido aportada por este circuito viene dada por la siguiente expresión:

$$V_n^2 = kT \int_B R(f) df$$

ECUACIÓN IV-5

Donde T es la temperatura de funcionamiento, B es el ancho de banda y $R(f)$ la parte real de la impedancia equivalente del circuito a la frecuencia de funcionamiento.

Para un circuito RLC, el ancho de banda viene dado por (Krauss, Bostian, & Raab, 1980):

$$B = \frac{\pi f_c}{2Q}; \quad Q = \frac{2\pi f_o L}{R}$$

ECUACIÓN IV-6

La frecuencia de corte del paso bajo formado por la capacidad terminal del detector y la parte real de la carga RL.

La impedancia del circuito de resonancia es:

$$Z(f) = R + j\omega L$$

ECUACIÓN IV-7

Cuya parte real es simplemente la resistencia R , que en este caso es de 56Ω . Siendo la capacidad terminal del detector 20 pF , se obtiene una frecuencia de corte de aproximadamente 160 MHz .

La frecuencia de funcionamiento es de 80 MHz y el valor de la inductancia es de 100 nH , obteniéndose un ancho de banda equivalente para el cálculo de ruido de 280 MHz . Dado que debe utilizarse el valor más bajo de ancho de banda de la cadena, por ser el limitante del ruido, se empleará para el cómputo el ancho de banda de 100 MHz del filtrado paso bajo de la etapa postamplificación

Si la temperatura de funcionamiento se considera ambiente (290 K), se tiene el ruido introducido por el circuito de la placa del detector:

$$V_n^2 = kT \int_B R(f) df = kT \int_B R df = kTRB = 2.24 \cdot 10^{-11} \text{ V}^2$$

ECUACIÓN IV-8

3.2.2 FILTRADO PREAMPLIFICACIÓN

Esta etapa de filtrado solo se compone de un DC block que elimina la componente continua de la señal, y con unas pérdidas de inserción mínimas, por lo que no será tenida en consideración.

3.2.3 AMPLIFICACIÓN

La potencia de ruido de una cadena de amplificadores en cascada viene dada por la Ecuación IV-9:

$$P_{na} = kB(G_{a1}G_{a2}G_{a3}T_{e1} + G_{a2}G_{a3}T_{e2} + G_{a3}T_{e3}) = kBGT_{e,equiv}$$

ECUACIÓN IV-9

Donde nuevamente el ancho de banda viene dado por los 100 MHz del filtrado postamplificación, por ser el ancho de banda de funcionamiento de los amplificadores mucho mayor que éste.

Los valores de ganancia y temperatura de ruido para los modelos empleados se obtienen a partir de los datasheet y la siguiente ecuación, que relaciona la temperatura de ruido con la figura de ruido, que suele ser el parámetro proporcionado por el fabricante:

$$T_e = T_0(NF - 1)$$

ECUACIÓN IV-10

Los modelos utilizados en este cálculo son los elegidos en la sección 4.3:
MiniCircuits ZFL-1000LN + ZFL-500LN + ZKL-1R5:

Modelo	G (dB)	g	NF (dB)	Te (K)
ZFL-1000LN	25	316.23	3	To = 290
ZFL-500LN	30	1000	3	To = 290
ZKL-1R5	16	39.81	3	To = 290

TABLA 1. CARACTERÍSTICAS DE LOS AMPLIFICADORES UTILIZADOS

La temperatura de ruido equivalente se obtiene mediante:

$$T_{e,equiv} = T_{e1} + \frac{T_{e2}}{G_{a1}} + \frac{T_{e3}}{G_{a1}G_{a2}} \approx T_{e1}$$

ECUACIÓN IV-11

Con estos datos, la potencia de ruido equivalente aportada por la cadena de amplificación es:

$$P_{na} = kBGT_{e,equiv} = 5 \mu W$$

ECUACIÓN IV-12

3.2.4 FILTRADO POSTAMPLIFICACIÓN

Esta etapa aporta unas pérdidas por inserción muy bajas, por lo que solo será tenida en cuenta a efectos de limitación de ancho de banda en la cadena completa por contar con el ancho de banda más bajo (100 MHz).

3.2.5 FILTRADO DETECTOR DE FASE

Puesto que el detector de fase basa su funcionamiento en la demodulación IQ (véase Anexo 3), la SNR necesaria para conseguir la resolución de fase objetivo en la detección de fase es de 30 dB.

Sin embargo, en el detector de fase se realiza un promediado de la señal a partir de 21 muestras, lo que equivale a un filtrado paso bajo que reducirá el ancho de banda, aumentando la SNR.

En este caso, este promediado aumenta la SNR por un factor \sqrt{N} , donde N es el número de muestras que se promedian. De esta forma, la SNR necesaria a la entrada del detector de fase (que incluye el filtrado paso bajo promediando las muestras) es:

$$SNR' = 30 \text{ dB} = 1000$$

$$SNR = \frac{SNR'}{\sqrt{N}} = \frac{1000}{\sqrt{21}} = 218.218 = 23.4 \text{ dB}$$

ECUACIÓN IV-13

3.2.6 POTENCIA NECESARIA EN EL DETECTOR

Una vez calculada la SNR que se precisa a la entrada del detector de fase implementado (23.4 dB), y teniendo en cuenta el ruido calculado, se tiene que la potencia de la señal a la entrada del detector de fase es:

$$SNR = \frac{P_s}{P_{na} + V_n^2} \cong \frac{P_s}{P_{na}} \Rightarrow P_s = P_{na} SNR = 1.09 \text{ mW} \approx 1 \text{ dBm}$$

ECUACIÓN IV-14

Que es mayor que la mínima potencia aceptada por el detector de fase (-20 dBm, 0.01 mW en un sistema a 50 Ω).

La potencia necesaria al comienzo de la etapa de amplificación (que tiene una ganancia de 71 dB) deberá tener un valor de:

$$P_{s1} = \frac{P_s}{G} = 0.087 \text{ nW} \approx -70.62 \text{ dBm}$$

ECUACIÓN IV-15

3.3 CROSSTALK ÓPTICO Y ELECTRÓNICO

En el diseño e implementación del sistema de detección heterodino presentado en este capítulo, serán de especial interés los aspectos referidos al crosstalk (diafonía). El crosstalk en los sistemas heterodinios es un problema relativamente importante que en este experimento será tratado con especial atención para tratar de establecer una metodología sistemática para su reducción a niveles lo más bajos posibles, mediante un óptimo diseño de la electrónica asociada.

El crosstalk (diafonía), es uno de los principales factores que contribuyen a la reducción de la calidad de la señal, introduciendo interferencias electromagnéticas no deseadas. Por tratarse de un aspecto importante y ser una fuente común de interferencia en este tipo de sistemas, las decisiones sobre el diseño de la electrónica se realizarán tratando de minimizarlo, con el fin de establecer una serie de puntos de actuación para la reducción sistemática del crosstalk en interferómetros heterodinios (Acedo, Pedreira, Criado, Lamela, Sánchez, & Sánchez, Systematic study of the sources of error in the high spatial resolution two-color laser interferometer for the TJ-II Stellarator, 9-13 June 2008).

Podemos encontrar dos tipos de crosstalk en un sistema interferométrico: el electrónico y el óptico.

El crosstalk electrónico es la diafonía entre los canales de detección una vez que han sido convertidos de intensidad óptica a corriente eléctrica por el detector. Se debe principalmente a la cercanía de los cables y al rutado de las pistas en la electrónica empleada y podrá ser minimizado mediante un cuidado y preciso diseño de la electrónica de detección, en especial en la etapa inmediatamente posterior al detector, así como de una adecuada disposición del cableado.

El crosstalk óptico es la diafonía entre los elementos de detección del detector y vendrá dada por el diseño y características del dispositivo y como tal solo se podrá caracterizar y estudiar, sin posibilidad de reducirlo sin modificar el diseño completo del detector. Cabe mencionar que el crosstalk óptico se reduce sustancialmente con el aumento de frecuencia de la señal de entrada. En este sentido, el uso de una configuración heterodina permite reducir al máximo este tipo de crosstalk.

En este capítulo, y con el fin de realizar una completa caracterización, se estudiarán ambos tipos de crosstalk en el detector. El óptico se estudiará en régimen DC, para validar los datos proporcionados por el fabricante. A frecuencia heterodina se analizará la contribución conjunta del crosstalk



óptico (en principio se espera muy baja debido a la frecuencia utilizada) y el electrónico, con el que se verificará la calidad y funcionalidad del rutado utilizado en la electrónica, especialmente en la placa del detector.

3.4 CONCLUSIONES

El estudio sistemático de las principales fuentes de error que aparecen en este sistema heterodino y que serán en última instancia las que limiten la resolución de fase que se alcance, ha permitido llegar a unas conclusiones que determinarán las líneas de diseño del sistema de detección.

De esta forma, los requisitos de diseño del sistema de detección para conseguir la resolución de fase objetivo mediante el adecuado diseño del detector de fase, la minimización del crosstalk y la obtención de una SNR mínima a la entrada del detector de fase, se pueden resumir en:

- El detector de fase, debe estar óptimamente diseñado para conseguir al menos la resolución de fase objetivo (1/1000 de franja), con la menor SNR posible a la entrada.
- La banda frecuencial de funcionamiento de la electrónica empleada debe ser apta para la frecuencia utilizada (80 MHz).
- El ancho de banda de las etapas de filtrado deberán guardar un equilibrio entre minimización del ruido disminuyendo el ancho de banda y suficiente rango de funcionamiento en frecuencia mediante el aumento del mismo.
- Los amplificadores empleados, en especial el primero de la cadena, deberán tener una figura de ruido baja para poder conseguir una SNR mayor.
- El diseño de la electrónica, así como la disposición del cableado y los dispositivos debe ser cuidadosamente estudiada para minimizar el crosstalk electrónico.
- El detector debe tener un diseño que minimice el crosstalk óptico entre los canales de detección.

4

DISEÑO DE UN SISTEMA DE DETECCIÓN HETERODINO DE ALTA RESOLUCIÓN TEMPORAL

4.1 DETECTOR

La elección del detector depende en gran medida de los niveles de potencia esperados a la entrada del mismo, por lo en un primer momento se realizaron pruebas con un módulo APD (Avalanche Photodiode) Hamamatsu C5331-01 para determinar estos niveles. Se trata de un dispositivo monocanal que proporciona una alta ganancia de transimpedancia debido a las características del APD en sí y del amplificador integrado en el módulo.

El láser utilizado para las pruebas es el mismo que se utilizará en la configuración final. Se trata de un HeNe con una potencia de 25 mW, una longitud de onda $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, un radio de haz a la salida del láser $W_0 = 1.23 \text{ mm}$ y un rango de Rayleigh $z_0 = 7.5 \text{ m}$.

Las pruebas concluyeron que los niveles de potencia esperados a la salida del interferómetro Mach-Zender estaban en torno a los -70 dBm. Ante tales resultados, se proponen distintos sistemas de detección, partiendo de ciertos requisitos:

- El ancho de banda del detector debe ser suficiente para la frecuencia utilizada (80 MHz) y las variaciones esperadas en el sistema.

- El número de canales del detector debe ser 32 (con vistas a su uso en aplicaciones futuras) y éstos deben estar separados una distancia de 1 mm de forma unidimensional (se pretende medir la dimensión vertical).
- Bajo crosstalk óptico (diafonía) entre los elementos del array.
- Si es posible, una alta ganancia de conversión para disminuir la complejidad de la etapa de amplificación.

Las soluciones propuestas para la implementación del sistema de detección del interferómetro heterodino son las siguientes:

- **Array de Photo Multiplier Tubes (PMTs) + amplificación.** El dispositivo fotodetector de mayor ganancia es el PMT, que es incluso capaz de actuar como un contador de fotones.

En principio, se pensó que al tener una potencia óptica baja, lo ideal sería utilizar un array de PMTs, como el Hamamatsu H7260-20, para lograr una gran ganancia (en torno a 10^6) y permitir una baja o nula amplificación a la salida del detector.

También cumpliría con los requisitos de ancho de banda (tiempo de subida de 0.6 ns) y crosstalk óptico (3%).

Sin embargo, el PMT tiene una corriente máxima por ánodo baja, por lo que, a pesar de su alta ganancia, no sería capaz de ofrecer a la salida unos niveles de señal suficientemente altos como para evitar o simplificar la etapa de amplificación, descartando con ello la ventaja de esta propuesta.

Otro punto en contra sería el elevado coste del detector.

- **Array de APDs + amplificación.** El APD también tiene una alta ganancia de conversión, aunque mucho más baja que la de un PMT (del orden de 10^2). Sin embargo, a diferencia de éste, la limitación de la corriente máxima por ánodo no afectaría, por ser mayor de la requerida, por lo que se presenta como una buena opción para obtener niveles de señal relativamente altos a la salida del detector.

El principal problema de esta opción es que no existe en el mercado un detector multicanal lineal de APDs como el requerido (solo existen matrices de detección que tampoco cumplen con los requerimientos de forma), y su fabricación a petición elevaría considerablemente el coste de implementación del sistema de detección.

- **Array de fotodiodos PIN + amplificación.** El fotodiodo PIN es el detector óptico más sencillo y económico, pero también es el que tiene la ganancia de conversión más baja, por lo que sería la opción que requeriría de una mayor carga de amplificación.

Se propone el array de fotodiodos PIN Hamamatsu S4114-35Q, que cumpliría con los requisitos de forma, puesto que se trata de un array

lineal de 35 elementos separados 1 mm; y ancho de banda, ya que su baja capacitancia terminal (20 pF) le permite funcionar a frecuencias de hasta 160 MHz cargando con una impedancia de 50Ω a la salida.

Por otra parte, su crosstalk óptico teórico entre elementos es bajo, por lo que en este sentido también sería una opción válida.

Otra ventaja añadida es que es el detector de menor coste.

Ante este escenario, se opta por implementar la tercera opción, asumiendo que la elección del array de fotodiodos PIN supone la traslación de la complejidad del sistema de detección a la etapa de amplificación, que de esta forma deberá tener una ganancia bastante elevada.

4.1.1 CALIBRACIÓN HAMAMATSU S4114-35Q

Una vez decidido el detector a utilizar, se realiza una calibración exhaustiva del mismo (Anexo 1: Calibración Hamamatsu S4114-35Q), para tener perfectamente caracterizado su comportamiento, centrándose especialmente en el referido al crosstalk óptico. Además, será evaluada la ganancia de cada canal para precisar las diferencias existentes entre canales.

Las conclusiones de este estudio son:

- **Ganancia.**
La desviación típica media de la ganancia de los canales es del 6.01%. Se trata de un valor bastante aceptable, ya que no es una variación muy alta, y además, la fase a detectar no depende de la intensidad de la señal heterodina mientras ésta sea suficiente para hacer funcionar el detector de fase.
- **Crosstalk.**
El crosstalk medio es del 1.28%, lo que supone un valor bastante bajo, y que se acerca a los datos del fabricante.
La gráfica del datasheet referente al crosstalk entre canales no nos permite obtener un valor exacto, pero de forma cualitativa, los valores del fabricante se acercan a los obtenidos.

La elección de un detector con un nivel de crosstalk óptico tan bajo supone una importante aportación a la minimización del crosstalk total del sistema.

4.2 PLACA DETECTOR

Se utiliza una placa para el array de fotodiodos PIN especialmente diseñada para minimizar el crosstalk electrónico entre canales, con pistas adaptadas a 50Ω y que además incluye un circuito de resonancia paralelo para cada canal.

4.2.1 DISEÑO

Los pines de salida de los elementos detectores consecutivos del array salen de forma alterna a izquierda y derecha del circuito integrado, localizándose los canales pares a un lado y los impares a otro. El objetivo de esta disposición de los pines no es otro que el de minimizar el crosstalk electrónico.

Sin embargo, para reducirlo aún más, la placa es diseñada a dos caras, rutando los elementos consecutivos de cada lado por una cara distinta de la placa. De esta forma se consigue que, dado un canal, las pistas que aparecen en la placa junto a la suya sean de canales separados de él por 4 elementos. Esto puede apreciarse observando la numeración de los cables que se presenta en la Figura IV-6.

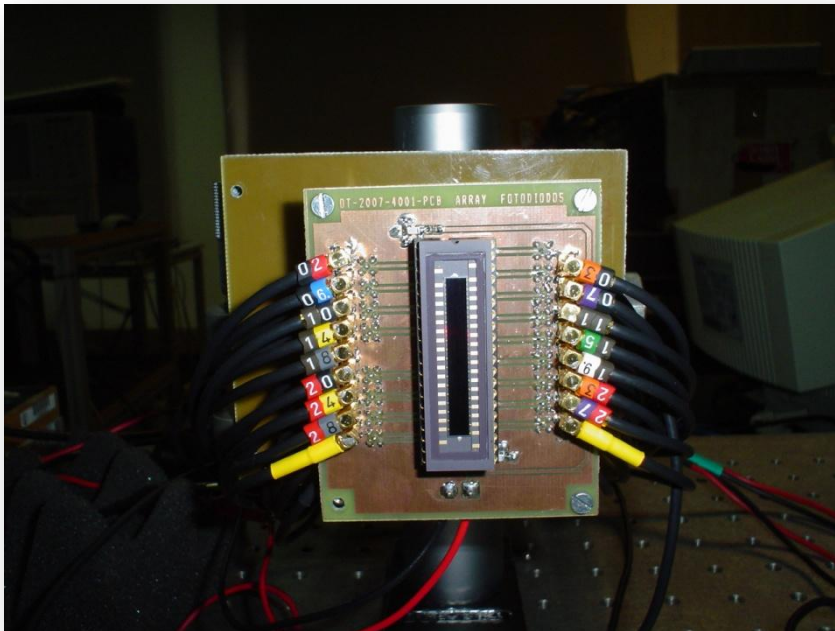


FIGURA IV-6. ARRAY DE FOTODIODOS PIN Y PLACA ESPECIALMENTE DISEÑADA PARA SU FUNCIONAMIENTO CON MÍNIMO NIVEL DE CROSSTALK ELECTRÓNICO A 80 MHz

Por ser la etapa inmediatamente posterior a la salida del detector, donde los canales se encuentran muy juntos, será la principal fuente de crosstalk electrónico del sistema, y es por ello que se ha cuidado al máximo el diseño,

que de esta forma consigue reducir a niveles realmente bajos el crosstalk total del sistema.

Además se decide introducir un circuito de resonancia paralelo con frecuencia central de 80 MHz por cada canal (localizados en la cara inferior) formado por una resistencia de 56 Ω y una bobina de 100 nH (véase Anexo 2. Esquema eléctrico placa array fotodiodos).

Para conseguir un diseño más compacto, se utilizan conectores MMCX en lugar de SMA.

4.2.2 CARACTERIZACIÓN

Para caracterizar el crosstalk total del sistema, se propone una prueba donde se apunta el láser al detector, tapando todos los canales menos uno (canal 7), y se mide la potencia de los canales adyacentes. Estos resultados se resumen en la Tabla 2:

Canal	Potencia (laser on) (dBm)
5	-18
6	-19
7	+10
8	-22
9	-14

TABLA 2. CROSSTALK TOTAL DEL SISTEMA

Se observa que el nivel de potencia de los canales tapados está 28.25 dB (de media) por debajo de la potencia del canal donde incide el láser. Esto significa que el crosstalk inducido es de aproximadamente -28.5 dB, un valor bastante bajo que permite afirmar que el crosstalk del sistema ha sido reducido a valores considerablemente bajos.

4.3 SISTEMA DE AMPLIFICACIÓN

La elección del array de fotodiodos PIN como detector supone, como se apuntó con anterioridad, la traslación de la mayor parte de la dificultad del sistema de detección a la etapa de amplificación, debido a la escasa ganancia de conversión del Hamamatsu 4114-35Q y al bajo nivel de potencia existente a su entrada.

4.3.1 REQUISITOS Y PROPUESTAS

Así, se plantean dos requisitos para el sistema de amplificación:

- **Ganancia de al menos 70 dB.** Para hacer que la señal que sale del detector (-70 dBm) tenga un nivel de potencia dentro del rango de funcionamiento del detector de fase (que como se comentará a continuación es de 5 dBm a -20 dBm).
El hecho de que la señal tenga un nivel de potencia adecuado al rango de funcionamiento del detector de fase, no asegura la resolución de 1/1000 de franja, que será conseguida sólo a partir de una potencia de 0 dBm a la entrada del detector de fase (véase 3.2.6). Por esta razón, 0 dBm es la potencia objetivo a la entrada del detector de fase, que dada la potencia a la salida del array, se logrará con una ganancia de unos 70 dB (despreciando las pérdidas de inserción del sistema de filtrado, ver Anexo 4).
- **Bajo nivel de ruido.** Al manejar niveles de potencia tan bajos, se hace necesario el empleo de dispositivos con una baja figura de ruido.
- **Suficiente ancho de banda.** Para amplificadores de RF no será un problema, pues funcionan hasta frecuencias muy superiores a 80 MHz, pero sí será un importante inconveniente para los amplificadores operacionales.

La frecuencia de modulación de la señal de 80 MHz plantea la disyuntiva del tipo de electrónica a usar, pues se encuentra entre la electrónica de RF y los circuitos integrados microelectrónicos como puedan ser los amplificadores operacionales.

Las alternativas que se proponen se basan en ambas tipologías:

- **Amplificadores de RF de MiniCircuits.** Uso de distintos modelos de amplificadores discretos de RF de MiniCircuits. Configuración en

cascada con varios dispositivos para alcanzar la ganancia requerida, utilizando como primer elemento de la cadena el modelo de menor nivel de ruido.

Los distintos modelos tienen ganancias entre los 20 y los 35 dB y bajas figuras de ruido de entre 3 y 5 dB en la frecuencia de trabajo. La lista de modelos disponibles para combinar en las cadenas de amplificación es la siguiente:

- ZHL-1-2W.
- ZHL-42W.
- ZKL-1R5.
- ZFL-1000LN.
- ZFL-500HLN.
- ZFL-500LN.

Entre las ventajas de esta solución se encuentran la versatilidad de configuración de la cadena de amplificación, la cantidad de modelos disponibles y la teórica estabilidad incondicional de los amplificadores.

Las principales desventajas son el alto coste y la escasa integración en el sistema multicanal de esta configuración. Al tener que usar en el sistema final varios amplificadores por cada cadena, y una cadena por cada uno de los 32 canales, esta solución se dispara en coste, dificultad y tamaño.

- **Amplificadores implementados con amplificadores monolíticos de RF de MiniCircuits.** Otra opción consiste en el diseño e implementación de cadenas de amplificación integrando en una misma placa varias etapas, mediante la utilización de amplificadores monolíticos de RF del fabricante MiniCircuits.

En un primer momento se piensa en el modelo MAR-8+, por experiencias previas con este dispositivo, pero dado que es condicionalmente estable y que se necesitan varias etapas para alcanzar la ganancia requerida, se desestima esta opción a favor del modelo ERA-8SM+, similar en prestaciones pero con el añadido de funcionar de forma incondicionalmente estable, característica indispensable para hacer funcionar correctamente y sin oscilación una cascada de varios amplificadores.

En cuanto a prestaciones, cuentan con ganancia de 30 dB y figura de ruido de unos 3 dB a 80 MHz.

Las ventajas son las prestaciones similares a los amplificadores integrados de MiniCircuits de la propuesta anterior y su potencial de integración en placas más compactas a la hora de utilizar el sistema multicanal. Además, aunque el coste de fabricación es un factor a tener en cuenta, el coste de los amplificadores y los componentes pasivos necesarios para su funcionamiento es muy bajo, por lo que su coste total es inferior al de la propuesta anterior.

El inconveniente de esta configuración es que a pesar de que en teoría tiene las mismas prestaciones que un amplificador ya integrado de MiniCircuits, en la práctica esto requiere de un diseño e implementación extremadamente precisos para igualar los del fabricante.

- **Amplificadores operacionales de gran producto ganancia-ancho de banda.** Por último, se plantea utilizar amplificadores operacionales de gran producto ganancia-ancho de banda que sean capaces de funcionar a 80 MHz con una ganancia de al menos 20 dB.

Se elige el amplificador operacional OPA847 de Texas Instruments, el cual cumple este requisito, logrando una ganancia teórica de unos 30 dB a 80 MHz. Además, es un dispositivo de ruido ultra-bajo, por lo que se espera que sus prestaciones de ruido a 80 MHz sean suficientes para el sistema.

La ventaja de esta opción es el coste, que como en el caso anterior, es inferior a la de amplificadores de MiniCircuits por el bajo coste de los componentes. Además, al tratarse de amplificadores operacionales, en teoría no debería haber ningún problema de estabilidad al conectarlos en cascada.

La única desventaja aparente sería que no se tiene experiencia previa de uso de este tipo de amplificadores, por lo que su correcto funcionamiento a 80 MHz debería ser comprobado.

4.3.2 PRUEBAS Y SISTEMA FINAL

Para la elección del sistema de amplificación a utilizar, se realizan dos pruebas. Por un lado se caracterizan los parámetros S de todos los amplificadores y por otro, se prueban las cadenas de amplificación en el sistema interferométrico, midiendo la potencia a la entrada y a la salida de la cadena de amplificación.

La caracterización de parámetros S de los amplificadores ha permitido tener perfectamente definidas las características de los dispositivos a manejar. Sin embargo, la caracterización de una cadena de amplificación de alta ganancia en un analizador de redes es problemática y no siempre posible, por lo que en esta prueba, en general, se han caracterizado los amplificadores de forma individual.

Así, esta prueba caracteriza a través de parámetros S las prestaciones individuales de los amplificadores, pero no es capaz de reflejar de forma fiel el comportamiento de una cadena de varios de ellos.

Esta caracterización se incluye en este documento en el Anexo 4.

El principal problema que se encuentra al utilizar etapas de amplificación de alta ganancia (>60 dB) es la posible aparición de oscilaciones, que hace que baje la ganancia total de la cadena. Precisamente éste es el fenómeno determinante en este experimento, pues es el que realmente limita la máxima ganancia que en realidad se puede conseguir, y por ello ha sido el criterio de selección del sistema de amplificación final, pues en última instancia se ha optado por el sistema que más ganancia conseguía asegurando la estabilidad del circuito total, dado prácticamente todos los amplificadores cuentan con bajas figuras de ruido.

La evaluación de los amplificadores conectados en cascada se ha realizado a través de la segunda prueba, donde se han introducido las cadenas de amplificación directamente en el sistema detector del interferómetro heterodino, midiendo la ganancia real de los sistemas de amplificación y poniéndola en relación con la ganancia individual de los amplificadores utilizados en cada cadena, estableciendo la estabilidad de cada cadena.

Los resultados obtenidos de esta prueba se pueden resumir en los siguientes puntos:

- En general, es a partir de 60 dB de ganancia cuando comienzan a aparecer oscilaciones en las cadenas de amplificación. Esto se traduce, en este caso, en que las cadenas de dos etapas son estables, mientras que al introducir una tercera etapa comienzan los problemas de oscilaciones.
- Dependiendo del tipo de amplificador utilizado, las cadenas de 3 etapas son o no estables (60-90 dB teóricos de ganancia); pero con ningún tipo de amplificador se consiguen cadenas estables de 4 etapas (80-120 dB teóricos).
- La cadena de tres amplificadores operacionales (opción 3) no son capaces de dar una ganancia mayor de 60 dB.
- Los tipos de amplificadores que consiguen máxima ganancia sin oscilar son los amplificadores integrados de RF de MiniCircuits (opción 1), que alcanzan sobre 71 dB de ganancia sin problemas de reflexión entre etapas (Figura IV-7).



FIGURA IV-7. CADENA DE AMPLIFICACIÓN FORMADA POR TRES AMPLIFICADORES INTEGRADOS DE RF DE MINICIRCUITS

- También se obtiene un resultado similar con la cadena formada por dos amplificadores integrados de RF de MiniCircuits seguido de un último amplificador monolítico de RF montado en una placa diseñada e implementada en la Universidad Carlos III de Madrid. Esta cadena de amplificación se puede ver en la Figura IV-8:



FIGURA IV-8. CADENA DE AMPLIFICACIÓN FORMADA POR DOS AMPLIFICADORES INTEGRADOS DE RF DE MINICIRCUITS Y UN AMPLIFICADOR MONOLÍTICO DE RF DE MINICIRCUITS

A tenor de los resultados, y dado que la versión del detector de fase a utilizar en el experimento solo permite medida multicanal de tres elementos, se opta por la opción 1. Esta elección nos permite tener unos 71 dB de ganancia, y al necesitar solo tres cadenas de amplificación, el sistema no sufre incrementos

importantes de complejidad y coste. Estas tres cadenas aparecen en funcionamiento en el sistema en la Figura IV-9:



FIGURA IV-9. IMAGEN DE LAS TRES CADENAS DE AMPLIFICACIÓN INSTALADAS EN EL INTERFERÓMETRO

Las cadenas de amplificación finalmente utilizadas para trabajar con el sistema interferométrico heterodino están formadas por los siguientes amplificadores:

- Cadena de amplificación canal 1 (Figura IV-10). Modelos de MiniCircuits ZFL-1000LN(2) + ZFL-500LN (2) + ZKL-1R5(5).



FIGURA IV-10. CADENA DE AMPLIFICACIÓN DEL CANAL 1

- Cadena de amplificación canal 2 (Figura IV-11). Modelos de MiniCircuits ZFL-1000LN(3) + ZFL-500LN (3) + ZKL-1R5(4).



FIGURA IV-11. CADENA DE AMPLIFICACIÓN DEL CANAL 2

- Cadena de amplificación canal 3 (Figura IV-12). Modelos de MiniCircuits ZFL-1000LN(3) + ZFL-500LN (3) + ZFL-500HLN.



FIGURA IV-12. CADENA DE AMPLIFICACIÓN DEL CANAL 3

4.4 SISTEMA DE FILTRADO

El sistema de filtrado se articula en dos etapas distintas. De forma previa a la etapa de amplificación se utiliza un filtrado paso alto con la pretensión de eliminar la componente DC de la señal de salida del detector. El segundo sistema de filtrado se encuentra tras la etapa de ganancia y consiste en un filtrado paso bajo o paso banda para eliminar espurios de la señal amplificada. Ambos sistemas de filtrado pueden apreciarse en la Figura IV-9.

4.4.1 FILTRADO PRE-AMPLIFICACIÓN

El primer sistema tiene como objetivo evitar la entrada de componentes continuas a los amplificadores, para evitar su deterioro (en caso de utilizar amplificadores de RF). Se ha implementado con DC blocks y Bias Tee (entrando por DC+AC y saliendo por AC).

Estos dispositivos han sido caracterizados en el anexo correspondiente (Anexo 4).

4.4.2 FILTRADO POST-AMPLIFICACIÓN

El objetivo del segundo sistema de filtrado es eliminar componentes frecuenciales distintas de los 80 MHz, con el fin de mejorar la calidad de la señal a la entrada del detector de fase. Se proponen dos alternativas para el sistema de filtrado:

- **Filtros paso bajo con frecuencia de corte 100 MHz.** En particular se utilizarían filtros paso bajo SLP-100+ de MiniCircuits.
- **Filtros paso banda con frecuencia central 80 MHz.** En este caso se diseñó un filtro paso banda LC de 4º orden, partiendo de un esquema Bessel de mínima distorsión de fase, algo importante en el sistema dado que la información de la señal interferencial se encuentra modulada en fase. El ancho de banda de este filtro es de 10 MHz. La implementación se lleva a cabo con componentes discretos de encapsulado SMA 0805.

Tras una caracterización de ambos tipos de filtros (véase Anexo 4), se opta por los filtros de MiniCircuits, por no ofrecer los filtros paso banda diseñados un comportamiento en magnitud y fase aceptable a 80 MHz.

4.5 DETECTOR DE FASE

El detector de fase pretende mejorar los sistemas de detección de fase actualmente presentes en sistemas interferométricos heterodinos de similares características, para lo cual parte de una serie de requisitos de diseño:

- **Detección de fase directa (IQ).** Medida a la frecuencia de modulación (80 MHz y 40 MHz para sistemas posteriores a dos colores) evitando etapas intermedias (problemas de crosstalk).
Como ya fue analizado en 3.1, la demodulación IQ precisa de una menor SNR que la detección de fase basada en cruce por cero para obtener una misma resolución de fase. Por esta razón, la demodulación IQ es un requisito de diseño para el detector de fase a implementar.
- **Alta resolución en la medida de fase.** Mejorar la resolución para mejorar la medida de densidad electrónica.
- **Alta resolución temporal.** Aumentar la velocidad de muestreo, de forma configurable, hasta las 100 KS/s. En el Capítulo V se justificará la necesidad de contar con una alta resolución temporal para la detección en la longitud de onda del HeNe.
- **Configurable.** Se pretende utilizar un único diseño para todas las frecuencias de modulación y que, a ser posible, se pueda variar su frecuencia de muestreo y otros parámetros en función de los niveles de señal.
- **Escalable.** En el marco de un sistema multicanal (hasta 32 canales) se pretende que el escalado del diseño sea fácil y, en lo posible, que se integren todos los detectores de fase en el menor espacio posible.

4.5.1 DISEÑO

Atendiendo a las diversas tecnologías existentes y a partir de los requisitos citados, se opta por el uso de lógica programable a través de su implementación en FPGA. En particular se utiliza una placa Stratix II del fabricante Altera y conversores A/D de Analog Devices para el desarrollo de este detector de fase en la Universidad Carlos III de Madrid.

El diseño de este detector puede resumirse en el siguiente diagrama de bloques (Anexo 3):

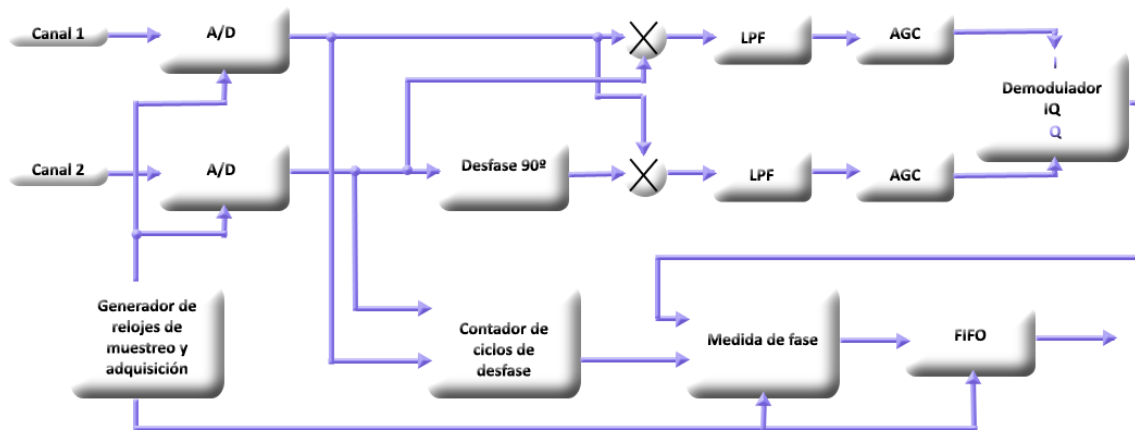


FIGURA IV-13. DIAGRAMA DE BLOQUES DEL DETECTOR DE FASE

El proceso de medida de fase se realiza en dos bloques.

El desfase entre 0 y 2π se realiza mediante una demodulación IQ de los canales de entrada utilizando un procesador CORDIC. Este tipo de procesadores realizan un proceso iterativo para el cálculo de las coordenadas polares del vector a partir de las coordenadas cartesianas basado en una serie de rotaciones del vector.

El desfase mayor de 2π (ciclos completos) se realiza en tres etapas. En primer lugar se utiliza un comparador digital con histéresis que obtiene una señal digital a partir de cada una de las entradas. En segundo lugar se implementa un detector de flanco que detecta los flancos de subida de la señal digital (pasos de negativo a positivo de la señal de entrada) y, finalmente estas señales de flanco pasan a una máquina de estados que se encarga de incrementar o decrementar un contador de ciclos de desfase en función de los flancos detectados en cada uno de los canales de entrada.

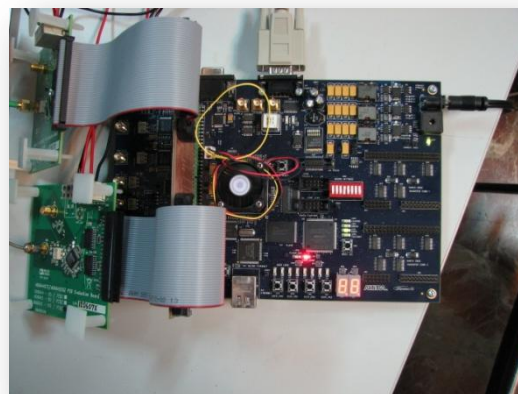


FIGURA IV-14. DETECTOR DE FASE

Por simplicidad, se implementan cuatro canales de detección de fase (canal de referencia más tres canales de medida), lo que se traduce en que en este experimento solo se podrán medir de forma simultánea tres puntos del frente de onda espacial interferencial.

4.5.2 CALIBRACIÓN

El proceso de calibración del detector de fase consiste en la generación de frecuencias iguales (80 MHz) con distintos desfases mediante un generador de señales sintetizado (Direct Digital Synthesizer) modelo ADIAD9954 de Analog Devices. Se aplicarán estas señales a dos canales del detector, tomando una gran cantidad de muestras por cada desfase y analizando la media y la desviación típica de cada canal. De esta forma, se medirá la resolución de fase real del detector de fase ante señales de muy alta relación señal a ruido, determinando de forma aproximada la máxima resolución de fase que puede alcanzarse en situaciones reales.

Ángulo Generador(°)	Ángulo medido(Media)(°)		Desviación típica(σ)(°)	
	Canal 1	Canal 2	Canal 1	Canal 2
0*	719.491	719.637	0.047	0.043
22.5	21.903	22.211	0.036	0.046
45	44.579	44.913	0.030	0.028
67.5	67.336	67.777	0.035	0.035
90	90.007	90.489	0.034	0.053
112.5	112.493	112.930	0.054	0.053
135	134.720	135.161	0.062	0.063
157.5	156.777	157.458	0.062	0.061
180	179.275	179.886	0.053	0.056
202.5	201.569	202.299	0.039	0.039
225	224.472	225.061	0.039	0.031
247	247.346	247.933	0.043	0.039
270	270.136	270.511	0.044	0.036
292.5	292.739	293.003	0.056	0.064
315	315.054	315.230	0.067	0.060

337.5	337.121	337.377	0.064	0.068
-------	---------	---------	-------	-------

TABLA 3. CALIBRACIÓN ESTÁTICA DEL DETECTOR DE FASE

Como se puede apreciar, las desviaciones típicas están por debajo de 0.1° , por lo que se puede afirmar que la resolución del detector de fase está en el rango de $1/5000$ de franja, un valor que cumple ampliamente con los parámetros de diseño establecidos en un principio.

La resolución teórica del detector sin tener en cuenta factores relativos a SNR es de $1/10000$ de franja aproximadamente (véase Anexo 3). El no conseguir esta cifra se justifica por el hecho de que en aplicaciones reales, por muy alta que sea la SNR, siempre existe un ruido, que es el que hace que la resolución se vea reducida (véase 3.1).

También se caracteriza el rango de potencia admisible por el dispositivo, que resulta estar entre 5 dBm y -20 dBm aproximadamente. Este amplio rango dinámico (25 dB), se consigue gracias a la utilización de los controles automáticos de ganancia (AGCs).



5

RESULTADOS

5.1 MEDIDAS EXPERIMENTALES

El experimento consiste en excitar el PZT con una rampa de tensión para modular el camino óptico. Después, se analizará la fase medida en varios de los canales de detección para comprobar que el interferómetro heterodino es capaz de medir una variación del brazo de medida igual a la percibida por el interferómetro homodino de referencia, consiguiendo una resolución de fase y temporal suficiente.

En el Capítulo III se estudió el perfil espacial del frente de onda estático, demostrando además su estabilidad frente a una modulación del camino óptico (véase Capítulo III, Capítulo III.4.1). En general, se tomaba la media temporal, para obtener muestras de fase medias con las que reconstruir el perfil espacial interferencial. En este capítulo, se pretende analizar la evolución temporal de los canales de forma aislada, para estudiar la resolución temporal y de fase frente a modulaciones del camino óptico.

Se utiliza el esquema óptico del interferómetro homodino-heterodino descrito en este capítulo, con la única diferencia del detector homodino, que pasa a ser un fotodiodo PIN BPW21.

El detector de fase permite una resolución temporal a la salida de hasta 100 kS/s, pero en este caso, se configura a 10 kS/s por ser suficiente para las medidas que se utilizarán en el experimento.

Se mide la potencia existente a la salida del array de fotodiodos, resultando estar en el entorno de -70 dBm; y a la entrada del detector de fase, donde tiene un valor de aproximadamente 0 dBm, por lo que cumple con las expectativas de funcionamiento en niveles de potencia y SNR (Figura IV-15).

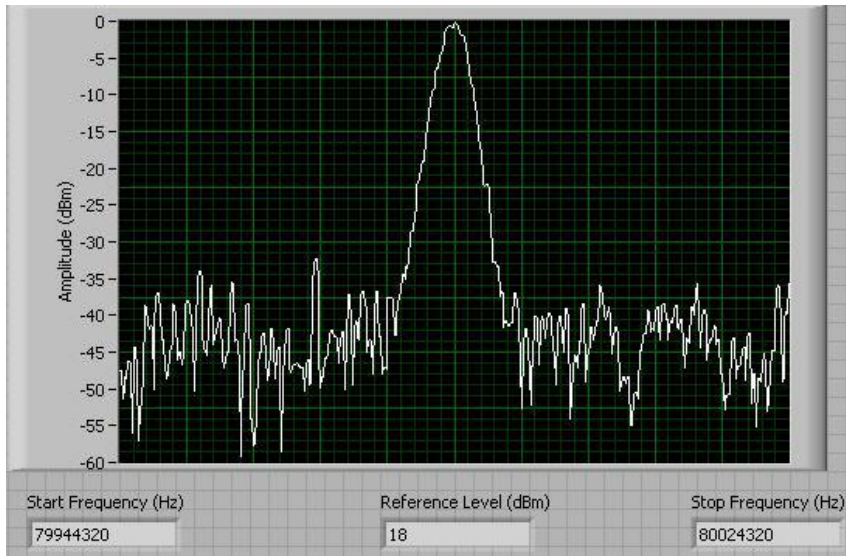


FIGURA IV-15. ESPECTRO DE POTENCIA A LA ENTRADA DEL DETECTOR DE FASE

Una vez comprobados los niveles de potencia a la entrada del detector de fase, que aseguran una resolución de fase de al menos 1/1000 de franja, se pasa a evaluar de forma más cualitativa la recuperación de fase realizada por el detector.

A continuación, se muestra la excitación provocada en el PZT, la fase recuperada a partir de la señal homodina (siguiendo la metodología descrita en el Capítulo II) y la fase detectada en los seis canales heterodinos empleados para la medición del frente de onda:

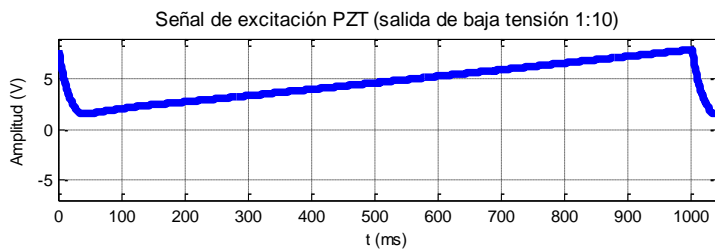


FIGURA IV-16. SEÑAL DE EXCITACIÓN APLICADA AL PZT (SALIDA DE BAJA TENSIÓN)

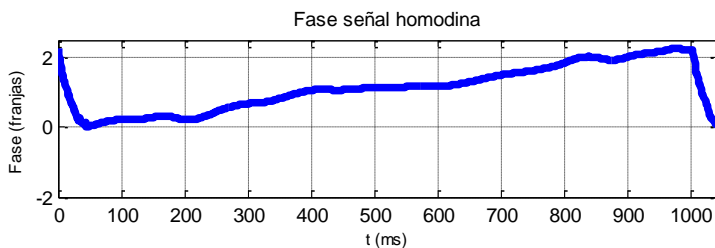


FIGURA IV-17. FASE RECUPERADA A PARTIR DE LA SEÑAL HOMODINA

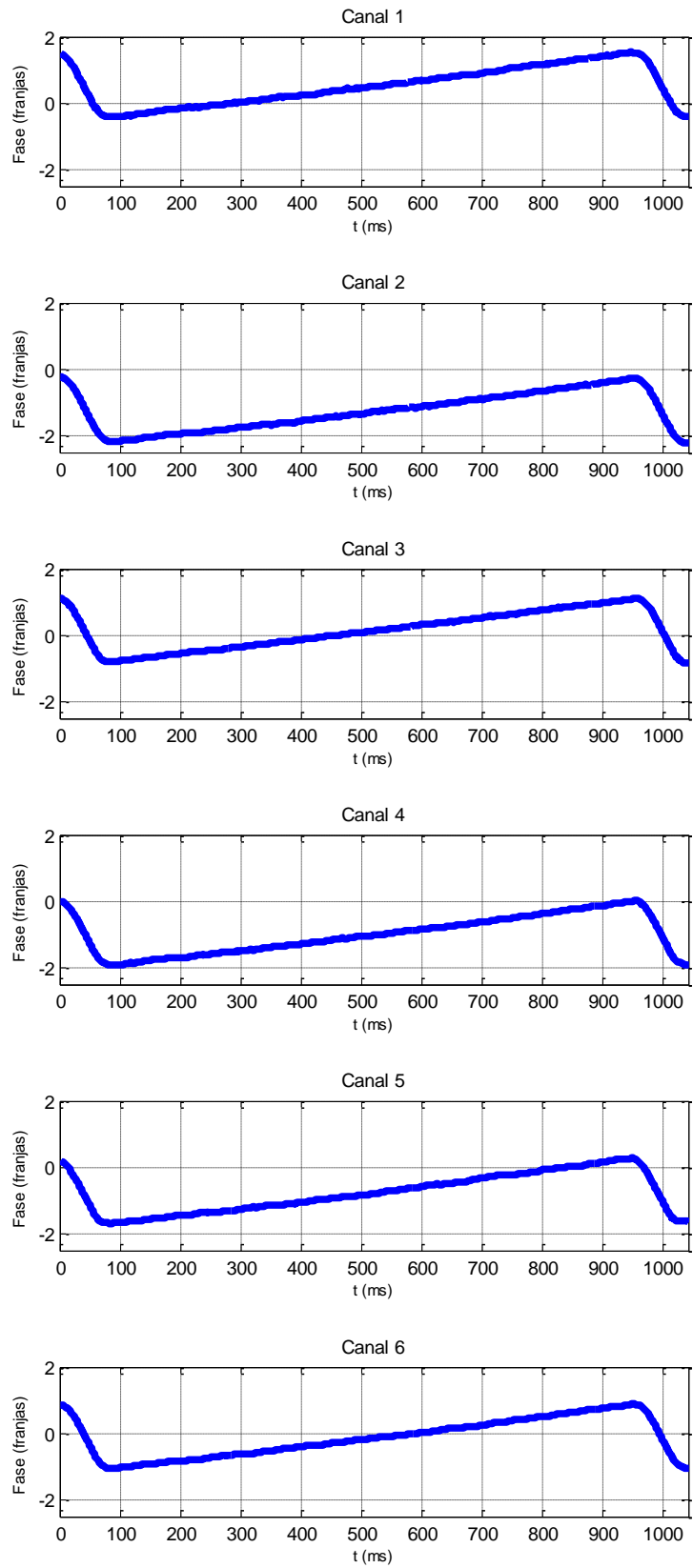


FIGURA IV-18. FASE DETECTADA EN SEIS CANALES DE MEDIDA (DOS VENTANAS DE TRES CANALES) DEL DETECTOR HETERODINO



A partir de las figuras anteriores, se puede ver como todas las recuperaciones de fase obtienen una amplitud de fase similar (2.1 franjas), que es lo esperado, pero con diferente valor de fase medio. Precisamente este valor de fase medio es el que se empleaba en el Capítulo III para la reconstrucción del perfil espacial, y debería cambiar de canal a canal puesto que de otra forma se obtendría un perfil espacial plano, lo cual no es un resultado esperado de acuerdo con los resultados a los que se llegó en los capítulos II y III.

Se aprecia como el detector de fase, a partir de las muestras de la señal heterodina, ofrece unos resultados prácticamente iguales a la excitación provocada en el camino óptico. Esta fase detectada es significativamente mejor que la reconstruida a partir de la señal homodina, donde se aprecian perturbaciones en la forma de onda recuperada, posiblemente debidas a pequeñas fluctuaciones de intensidad óptica (como se vio en el Capítulo II, este es uno de los inconvenientes de la detección homodina).

La fase heterodina, además de mantener una forma más fidedigna a la perturbación real del camino óptico, es obtenida directamente a la salida del detector de fase implementado, sin tener que recurrir a procesos de postprocesado manual como en el caso de la señal homodina.

De esta forma, se comprueba como el sistema heterodino desarrollado en este experimento no solo es capaz de medir correctamente la modulación del camino óptico, sino que además mejora la calidad de la señal de fase y la simplicidad en la obtención de la misma, pues no es necesario postprocesado manual para reconstruir la señal de fase cuando la variación es mayor que una franja, como ocurría en el interferómetro homodino.

Por otra parte, el adecuado nivel de potencia a la entrada del detector de fase asegura la obtención de la resolución de fase objetivo de 1/1000 de franja.

La resolución temporal, muestra ser suficiente en la prueba realizada. De cara a su aplicación en plasmas de fusión nuclear, puede decirse que está en el estado del arte en cuanto a resolución temporal en sistemas de detección de fase con similar aplicación y puede emplearse sin problemas a la medida de densidades electrónicas en plasmas. Sin embargo, aún quedaría fuera del rango de medida la influencia de la inyección de algunos *pellets* que pueden causar perturbaciones del orden de hasta 200 kHz, pero que al no ser el objetivo principal de este sistema, quedarán fuera de la disquisición sobre las prestaciones del sistema desarrollado.

6

CONCLUSIONES

En este capítulo se ha diseñado, desarrollado y caracterizado la electrónica asociada al sistema de detección para el sistema interferométrico heterodino, partiendo de los objetivos de mejora de la resolución temporal y la resolución de fase.

Para ello, los esfuerzos se han centrado en la obtención de una señal a la entrada del detector de fase con las características apropiadas para lograr una resolución de fase de al menos $1/1000$ de franja. Esto ha requerido el análisis de las dos fuentes de error más comunes en detección de fase heterodina: SNR necesaria para un cierto valor de resolución de fase y crosstalk óptico y electrónico.

El estudio de estos dos aspectos ha permitido centrar el diseño y desarrollo del sistema de detección en el aseguramiento de un nivel mínimo de SNR a la entrada del detector de fase y en la minimización del crosstalk óptico y electrónico, para asegurar la obtención de la resolución de fase objetivo a la salida del detector de fase.

Por otra parte, el diseño del sistema de detección se ha realizado empleando un adecuado ancho de banda, para conseguir una alta resolución temporal (para la aplicación de medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión), sin degradar la SNR de la señal lo suficiente como para disminuir la resolución de fase por debajo de $1/1000$ de franja.

Una vez implementado el sistema de detección, se ha demostrado de forma experimental que la electrónica empleada es capaz de conseguir una resolución temporal suficiente para seguir la variación de la forma de onda de fase de la longitud de onda del HeNe y recuperar la fase con la resolución de fase y temporal requerida.

La robustez, escalabilidad y precisión de la metodología de optimización temporal propuesta se posiciona como candidata para su integración en sistemas más complejos, como sistemas a dos colores o sistemas interferométricos de medida real de densidad electrónica en plasmas de fusión nuclear.





Capítulo V

INTERFEROMETRÍA HETERODINA DE DOS LONGITUDES DE ONDA CON ALTA RESOLUCIÓN ESPACIAL Y TEMPORAL



1

INTRODUCCIÓN

Una vez estudiado y validado el sistema de evaluación y reconstrucción del frente de onda espacial interferencial y el sistema electrónico asociado a la detección en interferómetros heterodinos HeNe en el capítulo anterior, la evolución del proyecto deriva en su última fase, en la que se pasará a una configuración interferométrica heterodina en dos longitudes de onda: HeNe ($\lambda=633\text{nm}$) y CO₂ (10.6 μm) en la que se aplicarán las metodologías desarrolladas a lo largo del proyecto.

Este montaje corresponde a una versión a escala del interferómetro destinado a la medida de densidad electrónica en plasmas de fusión a montar en el Stellarator TJ-II, siendo por tanto la última parte de este proyecto la validación y caracterización de su funcionamiento y prestaciones.

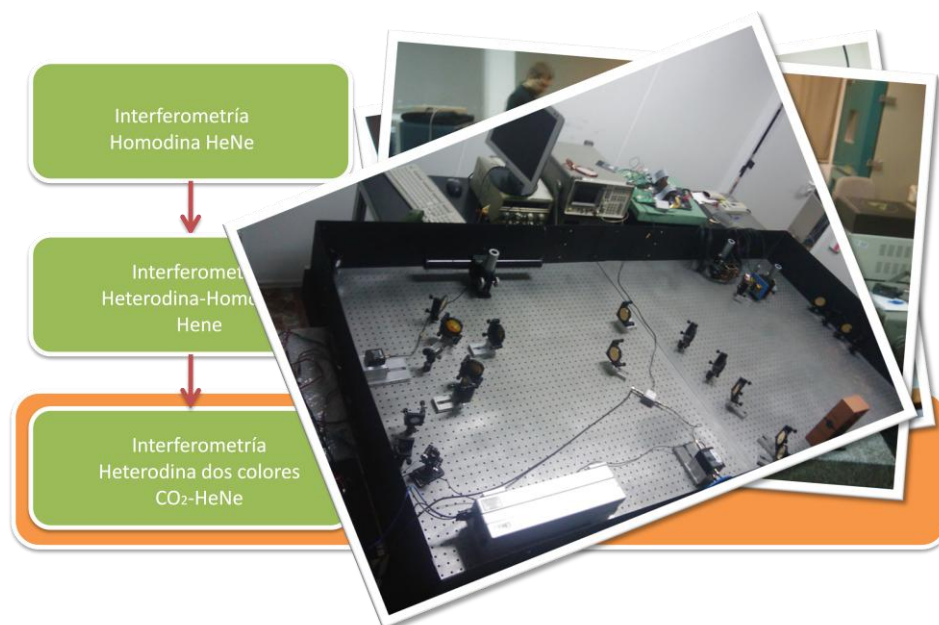


FIGURA V-1. HOJA DE RUTA DEL ESTUDIO INTERFEROMÉTRICO DEL PROYECTO. INTERFEROMETRÍA HETERODINA DOS COLORES CO₂-HeNe

En este montaje, al ser una versión escalada, se utilizará parte de la electrónica desarrollada para el interferómetro homodino-heterodino, por lo que de nuevo el concepto multicanal se reduce a tres muestras simultáneas.

La validación del prototipo instalado en las instalaciones del Grupo de Optoelectrónica y Tecnología Láser de la UC3M se limitará solo a la parte de



modulación del camino óptico, es decir, a la validación en un sistema heterodino de dos colores de la metodología desarrollada para la optimización de la resolución temporal.

Con ello se pretende comprobar el correcto funcionamiento del interferómetro de cara a la substracción de vibraciones mecánicas, que supone la función fundamental de un sistema a dos colores para medida de densidades electrónicas, tal y como se presentó en el Capítulo I.

1.1 INTERFEROMETRÍA HETERODINA DE DOS LONGITUDES DE ONDA PARA LA MEDIDA DE PLASMAS DE FUSIÓN

La interferometría láser heterodina con dos longitudes de onda ha mostrado ser un sistema óptimo de diagnóstico de densidad electrónica en plasmas de fusión nuclear, en especial en escenarios de alta densidad electrónica, frente a sistemas interferométricos tradicionales basados en infrarrojo lejano (FIR) e incluso en microondas, de escasa resolución y muy limitados, por tanto, para la medida de altas densidades electrónicas (Acedo P. , 2000).

El uso de una segunda longitud de onda para compensar las vibraciones mecánicas tiene las ventajas de que elimina el límite inferior de longitud de onda a usar y de que reduce los costosos requerimientos de reducción de vibración en las estructuras de la maquinaria.

Como inconvenientes, se puede hablar de la necesidad de medir grandes desfases asociados a vibraciones mecánicas con la longitud de onda de compensación, por lo que el sistema de detección de fase debe ser capaz de medir grandes desfases de forma rápida, precisa y fiable. Otra limitación de un sistema a dos colores es que la óptica debe poder ser compatible con ambas longitudes de onda.

La longitud de onda de medida sería la del CO_2 ($\lambda = 10.6 \mu\text{m}$). En sistemas tradicionales que usan longitud de onda en el infrarrojo lejano (FIR), se consiguen bajas resoluciones pero nula o mínima influencia de las vibraciones mecánicas. El paso a una longitud de onda en el infrarrojo (IR), aumenta considerablemente la resolución de medida y reduce los problemas de refracción pero adolece de una mayor influencia de las vibraciones mecánicas, que será compensada con la longitud de onda del HeNe ($\lambda = 0.633 \mu\text{m}$), que medirá con mayor resolución estas perturbaciones mecánicas.

La variación de fase de la interferencia de dos haces, se recuerda, viene dada por:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_1z_1 - n_2z_2)$$

ECUACIÓN V-1

Se demuestra (Acedo P. , 2000) que en la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión, este término puede expresarse como sigue:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta l + K\lambda \int n_e dl$$

ECUACIÓN V-2

Donde K es una cierta constante y n_e es la densidad electrónica.

Si se analiza la Ecuación V-2, se puede ver que las variaciones en longitud (que vendrán dadas por vibraciones mecánicas) dependen inversamente de la longitud de onda, mientras que la densidad electrónica a medir depende directamente de ésta.

$$\frac{\lambda_{CO_2}}{\lambda_{HeNe}} = \frac{10600}{633} = 16.75$$

ECUACIÓN V-3

Ahora bien, particularizando la Ecuación V-4 para las dos longitudes de onda y teniendo en cuenta la relación entre ambas dada por la Ecuación V-3, se llega a la conclusión de que en la expresión de fase para el HeNe, la fase debida a la variación de longitud (vibraciones mecánicas), es mucho mayor que la debida a la densidad electrónica, es decir, la variación de fase viene dada prácticamente en su totalidad por el influjo de las vibraciones mecánicas y no por la densidad electrónica. Además, en la variación de fase del CO₂, el término debido a la densidad electrónica es mucho mayor que el correspondiente a la densidad electrónica en la longitud de onda del HeNe.

Si el término debido a vibraciones mecánicas se multiplica en cada caso por su correspondiente longitud de onda y se restan, se obtiene la susodicha substracción de vibraciones mecánicas. Con esto, se puede aislar de la expresión de variación de fase la debida a vibraciones mecánicas y la debida a la densidad electrónica, que es la que realmente se desea en la aplicación.

1.2 TRASLACIÓN DEL DESARROLLO ESPACIAL Y TEMPORAL DE HeNe A CO₂

El estudio realizado en capítulos anteriores sobre optimización de la resolución temporal y espacial en sistemas heterodinos se ha basado en la longitud de onda de HeNe ($\lambda=633$ nm). En este capítulo se estudia su aplicabilidad a sistemas de diferente longitud de onda, en particular a una longitud de onda mayor, como la del CO₂ ($\lambda=10.6$ μm).

Por un lado se tienen los conceptos relativos a la resolución temporal. Si se recurre a la ecuación de la señal interferencial en un sistema interferométrico homodino, se puede ver que la variación de fase depende inversamente de la longitud de onda:

$$I = 2I_1(1 + \cos\Delta\varphi) = 2I_1 \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(n_1z_1 - n_2z_2)\right) \right]$$

ECUACIÓN V-4

Esto significa que a una misma variación de camino óptico entre las dos señales interferentes, la variación de fase será más rápida cuanto menor sea la longitud de onda empleada. Teniendo en cuenta la relación entre los dos colores empleados, se llega a la conclusión de que en un sistema heterodino, el detector de fase tratará con variaciones de fase más lentas con la longitud de onda del CO₂, y no solo el detector de fase, sino toda la electrónica empleada.

Por esta razón, el estudio de la electrónica realizado para la longitud de onda del HeNe es directamente trasladable a la del CO₂, ya que al variar más lentamente, precisa también de una menor resolución temporal (Pedreira, Esteban, Criado, Acedo, Sánchez, & Sánchez, 29 June - 3 July 2009.).

La electrónica desarrollada se ha diseñado para la resolución temporal del HeNe, por lo que puede emplearse para cualquier longitud de onda mayor, que requerirá una menor resolución temporal.

Por otra parte se encuentra el estudio espacial. En este caso, una longitud de onda mayor presentará una resolución menor, por lo que el paso del sistema de reconstrucción espacial desarrollado para el HeNe a una longitud de onda menor no es trivial, ya que debe garantizarse su validez.



En este caso ocurre lo contrario que con la resolución temporal: la metodología desarrollada para el HeNe es aplicable directamente a longitudes de onda menores, que presentan mayor resolución.

La validación del sistema desarrollado a longitudes de onda mayores debe ser cuidadosamente estudiada, para determinar hasta qué longitud de onda la resolución es suficiente para aplicar la metodología presentada en el estudio del HeNe. No obstante, las técnicas de reconstrucción del perfil espacial desarrolladas sí son aplicables a una longitud de onda mayor si se confirma la validez de la resolución espacial empleada en los detectores para la longitud de onda mayor, en este caso la de del CO₂.

Este estudio conlleva una complejidad científica y extensión especiales, y no será tratada en el presente proyecto, que se limitará a la validación de la metodología de optimización de resolución temporal desarrollada para el HeNe.

2

DESCRIPCIÓN DEL SISTEMA

El interferómetro heterodino de dos colores se basa en la combinación de dos interferómetros heterodinios Mach-Zender con brazo de medida común. Uno de los interferómetros utiliza un láser de HeNe y modulación a 80 MHz como el de los Capítulos III y IV, mientras que el otro emplea un láser de CO₂ de 10 W con modulación a 40 MHz.

Además, se utiliza un sistema telescópico que, aunque coincide en funcionalidad con los utilizados en sistemas anteriores (magnificación y colimación del haz), difiere de ellos en configuración al utilizarse un sistema telescópico reflexivo y no transmisivo, con el fin de optimizar su funcionamiento para ambas longitudes de onda.



FIGURA V-2. VISTA PANORÁMICA DEL INTERFERÓMETRO HETERODINO DE DOS COLORES EN FUNCIONAMIENTO

A continuación se pasará a detallar tanto la configuración óptica como la electrónica asociada a este sistema interferométrico.

2.1 CONFIGURACIÓN ÓPTICA

La configuración óptica del interferómetro se basa, como se comentó en el apartado anterior, en dos interferómetros heterodinos Mach-Zender compartiendo el brazo de medida.

El primero de ellos es similar al de los Capítulos III y IV, donde se utilizaba un láser de He-Ne de 25 mW con frecuencia de modulación del brazo heterodino de 80 MHz. El otro interferómetro emplea un láser de CO₂ de 10 W con una frecuencia de modulación de 40 MHz. En el recorrido común a ambos colores, se utilizan dos sistemas telescópicos reflexivo (uno en cada brazo) para magnificar y colimar los haces.

La óptica empleada en la parte inicial del HeNe es idéntica a la utilizada en el interferómetro de un color, sin embargo, en el resto del esquema, donde se propaga el CO₂, se utiliza óptica reflexiva de dos pulgadas de diámetro de cobre con recubrimiento de oro por tratarse de un material válido para ambas longitudes de onda.

La elección de una frecuencia de modulación distinta para los interferómetros se debe a la pretensión de reducir el crosstalk del sistema, en consonancia con la tendencia seguida en experimentos previos donde éste supone un objetivo fundamental para la evolución y mejora de este tipo de sistemas. Ello supondrá ciertos cambios en la electrónica del sistema, como se verá en el apartado relativo a la configuración electrónica.

Los frentes de onda de ambos colores han de tener el mismo tamaño de haz en el brazo de medida. Dado que el láser de HeNe tiene una divergencia mucho menor que la del CO₂, no se propagan con el mismo tamaño de haz a misma longitud recorrida. Esto supone un inconveniente de cara a la correcta evaluación del perfil espacial, pues una longitud de onda va a medir un mayor rango de longitud que la otra.

La solución a este problema de diferencia de divergencia se desarrolla en el Grupo de Optoelectrónica y Tecnología Láser, a través del uso del software de diseño de sistemas ópticos Zemax, que permite realizar simulaciones de propagación de frentes de onda Gaussianos en sistemas ópticos, aportando los datos de ancho de haz, ángulo de divergencia y otros.

El gran potencial de este software ha permitido crear un diseño donde se ha conseguido la igualdad de tamaño en la dimensión vertical (la utilizada en la medida) de los haces en el brazo de medida por dos medios básicos: propagación inicial de mayor longitud en el HeNe, y sistemas telescópicos reflexivos en los dos brazos comunes a ambos interferómetros.

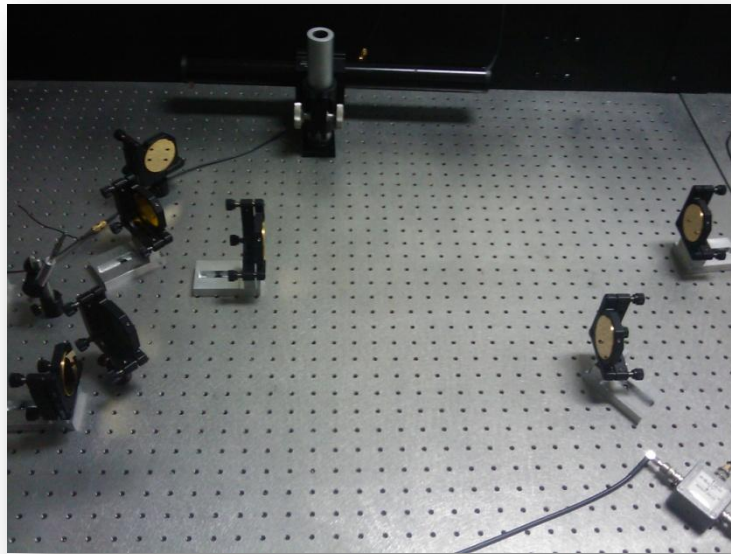


FIGURA V-3. SISTEMA TELESCÓPICO REFLEXIVO DEL INTERFERÓMETRO

Estos sistemas telescópicos son idénticos, y emplean espejos esféricos para magnificar y colimar el haz. Se ha elegido esta configuración debido a que la óptica transmisiva empleada en la longitud de onda del HeNe es opaca para la longitud de onda del CO₂, inutilizando las lentes tradicionales como solución apta para ambas longitudes de onda. Por ello, se hace necesario emplear un sistema funcional para ambos colores.

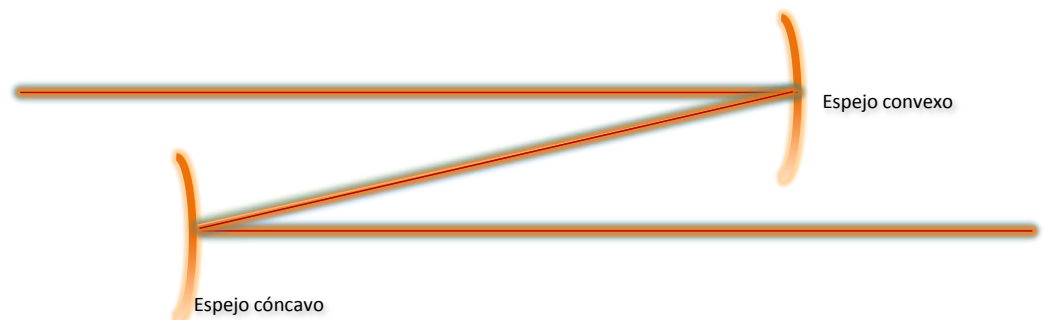


FIGURA V-4. ESQUEMA DEL SISTEMA TELESCÓPICO REFLEXIVO

El esquema óptico completo puede observarse en la Figura V-5. Ambos láseres se propagan hacia sus respectivos moduladores acustoópticos, donde se obtienen dos haces de HeNe separados 80 MHz en frecuencia, y dos de CO₂ separados 40 MHz. Estos haces son propagados hasta un beam-combiner (BC1) que combina por un lado los órdenes +1 (ó -1) y por otro los órdenes 0 de ambas longitudes de onda. Hasta este punto, y como parte de la solución empleada en la corrección de los tamaños de haz de ambos colores, los haces de HeNe son propagados una distancia mayor que la del CO₂, con el fin de que lleguen al combinador con un tamaño de haz adecuado.

Tras su recombinación, son propagados una cierta distancia, previamente determinada en el proceso de diseño con Zemax, para llegar a los dos sistemas telescópicos (SL1-SL2 y SL3-SL4), donde entran con un tamaño de haz prácticamente idéntico, y son magnificados y colimados. El hecho de colimar los haces supone reducir su divergencia, por lo que a la salida de los sistemas telescópicos, desaparece el problema de diferencia de divergencia de ambas longitudes de onda, pues el tamaño de los haces prácticamente no se verá modificado durante su posterior propagación.

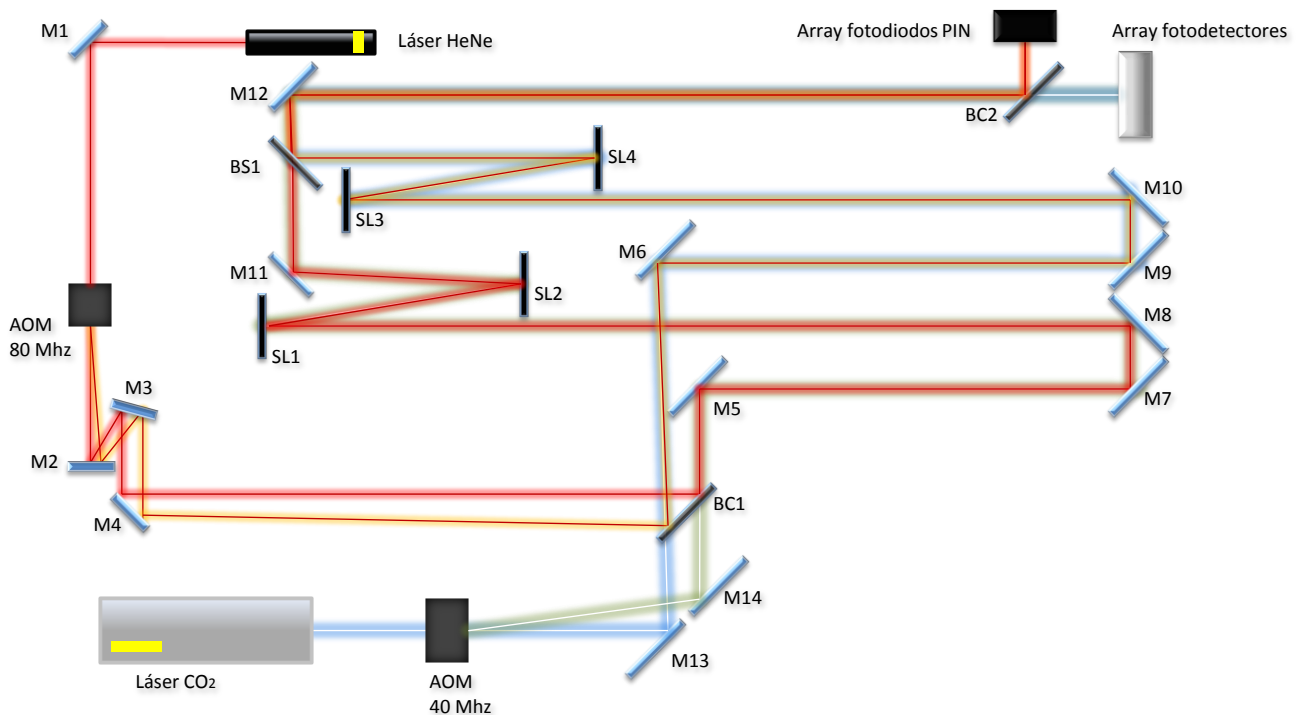


FIGURA V-5. CONFIGURACIÓN OPTOMECÁNICA DEL INTERFERÓMETRO HETERODINO DE DOS COLORES CO₂-HeNe

Después, justo tras de la zona de medida, situada entre M11 y BS1, se produce la interferencia entre ambos caminos, dando lugar a la salida de ambos interferómetros, que son propagados hasta el combinador BC2, donde se separan ambas longitudes de onda para proceder a su correcta detección.

2.2 CONFIGURACIÓN ELECTRÓNICA

El sistema de detección del interferómetro de HeNe es prácticamente idéntico al empleado en los Capítulos III y IV, con la única salvedad del sistema de amplificación empleado, que variará ligeramente debido a los cambios de requerimientos de ganancia. Por esta razón, el sistema de detección del interferómetro de HeNe no será de nuevo presentado (a excepción del sistema de amplificación) en este capítulo.

Por el contrario, sí se tratará con más detalle el sistema de detección para la longitud de onda del CO₂, centrándose en el detector empleado, que ha sido diseñado y fabricado a petición de forma específica para los requerimientos del sistema. No obstante, el sistema de detección de esta longitud de onda no es más que una adaptación del empleado para el HeNe a la frecuencia de funcionamiento del CO₂ (40 MHz).

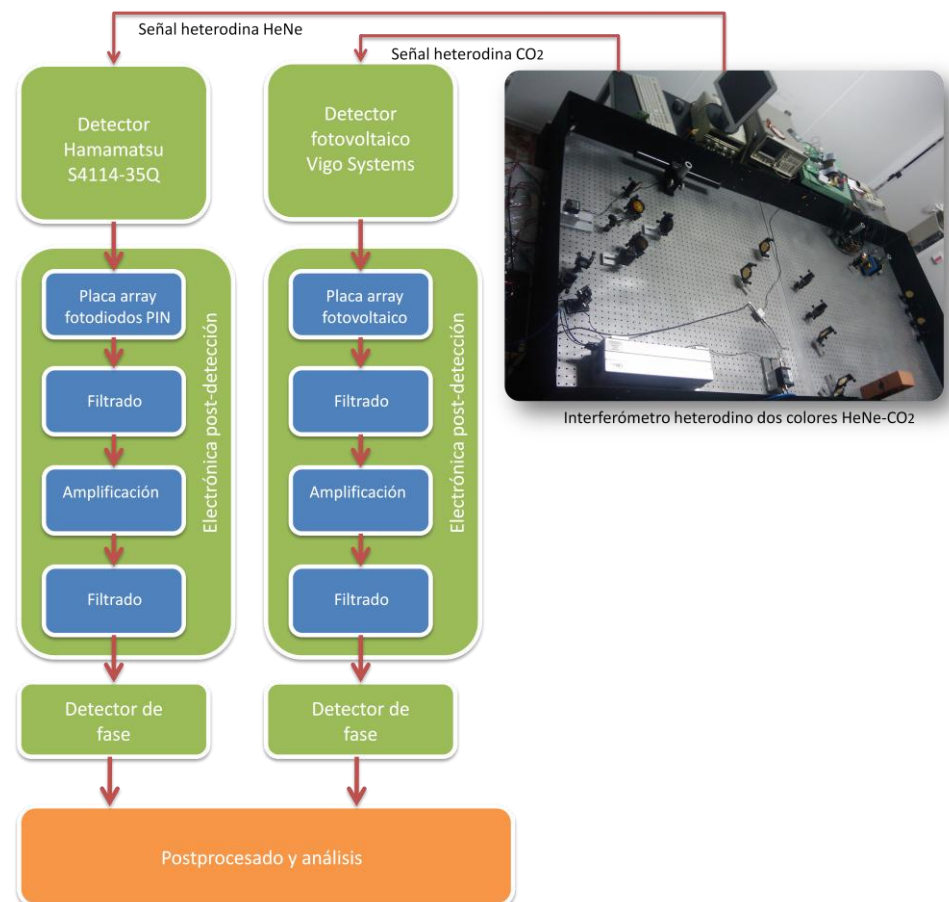


FIGURA V-6. SISTEMA DE DETECCIÓN Y PROCESADO DE SEÑAL DEL SISTEMA

De forma similar al experimento homodino-heterodino y debido nuevamente a la versión reducida de la electrónica de amplificación y detección de fase disponible para este experimento, se plantea el uso de una versión escalada del sistema final, con la capacidad de medida simultánea de tres canales de medida para una sola longitud de onda, o un canal de medida para cada una de las longitudes de onda.

La minimización del crosstalk sigue siendo parte fundamental en el estudio del sistema interferométrico, determinando las pautas de diseño y desarrollo del mismo, en especial las referentes al sistema de detección.

El crosstalk electrónico entre ambas longitudes de onda queda eliminado debido al uso de frecuencias de modulación para ambos colores lo suficientemente separadas (40 MHz) como para no tener ningún tipo de interferencia entre las señales procedentes de ambas.

El crosstalk electrónico de una misma longitud de onda queda minimizado gracias al empleo de placas especialmente diseñadas para este fin. En el caso del HeNe, la placa es la misma que la del experimento homodino-heterodino, mientras que para el CO₂ se implementará una placa siguiendo las líneas de diseño del de HeNe, que fueron validadas en el capítulo anterior como una solución óptima para la minimización del crosstalk electrónico.

2.2.1 DETECTOR

Un tipo de detector que funciona a la longitud de onda de 10.6 μm es el fotovoltaico, que tiene menor responsividad que el fotoconductor, pero no requiere polarización ni estabilización en temperatura, por lo que resulta un dispositivo fiable y robusto (Ditchburn & Fernández Ferrer, 1982).

Este tipo de detectores se basan en una capa semiconductor situada entre una película metálica transparente fina y otra capa metálica como base. La radiación incidente atraviesa la película y penetra en la capa semiconductor, provocando una emisión de electrones en la capa metálica de base y en la capa semiconductor. Debido a que la unión entre la capa semiconductor y la película metálica es rectificadora, es decir, los electrones tienen más facilidad de escapar del semiconductor que de entrar en él, se crea una diferencia de tensión entre ambas capas metálicas.

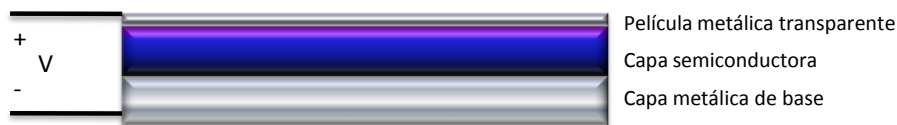


FIGURA V-7. CÉLULA FOTOVOLTAICA

Se decide basarse en el funcionamiento fotovoltaico para diseñar un detector que cumpla los siguientes requisitos:

- El ancho de banda debe ser suficiente para la frecuencia utilizada (40 MHz).
- El número de canales del detector debe ser 32 y éstos deben estar separados una distancia de 1 mm de forma unidimensional (se pretende medir la dimensión vertical).
- Bajo crosstalk óptico (diafonía) entre los elementos del array.

Este diseño se realiza conjuntamente con el fabricante Vigo Systems, que se encarga además de su fabricación.

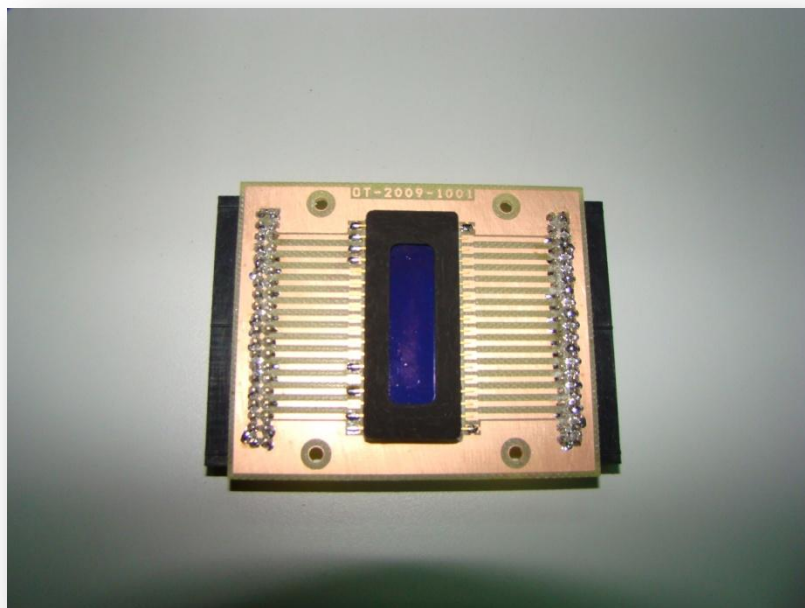


FIGURA V-8. ARRAY DE DETECTORES FOTOVOLTAICOS PVM 10.6-C DE VIGO SYSTEMS

El resultado es el array fotovoltaico PVM 10.6-C, un dispositivo de 32 elementos detectores equiespaciados una distancia de un milímetro, con una resistencia de salida de unos 165 Ω y una responsividad en torno a 0.22 V/W por elemento. El dispositivo cuenta con un encapsulado tipo *butterfly*, para funcionar de forma óptima a altas frecuencias y para reducir el crosstalk electrónico (véase Anexo 5. Array fotovoltaico Vigo Systems PVM 10.6-C).

El detector es caracterizado en el experimento y demuestra tener un comportamiento óptimo en cuanto a ancho de banda, responsividad y fiabilidad.

2.2.2 PLACA DETECTOR

Como ya quedó establecido en el Capítulo IV, el diseño de la placa del detector es crucial para el objetivo de minimizar el crosstalk electrónico, por ser la etapa donde las señales de salida de los distintos elementos están más cercanas entre sí.

Para el diseño de la placa del array fotovoltaico, se parte de los principios seguidos en la placa del detector de fotodiodos PIN. Por un lado, se repite el diseño a dos caras con alternancia de canales, de forma idéntica a la placa del Hamamatsu, logrando que el cableado contiguo esté separado en realidad por cuatro canales del array. Por otra parte, se emplean de nuevo conectores MMCX para lograr un sistema compacto y con funcionamiento a altas frecuencias.

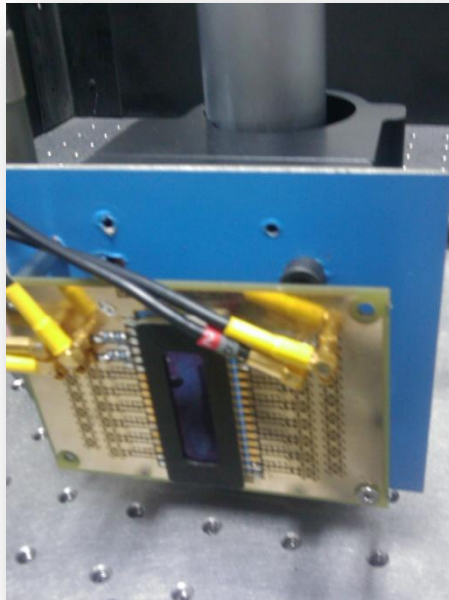


FIGURA V-9. ARRAY FOTOVOLTAICO VIGO SYSTEMS PVM 10.6-C MONTADO EN LA PLACA DISEÑADA

La diferencia principal consiste en el circuito que integra la placa y que se encuentra inmediatamente a continuación de la salida de cada canal. En el caso anterior, se empleó un circuito de resonancia a 80 MHz. En este caso, se implementa en cada canal un filtro paso banda de tercer orden de frecuencia central 40 MHz, que además se encarga de adaptar la impedancia de salida de los detectores (165Ω) a la impedancia del resto de electrónica empleada (50Ω).

2.2.3 SISTEMA DE AMPLIFICACIÓN

Inicialmente, se opta por utilizar el array de fotodiodos Hamamatsu 4114-35Q y un detector fotoconductor Graseby HTC 10.6-1.0 para evaluar los niveles de potencia existentes a la salida del sistema, que resultan ser mayores que los manejados en el interferómetro heterodino-homodino. La potencia a la salida de ambos interferómetros es de aproximadamente -55 dBm.

La mejora en los niveles de potencia de la señal con respecto al experimento homodino-heterodino, puede achacarse a la eliminación de óptica transmisiva, que introduce mayores pérdidas que la reflexiva, y a la mayor calidad de los espejos, que presentan una mejor reflectividad.

En cualquier caso, los requerimientos de ganancia de la etapa de amplificación se reducen considerablemente, siendo precisos unos 50-60 dB para este experimento. Ateniéndose a los resultados del análisis de los diferentes sistemas de amplificación propuestos en el capítulo anterior, se llegaba a la conclusión de que la cadena de amplificación comenzaba a ser bastante problemática cuando se requerían más de 60 dB debido a las oscilaciones. Al reducirse la ganancia necesaria, no solo se reduce el número de etapas del sistema de amplificación, sino que también se reduce enormemente la complejidad asociada a su implementación.

Dado que todos los amplificadores analizados y caracterizados para el interferómetro heterodino-homodino funcionan también en el rango de los 40 MHz, se recurre a los resultados anteriores para decidir el sistema de amplificación a usar, que seguirá la misma configuración para ambas señales, tanto la de 80 MHz del HeNe como la de 40 MHz del CO₂.

Se opta por emplear una cadena formada por un amplificador de RF de bajo ruido de MiniCircuits ZFL-1000LN y una etapa formada por dos amplificadores operacionales OPA847 de Texas Instruments integrados en una misma caja. La ganancia asciende a unos 60 dB, manteniendo un esquema de muy bajo ruido por el amplificador inicial y sin oscilaciones, por lo que se postula como la opción más adecuada para ambas frecuencias de funcionamiento en este experimento a escala.

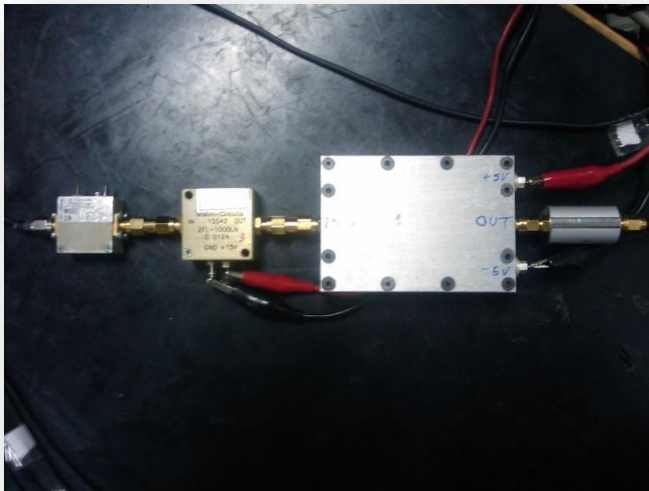


FIGURA V-10. SISTEMA DE AMPLIFICACIÓN Y FILTRADO PARA LA SEÑAL A 80 MHz (HeNe)

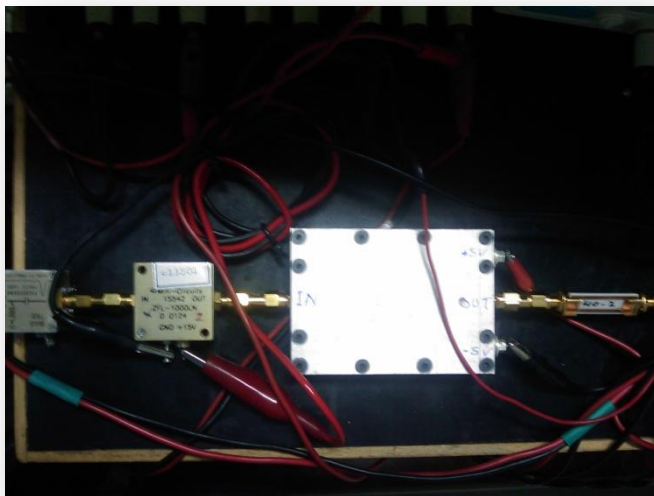


FIGURA V-11. SISTEMA DE AMPLIFICACIÓN Y FILTRADO PARA LA SEÑAL A 40 MHz (CO₂)

2.2.4 SISTEMA DE FILTRADO

El sistema de filtrado es similar al presentado en el Capítulo IV y se articula en dos etapas distintas. De forma previa a la etapa de amplificación se utiliza un filtrado paso alto con la pretensión de eliminar la componente DC de la señal de salida del detector. El segundo sistema de filtrado se encuentra tras la

etapa de ganancia y consiste en un filtrado paso bajo o paso banda para eliminar espurios de la señal amplificada. Ambos sistemas de filtrado pueden apreciarse en la Figura IV-9. Imagen de las tres cadenas de amplificación instaladas en el interferómetro

2.2.4.1 FILTRADO PRE-AMPLIFICACIÓN

El primer sistema tiene como objetivo evitar la entrada de componentes continuas a los amplificadores, para evitar su deterioro (en caso de utilizar amplificadores de RF). Se ha implementado con DC blocks y Bias Tee (entrando por DC+AC y saliendo por AC) en ambos colores.

Estos dispositivos han sido caracterizados en el anexo correspondiente (Anexo 4. Caracterización de los componentes electrónicos del sistema).

2.2.4.2 FILTRADO POST-AMPLIFICACIÓN

El objetivo del segundo sistema de filtrado es eliminar componentes frecuenciales distintas de los 80 MHz en el caso del HeNe y de 40 MHz para el CO₂. Para el Hene, se mantienen los mismos filtros del experimento anterior, mientras que para el CO₂ se diseñan e implementan filtros específicos :

Se diseña un filtro paso banda LC de 4º orden con frecuencia central de 40 MHz, partiendo de un esquema Bessel de mínima distorsión de fase, algo importante en el sistema dado que la información de la señal interferencial se encuentra modulada en fase. El ancho de banda de este filtro es de 10 MHz y su implementación se lleva a cabo con componentes discretos de encapsulado SMD 0805.

Estos filtros son caracterizados en parámetros S en el analizador de redes (ver Anexo 4. Caracterización de los componentes electrónicos del sistema). Sin embargo, el analizador de redes, al tener como frecuencia mínima de funcionamiento 50 MHz, no ofrece una información completa de su comportamiento, aunque sí aproximada.

Por ello, el dispositivo es testeado directamente en el experimento mediante la evaluación de las pérdidas a 40 y 80 MHz, obteniéndose unos buenos resultados que califican al filtro como apto para su funcionamiento en el sistema.

2.2.5 DETECCIÓN DE FASE

El detector de fase empleado es el mismo desarrollado y caracterizado en el interferómetro homodino-heterodino en el Capítulo IV.



3

VALIDACIÓN DE LA OPTIMIZACIÓN DE LA RESOLUCIÓN TEMPORAL DEL SISTEMA

3.1 ESTUDIO TEÓRICO DE LA SNR DEL SISTEMA

En este sistema se realizará un estudio teórico de la SNR necesaria en el sistema para asegurar la resolución de fase requerida, tal y como se hizo con el sistema homodino-heterodino en el Capítulo IV.

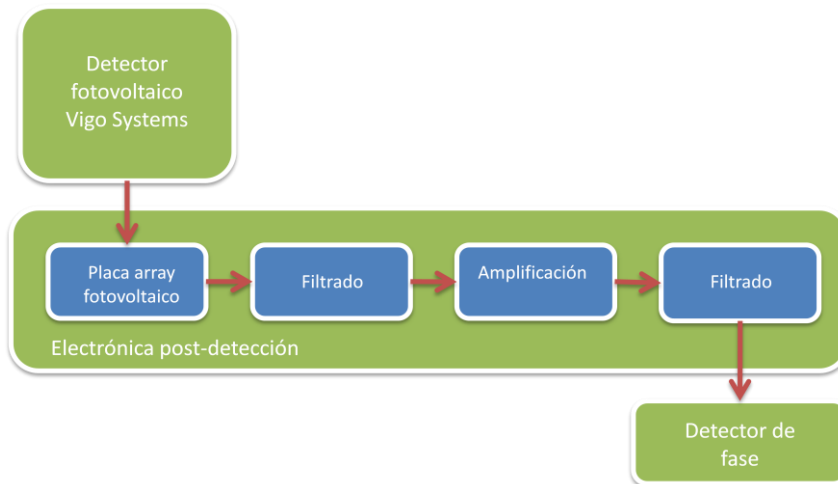


FIGURA V-12. SISTEMA DE DETECCIÓN

3.1.1 PLACA DETECTOR

La placa del detector de Vigo Systems cuenta con un circuito LC que implementa un filtro paso banda con una frecuencia central de 40 MHz para el CO₂. La placa del HeNe ya fue analizada en el capítulo anterior, por lo que no se repetirá aquí el cálculo de ruido introducido, sobre todo teniendo en cuenta que éste es mucho menor que el ruido introducido por los amplificadores y no es tenido en cuenta en el cálculo de ruido total del sistema.

La placa del CO₂ tiene un ancho de banda de 10 MHz. Al ser un circuito LC, su influencia será únicamente la del ancho de banda introducido, y no se tendrán en cuenta pérdidas de inserción o ruido introducido por los componentes pasivos.

3.1.2 FILTRADO PREAMPLIFICACIÓN

Esta etapa de filtrado solo se compone de un DC block que elimina la componente continua de la señal, y con unas pérdidas de inserción mínimas, por lo que no será tomada en consideración.

3.1.3 AMPLIFICACIÓN

La potencia de ruido de una cadena de amplificadores en cascada viene dada por la Ecuación IV-9:

$$P_{na} = kB(G_{a1}G_{a2}G_{a3}T_{e1} + G_{a2}G_{a3}T_{e2} + G_{a3}T_{e3}) = kBGT_{e,equiv}$$

ECUACIÓN V-5

La cadena de amplificación, al tener un ancho de banda amplio, funciona a ambas frecuencias, por lo que el análisis será común a ambos colores.

Donde nuevamente el ancho de banda viene dado por los 10 MHz del filtrado, por ser el ancho de banda de funcionamiento de los amplificadores mucho mayor que éste.

Los valores de ganancia y temperatura de ruido para los modelos empleados se obtienen a partir de los datasheet y la siguiente ecuación, que relaciona la temperatura de ruido con la figura de ruido, que suele ser el parámetro proporcionado por el fabricante:

$$T_e = T_0(NF - 1)$$

ECUACIÓN V-6

Los modelos utilizados en este cálculo son los elegidos en la sección Capítulo IV.4.3: MiniCircuits ZFL-1000LN + 2x Texas Instruments OPA847:

Modelo	G (dB)	g	NF (dB)	Te (K)
ZFL-1000LN	25	316.23	3	To = 290
OPA847 (x2)	37	5011.9	-	-

TABLA 4. CARACTERÍSTICAS DE LOS AMPLIFICADORES UTILIZADOS

Las características de ruido de los amplificadores operacionales vienen dados por la tensión de ruido equivalente. Dado que el ruido de la cadena de amplificación viene dado principalmente por el primer dispositivo, se obviarán las características de ruido de los amplificadores operacionales.

La temperatura de ruido equivalente se obtiene mediante:

$$T_{e,equiv} = T_{e1} + \frac{T_{e2}}{G_{a1}} + \frac{T_{e3}}{G_{a1}G_{a2}} \approx T_{e1}$$

ECUACIÓN V-7

Con estos datos, la potencia de ruido equivalente aportada por la cadena de amplificación es:

$$P_{na} = kBGT_{e,equiv} = 0.5 \mu W$$

ECUACIÓN V-8

3.1.4 FILTRADO POSTAMPLIFICACIÓN

Esta etapa aporta unas pérdidas por inserción muy bajas, por lo que solo será tenida en cuenta a efectos de limitación de ancho de banda en la cadena completa por contar con el ancho de banda más bajo (10 MHz).

3.1.5 FILTRADO DETECTOR DE FASE

Se recuerda que el detector de fase empleado, al emplear demodulación IQ, precisa de unos 30 dB de SNR a la entrada para poder obtener una resolución de fase de 1/1000 de franja. Sin embargo, el detector cuenta a la entrada con un filtrado paso bajo mediante el promediado de 21 muestras, por lo que se llegó a la conclusión en el Capítulo IV de que realmente, a la entrada del detector de fase, se requerían 23.4 dB de SNR.

3.1.6 POTENCIA NECESARIA EN EL DETECTOR

Teniendo en cuenta que la SNR necesaria a la entrada del detector de fase es de 23.4 dB, y teniendo en cuenta el ruido calculado, se tiene que:

$$SNR = \frac{P_s}{P_{na} + V_n^2} \cong \frac{P_s}{P_{na}} \Rightarrow P_s = P_{na} SNR = 0.11 \text{ mW} = -10 \text{ dBm}$$

ECUACIÓN V-9

Que es mayor que la mínima potencia aceptada por el detector de fase (-20 dBm, 0.01 mW en un sistema a 50 Ω).

La potencia necesaria al comienzo de la etapa de amplificación deberá tener un valor de:

$$P_{s1} = \frac{P_s}{G} = 0.069 \text{ nW} \approx -72 \text{ dBm}$$

ECUACIÓN V-10

Teniendo en cuenta que la potencia a la salida de ambos detectores está en torno a los -55 dBm, se puede afirmar que el sistema electrónico diseñado cumple sobradamente con los requerimientos de SNR para obtener la resolución de fase requerida.

4

RESULTADOS

4.1 MEDIDAS EXPERIMENTALES

La verdadera utilidad de un sistema a dos colores como el empleado en este experimento consiste en la substracción de las vibraciones mecánicas. Se utiliza la longitud de onda del CO_2 para la medida de alta resolución, y otra longitud de onda más pequeña, en este caso la del HeNe, para la medida de las vibraciones mecánicas captadas por ambas longitudes de onda.

Este procedimiento permite restar a la medida del CO_2 las perturbaciones mecánicas, de forma que se pueda obtener la medida de fase debida únicamente a la variación del índice de refracción del plasma.

En el prototipo estudiado en este capítulo (véase sección 2) se pretende validar la capacidad del sistema para la correcta substracción de estas vibraciones mecánicas, de cara a la posterior implementación de un sistema basado en dos colores en el Stellarator TJ-II (Pedreira, Esteban, Criado, Acedo, Sánchez, & Sánchez, 29 June - 3 July 2009.).

Para ello, se provoca una modulación del camino óptico que será medida de forma simultánea en ambas longitudes de onda. A diferencia de experimentos anteriores, donde la modulación consistía en la excitación de un PZT con una rampa de tensión, en este caso se ha optado por provocar vibraciones mecánicas en la mesa de medida, mediante el golpeo de la misma, simulando perturbaciones mecánicas de alta velocidad como las que se esperan substrair en el sistema final a instalar en el CIEMAT.

Las medidas de potencia para ambas longitudes de onda a la salida de los detectores arrojan unos valores de -55 dBm, que mediante el sistema de amplificación implementado se convierten en unos -5 dBm a la entrada del detector de fase (Figura V-13). En el apartado 3.1, se llegó a la conclusión de que el valor de potencia necesario a la entrada del detector de fase para tener la SNR necesaria para conseguir una resolución de fase de 1/1000 de franja es -10 dBm. En este sentido, se consigue mejorar la SNR a la entrada del detector de fase, por lo que la resolución de fase esperada superará el valor objetivo de 1/1000 de franja.

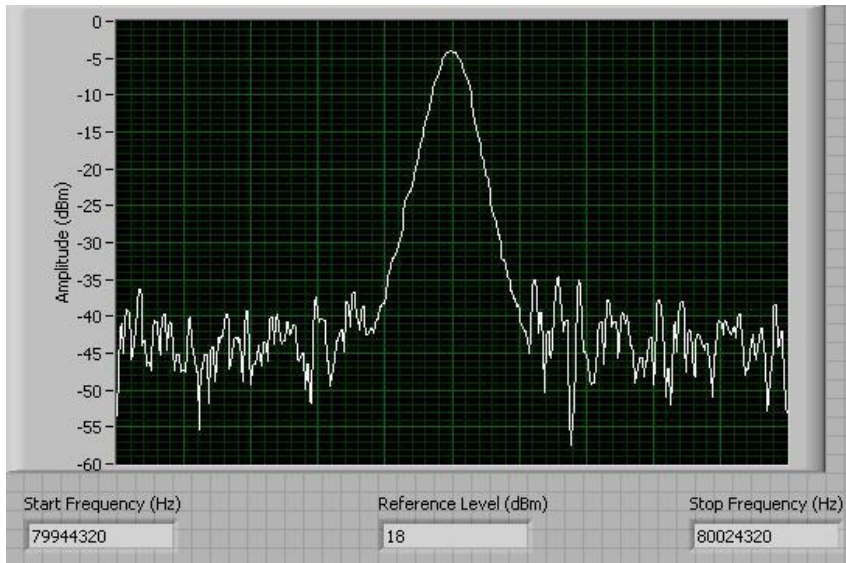


FIGURA V-13. ESPECTRO DE POTENCIA DE LA SEÑAL A LA ENTRADA DEL DETECTOR DE FASE (HeNe)

Una vez validado el valor de la resolución de fase, se analiza la fase detectada en ambas longitudes de onda.

Se recuerda que la expresión de la variación de fase del interferómetro es la siguiente:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_1 z_1 - n_2 z_2)$$

ECUACIÓN V-11

Dado que en este prototipo no cambia el índice de refracción (y éste es igual a 1), la Ecuación V-11, particularizada para ambas longitudes de onda, se puede expresar como:

$$\Delta\varphi_{CO_2} = \frac{2\pi}{\lambda_{CO_2}} \Delta z$$

ECUACIÓN V-12

$$\Delta\varphi_{HeNe} = \frac{2\pi}{\lambda_{HeNe}} \Delta z$$

ECUACIÓN V-13

Por tanto, para obtener la longitud medida por ambas longitudes de onda debida a la vibración mecánica inducida golpeando la mesa (Δz), se deben multiplicar ambos valores de fase por su correspondiente longitud de onda y dividirse por 2π .

Debe notarse que la variación de fase de la longitud de onda HeNe es más rápida que la del CO_2 , concretamente 16.75 veces. Esto puede suponer un

problema si se diera el caso en el que la vibración a compensar sea lo suficientemente rápida como para que pueda detectarse en el CO₂ y no en el HeNe debido a escasa resolución temporal, imposibilitando el proceso de substracción de vibraciones mecánicas. Ya que la metodología de optimización temporal desarrollada se centra en la obtención de una alta resolución temporal, este problema queda solventado, puesto que la resolución temporal conseguida es tan alta que cualquier vibración con frecuencias del orden de las previstas será detectada sin problema por ambas longitudes de onda.

Las prestaciones del sistema de substracción de vibraciones mecánicas vendrán dadas principalmente por la medida en que ambas longitudes de onda midan el mismo desplazamiento debido a perturbaciones mecánicas, es decir, por la medida en que la substracción tienda a cero, que es el resultado ideal.

En la Figura V-14 se muestra el desplazamiento medido por ambas longitudes de onda (obtenido de Ecuación V-12 y Ecuación V-13) ante vibraciones mecánicas de alta velocidad inducidas en la mesa óptica mediante un golpe:

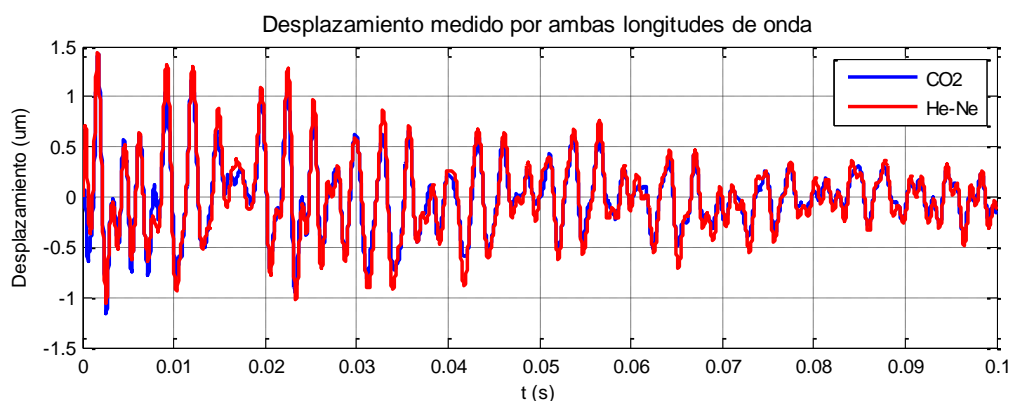


FIGURA V-14. VIBRACIÓN MECÁNICA MEDIDA EN AMBAS LONGITUDES DE ONDA

Si se presenta esta medida en más detalle (Figura V-15), se puede apreciar que ambas longitudes de onda miden prácticamente la misma fase, con un error no mayor que algunas décimas de µm (valor por debajo de la longitud de onda de compensación: $\lambda_{HeNe} = 633 \text{ nm}$), lo cual supone un resultado de bastante precisión.

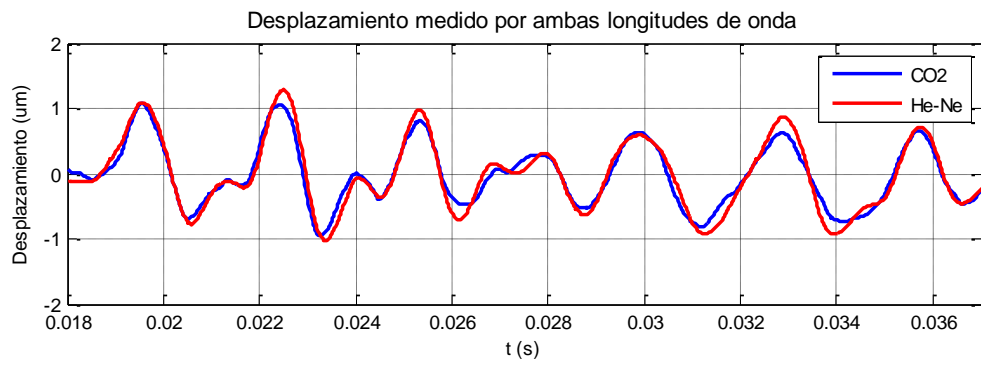


FIGURA V-15. VIBRACIÓN MECÁNICA MEDIDA EN AMBAS LONGITUDES DE ONDA (DETALLE)

5

CONCLUSIONES

Se llega a la conclusión de que las metodologías de optimización temporal y espacial desarrolladas para sistemas heterodinos en los Capítulos III y IV son de perfecta aplicación en un interferómetro de dos longitudes de onda como el presentado en la sección 2, en especial las técnicas referentes a la resolución temporal, que han sido validadas experimentalmente en este capítulo.

Las técnicas de reconstrucción del perfil espacial, aunque no han sido estudiadas experimentalmente en este capítulo, se emplearían de la misma manera que en el Capítulo III, teniendo en cuenta únicamente las diferencias en frecuencia de modulación y longitud de onda. No obstante, en este aspecto, sería conveniente estudiar los efectos del traslado de la metodología de la longitud de onda de HeNe a CO_2 , en especial los referidos a límite de difracción.

Por su parte, la metodología de optimización de resolución temporal sí ha sido analizada de forma experimental, siendo todos los aspectos de ésta trasladables directamente de la longitud de onda del HeNe a la del CO_2 sin más que cambiar la frecuencia de modulación y la longitud de onda.

Los resultados permiten la validación de esta configuración de dos colores como método apto para la substracción de vibraciones mecánicas rápidas en esquemas interferométricos heterodinos de dos colores, en concreto para el sistema interferométrico a instalar en el Stellarator TJ-II, gracias al empleo de un sistema de detección de alta resolución temporal, que permite a ambas longitudes de onda detectar las vibraciones mecánicas presentes.

De esta forma, todo el desarrollo de optimización temporal desarrollado para la longitud de onda HeNe queda validado en este esquema de dos colores, por presentar una correcta aplicabilidad en ambas longitudes de onda, además de permitir detectar las vibraciones mecánicas rápidas con un alto grado de precisión.





Capítulo VI

CONCLUSIONES Y TRABAJO FUTURO



1

CONCLUSIONES

El presente Proyecto Fin de Carrera ha detallado los aspectos más importantes asociados al desarrollo de técnicas para la optimización de la resolución espacial y temporal en interferometría láser heterodina con vistas a su aplicación en la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión, y más concretamente, en el diagnóstico multicanal del Stellarator TJ-II (Laboratorio Nacional de Fusión por Confinamiento Magnético - CIEMAT).

Así, en la primera parte del proyecto se ha profundizado en los fundamentos teóricos necesarios para el estudio y caracterización espacial del frente de onda interferencial de frentes de onda láser, en especial los referentes al modelo Gaussiano, validándolo de forma experimental. Tras ello, se ha estudiado la interferencia de haces Gaussianos, demostrándose que la expresión que la define depende de las tres dimensiones espaciales y la temporal. A partir de este resultado, se han realizado una serie de estudios experimentales y computacionales sobre esquemas interferométricos homodinos para validar el carácter Gaussiano del frente de onda interferencial y su comportamiento. En primer lugar, se ha realizado un estudio estático del perfil espacial, manteniendo el tiempo constante; para luego realizar el correspondiente estudio dinámico, fijando un punto del frente espacial para el estudio del frente de onda interferencial ante modulaciones del camino óptico.

Se ha llegado a la conclusión de que el Gaussiano es un modelo preciso para describir los frentes de onda láser y su interferencia; y de que además es necesaria la definición de metodologías que permitan inferir información sobre los frentes de onda a partir de los resultados experimentales. Sin embargo, ante los resultados experimentales, queda claro que la interferometría homodina presenta una serie de problemas para extraer información espacial del interferograma con alta resolución temporal y en presencia de desfases muy grandes ($\gg 2\pi$). La solución pasa por emplear interferometría heterodina.

De esta forma, es necesario definir metodologías para interferometría heterodina centradas en la optimización de la resolución espacial y temporal, para permitir un óptimo análisis del frente de onda interferencial heterodino.

La implantación de estas metodologías de optimización en el marco de este Proyecto Fin de Carrera se ha desarrollado a partir de un sistema interferométrico homodino-heterodino con brazo de medida común que



emplea el HeNe como longitud de onda. La ventaja de este sistema es que el interferómetro homodino sirve de referencia para la calibración y validación de las metodologías desarrolladas para el heterodino.

La metodología de optimización de la resolución espacial se basa en un sistema de reconstrucción del perfil espacial interferencial fiable, escalable y preciso. Basado en el uso de interpolación ideal mediante el Teorema de Whittaker-Shannon, permite obtener reconstrucciones similares a las obtenidas con detectores con una resolución espacial más de 100 veces superior en frecuencias espaciales como las esperadas en la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión nuclear.

Los métodos ya existentes en aplicaciones interferométricas que se postulan como oponentes de la metodología desarrollada son principalmente aquellos basados en la recuperación directa de la fase espacial, que utilizan distintos algoritmos para obtener la fase de la señal heterodina a partir de N muestras temporales de intensidad de óptica (Surrel). Emplean cámaras tipo CCD o CMOS para obtener altas resoluciones espaciales de medida de intensidad óptica a cambio de baja resolución temporal, estimando posteriormente la fase asociada mediante algoritmos de recuperación directa de fase espacial, entre los que destaca por prestaciones el *Characteristic Polynomial Method* (CP method), que resuelve la fase estimada únicamente a partir de tres muestras temporales, frente a otros algoritmos que necesitan 4, 7 o más muestras temporales (Guzmán, 2004).

Mientras que estos métodos se basan en algoritmos de estimación de fase a partir de M muestras temporales, la metodología desarrollada en este proyecto obtiene la fase a partir de un detector de fase de alta precisión, que consigue mediante la integración de 20.5 muestras altísimas resoluciones en torno a $1/10000$ de franja teóricos y $1/5000$ de franja reales.

Los métodos de recuperación directa de fase no necesitan un detector de fase propiamente dicho, pero sí precisan de una electrónica asociada para la implementación de los algoritmos (normalmente en FPGAs). En este punto, ambos métodos necesitarían una carga electrónica parecida, puesto que el diseño de detección de fase desarrollado en este proyecto está íntegramente implementado de forma digital en una placa tipo FPGA, con la diferencia de que el método desarrollado implementaría un **sistema con una precisión mayor**, dada por su eficaz algoritmo de detección de fase.

Por otra parte, al utilizar cámaras CCD o CMOS (en aplicaciones de baja resolución temporal), cuentan con una gran resolución espacial, y solo necesitan representar la fase estimada en cada píxel para reconstruir un perfil espacial, de forma parecida a como se detecta el frente de onda homodino a modo de calibración en la metodología presentada en el Capítulo III. Aunque en principio los métodos de recuperación directa de fase espacial puedan parecer muy superiores en este aspecto, tal y como ha quedado demostrado con los resultados obtenidos, la metodología desarrollada, al emplear un

algoritmo de interpolación ideal, consigue, con un número de muestras espaciales muy inferior, una reconstrucción del perfil espacial muy similar al perfil real obtenido con un detector de mucha más resolución espacial (detector CCD en el brazo homodino) para la aplicación a medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión.

En este aspecto, el hecho significativo y una de las conclusiones principales es que, a pesar de tener una resolución espacial más de 100 veces inferior en el detector, la metodología desarrollada consigue recuperar frentes de onda con unos resultados muy similares para las frecuencias espaciales esperadas en la aplicación a medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión.

Este supone un logro importante, pues los detectores de muy alta resolución espacial (cámaras CCD, CMOS) no son capaces de funcionar a altas frecuencias como las empleadas en un sistema heterodino. De esta forma, se consiguen obtener resultados de alta resolución espacial similares a los obtenidos con cámaras CCD, CMOS en baja frecuencia utilizando detectores de alta frecuencia aptos para sistemas heterodinos pero que cuentan con resoluciones espaciales mucho menores. Este hecho constituye una de las aportaciones fundamentales de este Proyecto Fin de Carrera.

Por su parte la optimización de la resolución temporal se ha centrado en dos aspectos: resolución de fase de al menos 1/1000 de franja y alta resolución temporal capaz de seguir las variaciones de densidad electrónica esperadas en el plasma de fusión (en general menores de 50 kHz).

La consecución de la resolución de fase objetivo, depende de dos factores: el detector de fase empleado y la calidad de la señal de entrada al detector de fase. El detector de fase debe ser capaz de obtener altas resoluciones de fase con la menor relación señal a ruido a la entrada. La señal de entrada deberá tener una mínima SNR para que el detector de fase pueda lograr la resolución de fase objetivo, pero además, debe presentar el menor crosstalk posible, tanto óptico como electrónico, con el fin de mejorar la calidad de la señal a la entrada del detector de fase y por tanto la calidad de la fase obtenida.

La alta resolución temporal se ha conseguido mediante el uso de un ancho de banda suficiente en el sistema de detección. El aumento del ancho de banda permitirá aumentar la resolución temporal, sin embargo, también afectará a la SNR de la señal, que se verá perjudicada por un aumento del ancho de banda equivalente. En este sentido, se ha alcanzado un ancho de banda adecuado para conseguir ambos objetivos.

Los métodos de recuperación directa de fase espacial obtienen resoluciones temporales de 5-6 Hz (frentes de onda recuperados), mientras que la metodología desarrollada, limitada principalmente por el detector de fase, llega a los 100 kHz.



En plasmas de fusión, las velocidades más altas a medir vienen dadas por los cambios de densidad electrónica producida por la inyección de *pellets* que pueden llegar incluso a los 200 kHz (Lamela, Acedo, & Irby, 2001). Sin embargo, a día de hoy, no existen sistemas que puedan medir a tan alta velocidad, y además estas variaciones tan rápidas no son ilustrativas de la aplicación general de la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión, donde las variaciones típicas son del orden de algunas decenas de kHz. Así, el sistema desarrollado se encuentra en el **estado del arte en cuanto a resolución temporal** se refiere.

Por último, se ha presentado un prototipo a escala del sistema a montar en el CIEMAT para la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión. Se trata de un sistema interferométrico heterodino de dos longitudes de onda y brazo de medida común: HeNe ($\lambda=633$ nm) y CO₂ ($\lambda=10.6$ μm). La aplicación de estas metodologías de optimización espacial y temporal es estudiada en este sistema, poniendo de manifiesto su aplicabilidad en un sistema real de medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión de dos longitudes de onda.

En particular, se analiza la aplicabilidad del desarrollo de la optimización temporal como sistema de sustracción de vibraciones mecánicas empleando la longitud de onda del CO₂ como medida y la del HeNe como longitud de onda de compensación, obteniéndose unos resultados precisos y satisfactorios.

En resumen, puede decirse que las prestaciones conseguidas tanto en resolución espacial como temporal hacen del desarrollo aquí presentado un aporte significativo en la optimización de sistemas interferométricos heterodinicos multicanal.

2

TRABAJO FUTURO

El trabajo futuro se centra básicamente en la aplicación de las técnicas desarrolladas en este Proyecto Fin de Carrera en el diseño, instalación y operación del sistema interferométrico heterodino multicanal final en el Stellarator TJII, que es el objetivo principal del proyecto de investigación ENE2006-13559FTN³.

Éste sistema de diagnóstico interferométrico a instalar en el CIEMAT debe cumplir plenamente con los objetivos que se marcaron para la óptima consecución y ejecución de este proyecto del Plan Nacional de I+D+i:

- Optimización de la cancelación de las vibraciones mecánicas en sistemas interferométricos con dos longitudes de onda para la medida de densidades electrónicas en plasmas confinados magnéticamente que permita obtener una resolución de 1/1000 de franja.
- Evaluación y caracterización del frente de onda interferencial heterodino para las longitudes de onda de medida y de cancelación de vibraciones mecánicas.
- Extensión de la resolución en la medida de fase de un sistema monocanal a todas las cuerdas de un sistema multicanal.
- Implementación en el Stellarator TJ-II de un sistema de medida de densidades electrónicas multicanal de haz expandido (32 canales). Evaluación de la resolución espacial.

La instalación en el TJ-II, está prevista para el verano-otoño de 2009. Un diseño de dicha instalación se muestra a continuación en la Figura VI-1:

³ “Interferometría Láser Heterodina de Alta resolución Espacial para Medida de Densidades Electrónicas en Plasmas de Fusión: Sistema Multicanal de Haz Expandido para el Stellarator TJ-II”. Investigador principal: Pablo Acedo.

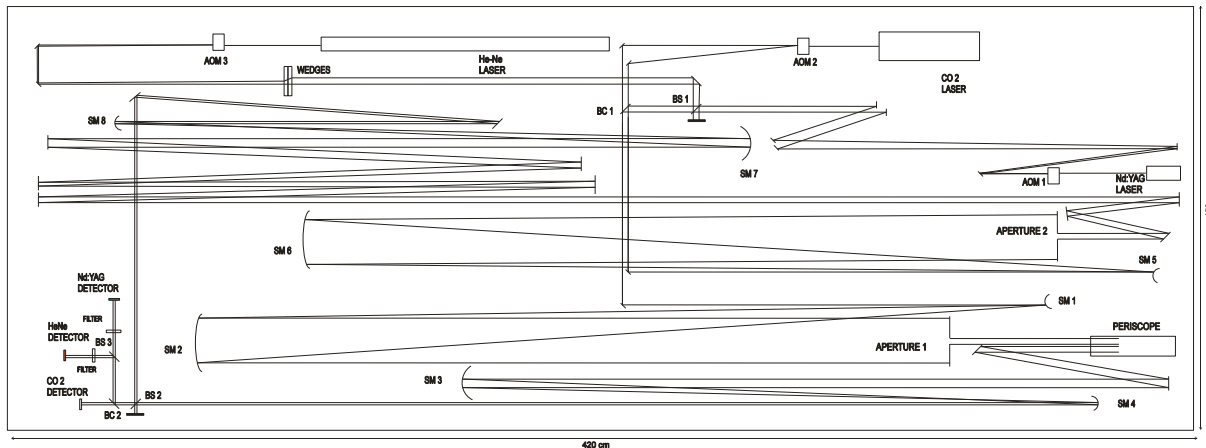


FIGURA VI-1. DISEÑO DEL SISTEMA FINAL PARA EL STELLARATOR TJ-II

Este sistema empleará tres longitudes de onda: CO₂ ($\lambda=10.6 \mu\text{m}$) para medida y HeNe ($\lambda=633 \text{ nm}$) y Nd:YAG ($\lambda=1064 \text{ nm}$) para compensación de vibraciones mecánicas; y contará con 16 canales de detección por longitud de onda.

La metodología de detección y reconstrucción desarrollada en este proyecto para la optimización de la resolución temporal y espacial en interferometría láser heterodina multicanal de haz expandido con alta resolución espacial y temporal supondrá la base de funcionamiento de este sistema en la pretensión de conseguir los objetivos anteriormente expuestos en la aplicación a la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión durante la operación del Stellarator TJ-II del LNFCM-CIEMAT.



ANEXOS



Universidad
Carlos III de Madrid

1

CALIBRACIÓN HAMAMATSU S4114-35Q

El estudio muestra los resultados obtenidos de la calibración del array de fotodiodos PIN Hamamatsu 4114-35Q. Se ha pretendido comprobar si todos los canales tienen la misma ganancia, y en especial el crosstalk existente en los canales adyacentes al de medida.

En el crosstalk medido influirá no sólo el dispositivo en sí (que tiene un crosstalk por diseño), sino también la placa utilizada y la calidad del diseño de sus pistas.

1.1 PROCEDIMIENTO

El experimento consiste en un láser HeNe de 1 mW apuntando al detector, montado sobre un soporte micrométrico con desplazamiento vertical.

Las pruebas se realizan sin modular el láser, para aislar los efectos de alta frecuencia del comportamiento en sí del detector.

Para aislar el canal de medida a analizar, se ha utilizado una plantilla en cartulina negra, con una abertura de 1 mm (es el ancho de cada elemento del array). La plantilla se ha intentado ajustar en cada medida de la forma más precisa posible, con el fin de tapar por completo los elementos del array adyacentes.

Al no tener 35 cables para medir (para cambiar los cables hay que desmontar la placa de la plataforma, con el posible cambio de altura en el haz que ello produce, y por consiguiente el cambio de potencia recibida), las medidas se han realizado en ventanas de 8 elementos. Además, el tornillo micrométrico de la plataforma tiene 14 mm de recorrido (habríamos necesitado 35 mm de recorrido para hacer las medidas de forma correcta sin utilizar ventanas).



Por esta razón, la comparación de las potencias medias recibidas solo tiene sentido hacerse en cada ventana. No ocurre lo mismo con el crosstalk, que si bien en teoría depende de la potencia recibida, se realizará una comparación de las medidas de todas las ventanas, tanto en media como en varianza. La varianza de la potencia recibida también se hará para todas las ventanas.

De esta forma, no podremos comparar adecuadamente si los elementos de cada ventana tienen la misma ganancia que los de otra ventana. Para solucionar esto, cada ventana toma los dos últimos elementos de la ventana anterior, para así poder comparar con los elementos de la ventana anterior.

Para medir cada elemento, se ha medido con el polímetro los ocho canales de la ventana, con la plantilla en la posición adecuada. Para medir el siguiente elemento de la ventana, se ha cambiado la plantilla y se ha desplazado la plataforma exactamente 1 mm con el tornillo micrométrico, de forma que los elementos siempre miden la misma zona del haz.

La amplitud de la señal es baja, por ello, para realizar una comparación más precisa, se ha amplificado la señal a medir con un amplificador inversor de ganancia 100, con sistema de regulación de offset, verificado en cada medición.

Finalmente, la calibración se ha realizado de los 34 primeros canales, dado que el canal número 35 está rutado pero no tiene el conector soldado.

1.2 RESULTADOS

Se presentan los resultados por ventanas de medición, con una pequeña conclusión de los resultados de esa ventana.

1.2.1 VENTANA 1 (CH.1 A CH.8)

1.2.1.1 RESULTADOS DE LA VENTANA DE MEDICIÓN

Altura (mm)	Elemento del array	Cable 1	Cable 2	Cable 3	Cable 4	Cable 5	Cable 6	Cable 7	Cable 8
		Ch. 1 (mV)	Ch. 2 (mV)	Ch. 3 (mV)	Ch. 4 (mV)	Ch. 5 (mV)	Ch. 6 (mV)	Ch. 7 (mV)	Ch. 8 (mV)
9.00	Ch. 1	-120	-10,9	0	0	0	0	0	0
8.00	Ch. 2	-1,5	-132	-0,1	0	0	0	0	0
7.00	Ch. 3	0	-0,2	-147	-0,8	0	0	0	0
6.00	Ch. 4	0	0	-0,3	-134	-0,8	0	0	0
5.00	Ch. 5	0	0	0	0	-125	-4,7	0	0
4.00	Ch. 6	0	0	0	0	-0,9	-134	-0,4	0
3.00	Ch. 7	0	0	0	0	0	-0,3	-128	-0,8
2.00	Ch. 8	0	0	0	0	0	0	-0,2	-123

Tensión media recibida => $\mu_v = -130,38 \text{ mV}$

Desviación típica de la tensión => $\sigma_v = 8,47 \text{ mV}$

Crosstalk medio => $\mu_{xtalk} = -1,56 \text{ mV}$

Desviación típica del crosstalk=> $\sigma_{xtalk} = 2,94 \text{ mV}$

Crosstalk respecto a tensión del canal de medida => 1,2%

1.2.1.2 CONCLUSIONES

La ganancia de los elementos no es del todo uniforme. El crosstalk es del 1,2% de la tensión recibida en el canal de medida.

1.2.2 VENTANA 2 (CH. 7 A CH. 14)

1.2.2.1 RESULTADOS DE LA VENTANA DE MEDICIÓN

		Cable 1	Cable 2	Cable 3	Cable 4	Cable 5	Cable 6	Cable 7	Cable 8
Altura (mm)	Elemento del array	Ch. 7 (mV)	Ch. 8 (mV)	Ch. 9 (mV)	Ch. 10 (mV)	Ch. 11 (mV)	Ch. 12 (mV)	Ch. 13 (mV)	Ch. 14 (mV)
9.00	Ch. 7	-158	-8	0	0	0	0	0	0
8.00	Ch. 8	-15,8	-134	-0,2	0	0	0	0	0
7.00	Ch. 9	0	0	-140	-1,8	0	0	0	0
6.00	Ch. 10	0	0	-0,3	-142	-1,1	0	0	0
5.00	Ch. 11	0	0	0	-0,2	-133	-4,7	0	0
4.00	Ch. 12	0	0	0	0	-1,9	-149	0	0
3.00	Ch. 13	0	0	0	0	0	-0,3	-170	-1
2.00	Ch. 14	0	0	0	0	0	0	-0,2	-155

Tensión media recibida => $\mu_v = -147,63 \text{ mV}$

Desviación típica de la tensión => $\sigma_v = 12,84 \text{ mV}$

Crosstalk medio => $\mu_{xtalk} = -2,54 \text{ mV}$

Desviación típica del crosstalk=> $\sigma_{xtalk} = 4,43 \text{ mV}$

Crosstalk respecto a tensión del canal de medida => 1,72%

1.2.2.2 CONCLUSIONES

La ganancia de los elementos varía más que en la ventana anterior, y es mayor. El crosstalk es algo mayor y con mayor varianza. El crosstalk es del 1,72% de la tensión recibida en el canal de medida, algo más alto que en la ventana anterior.

1.2.3 VENTANA 3 (CH. 13 A CH. 14)

1.2.3.1 RESULTADOS DE LA VENTANA DE MEDICIÓN

Altura (mm)	Elemento del array	Cable 1	Cable 2	Cable 3	Cable 4	Cable 5	Cable 6	Cable 7	Cable 8
		Ch. 13 (mV)	Ch. 14 (mV)	Ch. 15 (mV)	Ch. 16 (mV)	Ch. 17 (mV)	Ch. 18 (mV)	Ch. 19 (mV)	Ch. 20 (mV)
9.00	Ch. 13	-116	-18,7	0	0	0	0	0	0
8.00	Ch. 14	-0,2	-134	-13	0	0	0	0	0
7.00	Ch. 15	0	-0,5	-138	-0,3	0	0	0	0
6.00	Ch. 16	0	0	-0,2	-134	-2,2	0	0	0
5.00	Ch. 17	0	0	0	-7	-140	-0,1	0	0
4.00	Ch. 18	0	0	0	0	-0,2	-151	-0,6	0
3.00	Ch. 19	0	0	0	0	0	-0,3	-161	-0,5
2.00	Ch. 20	0	0	0	0	0	0	-0,6	-159

Tensión media recibida => $\mu_v = -141,63 \text{ mV}$

Desviación típica de la tensión => $\sigma_v = 14,90 \text{ mV}$

Crosstalk medio => $\mu_{xtalk} = -3,17 \text{ mV}$

Desviación típica del crosstalk=> $\sigma_{xtalk} = 5,77 \text{ mV}$

Crosstalk respecto a tensión del canal de medida => 2,24%

1.2.3.2 CONCLUSIONES

La ganancia de los elementos tiene más varianza que antes. El crosstalk es mayor, lo cual puede ser debido, nuevamente a un error de colocación de la plantilla que ha dado lugar a unos crosstalk importantes en los dos primeros canales de medida. El crosstalk es del 2.24% de la tensión recibida en el canal de medida.



1.2.4 VENTANA 4 (CH. 19 A CH. 26)

1.2.4.1 RESULTADOS DE LA VENTANA DE MEDICIÓN

		Cable 1	Cable 2	Cable 3	Cable 4	Cable 5	Cable 6	Cable 7	Cable 8
Altura (mm)	Elemento del array	Ch. 19 (mV)	Ch. 20 (mV)	Ch. 21 (mV)	Ch. 22 (mV)	Ch. 23 (mV)	Ch. 24 (mV)	Ch. 25 (mV)	Ch. 26 (mV)
9.00	Ch. 19	-147	0	0	0	0	0	0	0
8.00	Ch. 20	-0,6	-133	-0,2	0	0	0	0	0
7.00	Ch. 21	0	-0,3	-143	-0,7	0	0	0	0
6.00	Ch. 22	0	0	-0,1	-130	-4,6	0	0	0
5.00	Ch. 23	0	0	0	-0,2	-130	-0,6	0	0
4.00	Ch. 24	0	0	0	0	-0,3	-132	-0,6	0
3.00	Ch. 25	0	0	0	0	0	-0,1	-136	-1,2
2.00	Ch. 26	0	0	0	0	0	0	-0,7	-143

Tensión media recibida => $\mu_v = -136,75 \text{ mV}$

Desviación típica de la tensión => $\sigma_v = 6,67 \text{ mV}$

Crosstalk medio => $\mu_{xtalk} = -0,73 \text{ mV}$

Desviación típica del crosstalk=> $\sigma_{xtalk} = 1,16 \text{ mV}$

Crosstalk respecto a tensión del canal de medida => 0,53%

1.2.4.2 CONCLUSIONES

La ganancia de los elementos es más uniforme. El crosstalk es mucho menor y tiene menos varianza. El crosstalk es del 0.53% de la tensión recibida en el canal de medida (bastante bajo en comparación con otras ventanas).

1.2.5 VENTANA 5 (CH. 25 A CH. 32)

1.2.5.1 RESULTADOS DE LA VENTANA DE MEDICIÓN

		Cable 1	Cable 2	Cable 3	Cable 4	Cable 5	Cable 6	Cable 7	Cable 8
Altura (mm)	Elemento del array	Ch. 25 (mV)	Ch. 26 (mV)	Ch. 27 (mV)	Ch. 28 (mV)	Ch. 29 (mV)	Ch. 30 (mV)	Ch. 31 (mV)	Ch. 32 (mV)
9.00	Ch. 25	-128	-9,6	0	0	0	0	0	0
8.00	Ch. 26	0	-131	-1,4	0	0	0	0	0
7.00	Ch. 27	0	-0,1	-131	-3,2	0	0	0	0
6.00	Ch. 28	0	0	-2,9	-130	-0,3	0	0	0
5.00	Ch. 29	0	0	0	-2,1	-132	-0,2	0	0
4.00	Ch. 30	0	0	0	0	-0,4	-136	-0,6	0
3.00	Ch. 31	0	0	0	0	0	-0,4	-131	-0,5
2.00	Ch. 32	0	0	0	0	0	0	-0,2	-128

Tensión media recibida => $\mu_v = -130,88 \text{ mV}$

Desviación típica de la tensión => $\sigma_v = 2,53 \text{ mV}$

Crosstalk medio => $\mu_{xtalk} = -1,56 \text{ mV}$

Desviación típica del crosstalk=> $\sigma_{xtalk} = 2,54 \text{ mV}$

Crosstalk respecto a tensión del canal de medida => 1,20 %

1.2.5.2 CONCLUSIONES

La ganancia de los elementos es bastante uniforme. El crosstalk es del 1,2% de la tensión recibida en el canal de medida.

1.2.6 VENTANA 6 (CH. 31 A CH. 34)

1.2.6.1 RESULTADOS DE LA VENTANA DE MEDICIÓN

		Cable 1	Cable 2	Cable 3	Cable 4
Altura (mm)	Elemento del array	Ch. 31 (mV)	Ch. 32 (mV)	Ch. 33 (mV)	Ch. 34 (mV)
9.00	Ch.31	-139	-4,3	0	0
8.00	Ch. 32	-0,6	-139	-0,5	0
7.00	Ch. 33	0	-0,4	-133	-0,7
6.00	Ch. 34	0	0	-0,2	-142

Tensión media recibida => $\mu_v = -138,25 \text{ mV}$

Desviación típica de la tensión => $\sigma_v = 3,77 \text{ mV}$

Crosstalk medio => $\mu_{xtalk} = -1,12 \text{ mV}$

Desviación típica del crosstalk=> $\sigma_{xtalk} = 1,57 \text{ mV}$

Crosstalk respecto a tensión del canal de medida => 0,81%

1.2.6.2 CONCLUSIONES

La ganancia tiene una varianza que está entre las menores. El crosstalk es del 0,81% de la tensión recibida en el canal de medida.

1.3 COMPARACIÓN DE LOS RESULTADOS Y CONCLUSIONES

1.3.1 DESVIACIÓN TÍPICA DE LA GANANCIA

Desviación típica media de la tensión => $\bar{\sigma}_v = 8,27 \text{ mV}$

La media de la tensión media recibida, que como se apuntaba en el apartado de procedimiento, no podemos tomar como una medida muy fiable debido al cambio de altura del dispositivo en cada ventana (se ha intentado que no cambiara, pero de forma manual, lo cual no otorga la precisión que necesitamos); en este podemos utilizarla de forma orientativa para calcular la desviación media en porcentaje con respecto a la media de las ganancias medias.

La media de las desviaciones medias es de -137,59 mV, lo que hace que **la desviación media en ganancia sea del 6.01 %**. Dependería de la aplicación, pero si tenemos en cuenta que en esta desviación no sólo se incluye la influencia del array, sino también de los cables y sus conectores, del amplificador montado en una protoboard, de la placa del array y del alineamiento manual de la plantilla; sería , en un principio , un valor bastante válido para nuestras aplicaciones.

Un aspecto muy interesante es el hecho de que la desviación típica va bajando en cada ventana, hasta hacerse más o menos constante. Las mediciones se hicieron todas en una mañana a lo largo de un periodo de unas 4 horas, de lo cual podemos deducir que el sistema de medición empleado debe permanecer en funcionamiento unas dos horas para llegar a una temperatura constante de funcionamiento, y ofrecer medidas más constantes. Esto se ha visto a simple vista, pues en las primeras ventanas, los valores medidos disminuían poco a poco, sin llegar a un valor constante; y en las últimas los valores se mantenían constantes, con variaciones de $\pm 1 \text{ mV}$ (en las medidas de tensión del canal de medida (>100 mV), para valores más bajos no oscila prácticamente nada en ninguna ventana).



Es muy posible que este aspecto derive del amplificador (resistencias de tolerancias más altas, montado en una protoboard, etc...), sin embargo, siempre vamos a tener que usar un amplificador para las medidas, por lo que debe tenerse en cuenta que para realizar unas medidas más precisas, el conjunto debe haber alcanzado su temperatura de funcionamiento (unas dos horas).

1.3.2 CROSTALK: MEDIA Y DESVIACIÓN TÍPICA

Media de Crosstalk medio => $\bar{\mu}_{xtalk} = -1,78 \text{ mV}$

Media de desviación típica del crosstalk=> $\bar{\sigma}_{xtalk} = 3,07 \text{ mV}$

Crosstalk medio respecto a tensión del canal de medida => **1,28 %**

En primer lugar, debe tenerse en cuenta que la colocación de la plantilla se hace de forma manual, siendo una causa factible de algunas de las medidas no esperadas, en especial aquellas en las que el crosstalk de un lado es mayor que el del otro. En particular, achacamos a este hecho la desviación en porcentaje del crosstalk medido: (172 %), bastante alto, aunque en este caso, no es aspecto crítico para nuestra finalidad, sino solo una medida orientativa.

El crosstalk medio es del 1.28%, lo que supone un crosstalk bastante bajo, y que se acerca mucho a los datos del fabricante.

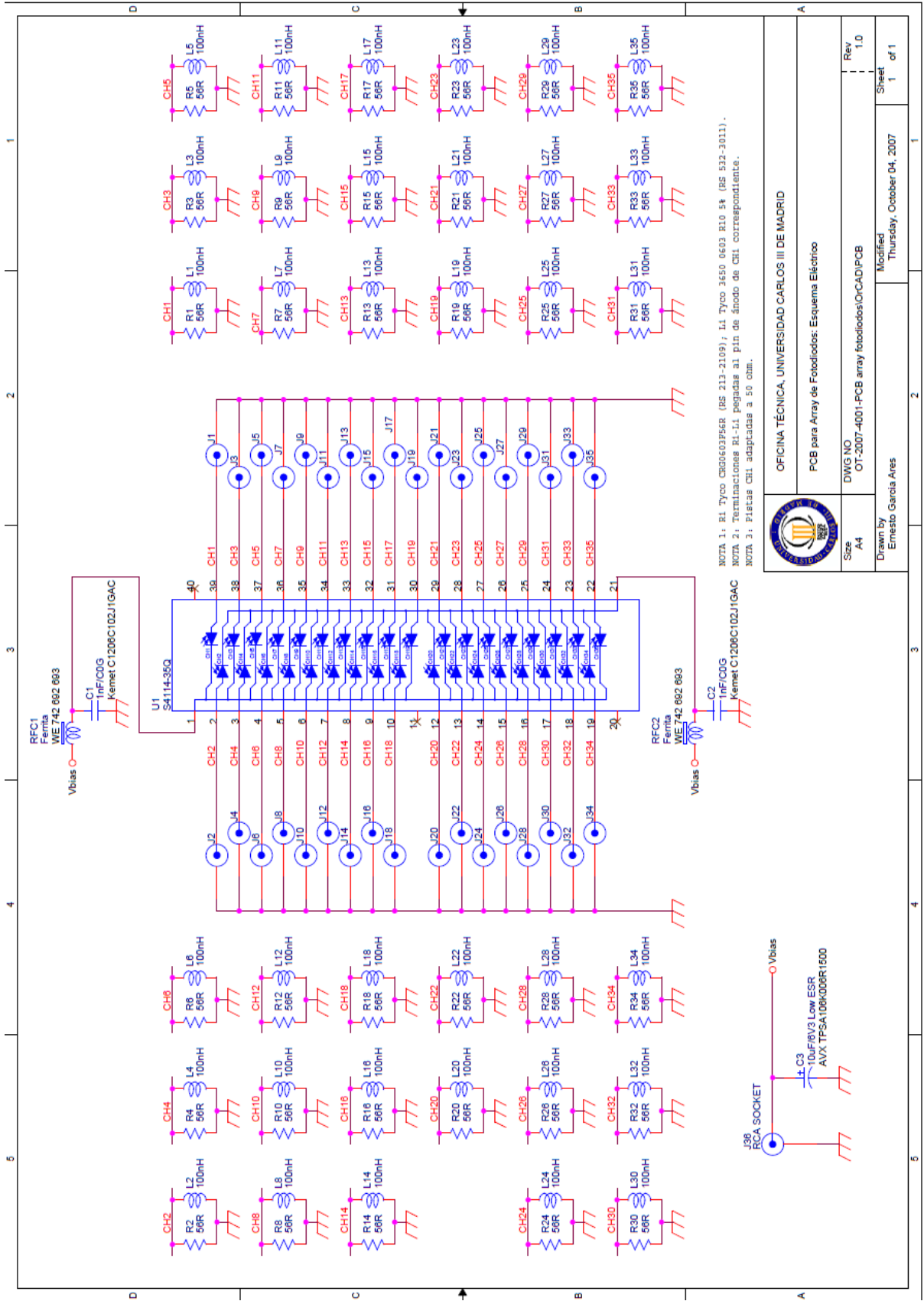
La gráfica del datasheet referente al crosstalk entre canales no nos permite obtener un valor exacto, pero de forma cualitativa, los valores se acercan a los obtenidos.

De esta forma, se concluye que el aspecto más importante para nuestro uso del array, que es el croostalk, es bastante bajo, y cumple con los requerimientos del sistema.



2

ESQUEMA ELÉCTRICO PLACA ARRAY FOTODIODOS



OFICINA TÉCNICA, UNIVERSIDAD CARLOS III DE MADRID
PCB para Array de Fotodiodos: Esquema Eléctrico

DWG NO OTI-2007-4001-PCB array fotodiodos/OCAD/PCB	Rev 1.0
Size A4	Sheet 1 of 1
Drawn By Ernesto Garcia Ares	Modified Thursday, October 04, 2007

3

DISEÑO DEL DETECTOR DE FASE⁴

3.1 INTRODUCCIÓN

En el presente anexo se describe el trabajo realizado para la detección de fase de un interferómetro heterodino a dos longitudes de onda utilizado para la medida de densidad de plasma en el Stellarator TJ-II.

Este sistema se ha diseñado para tener una resolución en la medida de fase mejor que $\pi/1000$ rad teniendo en cuenta que el rango total de desfase a medir será de varias veces 2π .

Para ello se ha mantenido el sistema realizado en la Universidad Carlos III que realiza por un lado la medida del número de veces que la fase ha sobrepasado 2π (número de ciclos de desfase) y por otra el incremento de fase (entre 0 y 2π).

El prototipo desarrollado se basa en un dispositivo lógico programable que se ocupa de los cálculos necesarios en el proceso de detección de fase a partir de los datos de entrada proporcionados por dos convertidores A/D.

En los siguientes apartados se describe el proceso de medida y la implementación de este proceso en el prototipo a partir del diagrama de bloques del sistema.

⁴ Autor: José Ramón López.



3.2 PROCESO DE MEDIDA DE FASE

El proceso de medida de fase se realiza en dos bloques diferenciados:

3.2.1 DESFASE ENTRE 0 Y 2π

Para la medida de desfases entre 0 y 2π se realiza una demodulación IQ de los canales de entrada.

En este proceso se utiliza uno de los canales de entrada como referencia de forma que se tiene:

$$A(\text{referencia}) = K_A \cos(\omega t)$$

ECUACIÓN 0-1

$$B = K_B \cos(\omega t + \varphi)$$

ECUACIÓN 0-2

Donde se ha tomado el canal A como referencia. K_A y K_B son las amplitudes de los canales de entrada A y B respectivamente y φ es el desfase entre las dos señales.

Para realizar el proceso de medida se multiplica el canal B por el A de forma que se obtiene:

$$\begin{aligned} AB &= K_A \cos(\omega t) K_B \cos(\omega t + \varphi) \\ &= \frac{1}{2} K_A K_B [\cos(\omega t + \varphi - \omega t) + \cos(\omega t + \varphi + \omega t)] \\ &= \frac{1}{2} K_A K_B [\cos(\varphi) + \cos(2\omega t + \varphi)] \end{aligned}$$

ECUACIÓN 0-3

De manera simultánea se desfasa el canal A una fase de $\pi/2$ y se multiplica por el canal B obteniéndose:

$$\begin{aligned} A\left(\frac{\pi}{2}\right)B &= K_A \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) K_B \cos(\omega t + \varphi) \\ &= \frac{1}{2} K_A K_B \left[\cos\left(\omega t + \varphi - \omega t - \frac{\pi}{2}\right) \right. \\ &\quad \left. + \cos\left(\omega t + \varphi + \omega t + \frac{\pi}{2}\right) \right] \\ &= \frac{1}{2} K_A K_B \left[\cos\left(\varphi - \frac{\pi}{2}\right) + \cos\left(2\omega t + \varphi + \frac{\pi}{2}\right) \right] \\ &= \frac{1}{2} K_A K_B \left[\text{sen}(\varphi) + \cos\left(2\omega t + \varphi + \frac{\pi}{2}\right) \right] \end{aligned}$$

ECUACIÓN 0-4

A continuación se realiza un filtrado paso-bajo de las dos señales obtenidas de forma que se eliminan las componentes de alta frecuencia de la señal, con lo que se obtienen las proyecciones sobre el eje x e y del vector de desfase, llamadas componentes en fase (I) y en cuadratura (Q).

$$I = \frac{1}{2} K_A K_B \cos(\varphi); \quad Q = \frac{1}{2} K_A K_B \text{sen}(\varphi)$$

ECUACIÓN 0-5

Una vez que se tienen las componentes X e Y del vector de desfase se utiliza un procesador CORDIC (COrdinate Rotation Digital Computer) que obtiene las coordenadas polares del vector de desfase a partir de sus componentes cartesianas.

De esta forma podemos calcular el ángulo de desfase entre las dos señales independientemente del nivel de entrada.

3.2.2 DESFASE $> 2\pi$

Para la medida de desfases mayores de 2π utilizamos un comparador digital con histéresis que transforma las dos señales de entrada en señales cuadradas que después se utilizan para contar el número de ciclos completos de desfase entre las señales A y B.

Por último se compone la información de los dos procesos de medida de forma que se obtiene el desfase total entre los dos canales de medida.

3.3 DIAGRAMA DE BLOQUES.

El diseño incorpora dos bloques de medida de desfase, el bloque 1 diseñado para la medida de desfases entre dos señales de entrada de 80 MHz y el bloque 2 para medida de desfases entre dos señales de 40 MHz de forma simultánea.

A continuación se muestra el diagrama de bloques del proceso de medida de fase de uno de los dos bloques de medida.

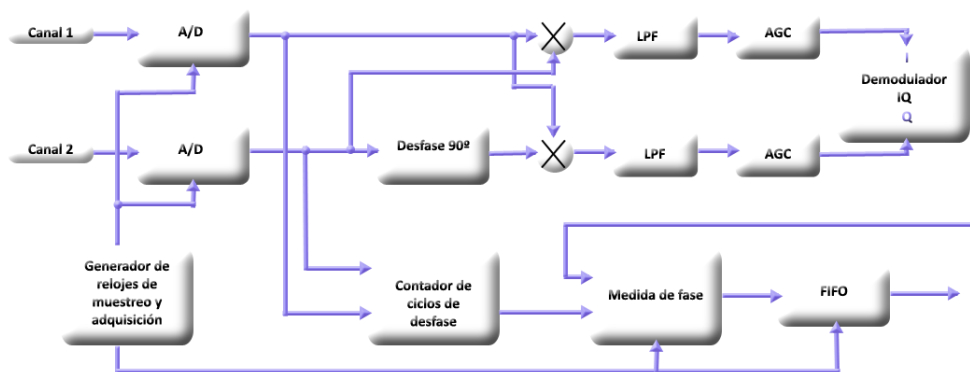


FIGURA 0-1. DIAGRAMA DE BLOQUES DETECTOR DE FASE

3.3.1 CONVERSIÓN A/D

A la entrada del bloque de medida de fase se realiza una conversión A/D de la señal de entrada. En el proceso de conversión A/D, la señal de entrada es submuestreada de forma que se obtiene una señal de 2 MHz en el caso del bloque 1 y de 1 MHz en el bloque 2. Los parámetros más relevantes son:

3.3.1.1 BLOQUE 1 (80 MHz)

Convertidor A/D:	AD9433
Frecuencia de entrada:	80 MHz
Frecuencia de muestreo:	82 MHz
Frecuencia de salida:	2 MHz
Muestras por ciclo:	41
Resolución:	12 bits
Máxima tensión de entrada:	2 Vpp (acoplada por transformador)

3.3.1.2 BLOQUE 2 (40 MHz)

Convertidor A/D:	AD6645
Frecuencia de entrada:	40 MHz
Frecuencia de muestreo:	41 MHz
Frecuencia de salida:	1 MHz
Muestras por ciclo:	41
Resolución:	14 bits
Máxima tensión de entrada:	2,2 Vpp (acoplada por transformador)

3.3.2 DESFASE $\pi/2$

Para realizar el desfase de $\pi/2$ necesario en el proceso de demodulación IQ, es necesario desfasar el canal A un cuarto de ciclo.

Dado que el número de muestras por ciclo de la señal de entrada es de 41 (tanto en el bloque 1 como en el 2), se hace necesario desfasar la señal 10,25 muestras.

Este desfase se ha realizado en dos etapas. En primer lugar se desfasan 10 muestras por medio de registros de desplazamiento. En segundo lugar es necesario desfasar la señal de entrada un cuarto de muestra. Para ello se interpola el punto entre las muestras anterior y posterior utilizando la siguiente fórmula:

$$S_{10.25} = \frac{3S_{10} + S_{11}}{4}$$

ECUACIÓN 0-6

3.3.3 MULTIPLICADORES

Los multiplicadores se han implementado aprovechando los bloques DSP incluidos en la FPGA utilizada.

Estos bloques incluyen multiplicadores de 9 x 9 bits capaces de funcionar a altas frecuencias de reloj y que pueden concatenarse para formar multiplicadores de hasta 36 x 36 bits.

3.3.4 FILTRADO PASO BAJO

Para eliminar las componentes de alta frecuencia de las señales I y Q se han utilizado acumuladores que suman un determinado número de muestras de la señal de los multiplicadores.



Este número de muestras de entrada debe elegirse de forma que se integre un número completo de ciclos de la señal que se pretende eliminar.

En este caso las señales a eliminar tendrán una frecuencia de 4 MHz en el bloque 1 y 2 MHz en el bloque 2 que corresponden en ambos casos a 20.5 muestras por ciclo.

Se hace pues necesario integrar un número de puntos que sea múltiplo de 41. De esta forma, además eliminamos cualquier resto del señal que quede de la frecuencia de 2 MHz (1 MHz en el bloque 2) debido cualquier no linealidad del proceso de demodulación.

De esta forma, este bloque obtendrá una muestra por cada proceso de integración, de forma que la precisión en la medida será mayor cuantos más puntos se integren.

Por otro lado cuanto mayor sea el número de muestras a integrar menor será la frecuencia máxima de obtención de datos de desfase.

Para minimizar en lo posible los errores en el proceso de medida, la integración empieza siempre en el flanco de subida de la señal de referencia. De esta forma en caso de que el número de puntos integrados no corresponda exactamente con un número completo de ciclos de la señal de entrada el error cometido será una constante que se suma a la fase.

Además, para estos casos se ha incluido un método de corrección de errores que consiste en que una vez que se han integrado las muestras programadas, se espera al flanco de subida de la señal de referencia para parar el proceso de integración. De esta forma estamos seguros de que se ha integrado un número entero de ciclos de la señal de entrada. Esta corrección de entrada puede activarse o desactivarse por medio del BIT correspondiente del registro de control.

3.3.5 CONTROL AUTOMÁTICO DE GANANCIA

Tal y como se dijo anteriormente, en principio el proceso de demodulación IQ no depende de la amplitud de la señal de entrada. Sin embargo, la amplitud de las señales que llegan al procesador CORDIC, afecta a la precisión de este al realizar el paso de coordenadas cartesianas a polares.

En el presente desarrollo se ha utilizado un procesador CORDIC de 16 bits, por lo tanto, de cara a maximizar la precisión en el proceso de los datos en este procesador se hace necesario implementar un control automático de ganancia (CAG) de forma que la amplitud de la señal de entrada al CORDIC sea la máxima posible.

Para implementar el CAG, se analizan las componentes I y Q de entrada al CORDIC de forma que se obtienen los 16 bits más significativos de la señal de salida del acumulador.

3.3.6 DEMODULADOR IQ

Como ya se ha comentado en apartados anteriores, para la obtención de la fase a partir de las componentes I y Q se utiliza un procesador CORDIC.

Este tipo de procesadores realizan un proceso iterativo para el cálculo de las coordenadas polares del vector a partir de las coordenadas cartesianas basado en una serie de rotaciones del vector. Este algoritmo tiene un rango de convergencia que típicamente está en torno a 1 radián.

Por este motivo se hace necesario realizar un preproceso de los datos antes de introducirlos en el procesador. Para ello, primero se detecta el cuadrante en el que está el ángulo de entrada en función de los signos de las componentes X e Y llevándose el vector de desfase al primer cuadrante. A continuación se detecta si el ángulo es mayor o menor de $\pi/4$ comparando las componentes X e Y del vector. En caso de que el ángulo sea mayor de $\pi/4$ se cambian las componentes X e Y entre sí de forma que se calcula el complementario del ángulo de desfase.

De esta forma se consigue que los ángulos de desfase con los que trabaja el procesador CORDIC, estén siempre comprendidos entre 0 y $\pi/4$ radianes.

Una vez obtenido del CORDIC el ángulo de desfase se realiza un proceso para deshacer todos los cambios que se han ido realizando al vector de desfase de forma que la salida es un número de 16 bits que se corresponde a un ángulo de 0 a 2π . De esta forma la resolución en la medida del ángulo de desfase es de 9.59×10^{-5} RAD.

3.3.7 CONTADOR DE CICLOS DE DESFASE

Tal y como se dijo en el apartado 2, el cálculo de ciclos completos de desfase se realiza en tres etapas.

En primer lugar se utiliza un comparador digital con histéresis que obtiene una señal digital a partir de cada una de las entradas.

El valor de la histéresis de este comparador es programable por medio de los registros de control de la FPGA.



En segundo lugar se implementa un detector de flanco que detecta los flancos de subida de la señal digital (pasos de negativo a positivo de la señal de entrada).

A continuación, estas señales de flanco pasan a una máquina de estados que se encarga de incrementar o decrementar un contador de ciclos de desfase en función de los flancos detectados en cada uno de los canales de entrada.

Este contador es de 16 bits con signo, de forma que pueden medirse desfases en un rango de -32768 a 32767 ciclos.

3.3.8 MEDIDOR DE FASE

Una vez que tenemos las medidas del demodulador IQ y del contador de ciclos de desfase, únicamente resta componer un número de 32 bits en el cual la parte baja será el desfase entre 0 y 2π calculado por el demodulador IQ y la parte alta será el número de ciclos completos de desfase.

El principal problema que encontramos, es que, en medidas de desfases muy próximos a 0, es posible que se produzca un incremento o decremento del contador de ciclos en el tiempo que lleva realizar la demodulación IQ. En este caso es posible que al componer la salida de desfase, se cometa un error prácticamente de 2π debido a que, por ejemplo, se ha incrementado el contador de ciclos mientras que la fase es ligeramente negativa en lugar de positiva.

Para remediar este problema, se ha implementado un corrector de errores en la FPGA que puede activarse o desactivarse mediante los registros de configuración.

El algoritmo de corrección de errores se basa en comparar cada dato de desfase con el obtenido en la muestra anterior, y comprobando que cuando el desfase entre las señales de entrada pasa del primer al cuarto cuadrante o al revés el contador de ciclos se comporta de forma adecuada.

En este medidor de fase, se ha implementado también la posibilidad de promediar 32 medidas por cada dato de salida del medidor de fase. De esta forma se puede mejorar la precisión del proceso de medida cuando las entradas tienen mucho ruido o tienen un nivel muy bajo a costa de dividir por 32 la frecuencia máxima de adquisición.

3.3.9 FIFO DE SALIDA

Los datos de salida del medidor de fase se almacenan en una FIFO de forma que el proceso de los datos de fase se pueda realizar off-line.

Para ello se han utilizado los bancos de SDRAM disponibles en la tarjeta prototipo. De esta manera podemos almacenar un máximo de 4 Mega muestras por bloque de adquisición.

La FIFO de adquisición tiene una palabra de 64 bits, de forma que se almacenan de forma simultánea los datos provenientes de los dos bloques de adquisición. De esta forma se garantiza que los datos descargados de la FIFO de ambos bloques corresponden al mismo instante de muestreo.

3.3.10 GENERACIÓN DE RELOJES DE MUESTREO Y ADQUISICIÓN

Para la generación del reloj de muestreo de las señales de entrada se ha utilizado uno de los PLL disponibles en la FPGA que permite la generación de señales de reloj de frecuencias programables en función de un reloj de referencia de entrada.

Para generar la frecuencia de adquisición de muestras de desfase se utiliza un divisor de frecuencia programable mediante los registros de control de la FPGA. Este divisor permite la programación del periodo de muestreo en pasos de 10 μ s hasta un máximo de 655 ms.

En la programación del tiempo de adquisición debe tenerse en cuenta el número muestras que se están integrando en el proceso de demodulación IQ, el tiempo de adquisición deberá ser suficiente para que se pueda completar el proceso de integración del bloque más lento.



3.4 REGISTROS DE CONFIGURACIÓN

A continuación se describen los registros de configuración del medidor de desfase:

Dirección	Registro	Descripción
0x00	CONTROL	Control de la FPGA. Valor por defecto: 0x0000
0x01	-	No implementado, lee 0x0000
0x02	NUM_DATOS_L	Parte alta y baja del número de datos en la Fifo de adquisición. Valor máximo: 0x00400000.
0x03	NUM_DATOS_H	
0x04	DATOS_INT	Número de muestras a integrar. Valor por defecto: 0x802 (2050 muestras)
0x05	HISTERESIS	Histéresis del comparador del contador de ciclos. Valor por defecto: 0x064. Valor máximo 0x07FF
0x06	TIME_ADQ	Periodo de adquisición en fracciones de 10 μ s. Valor por defecto 0x0063 = 99 dec. Corresponde a $(99+1) \times 10 \mu$ s = 1ms

3.4.1 REGISTRO DE CONTROL

A continuación se describen los bits del registro de control:

Pos	BIT	Descripción
0	ENA_ADQ	0- Adquisición deshabilitada 1- Adquisición habilitada
1	ERR_CHK	0- Adquisición sin corrección de errores 1- Corrección de errores habilitada
2	FREQ_CHK	0- Se integra exactamente el número de muestras programado 1- Se espera al flanco para terminar la integración
3	MEAN	0- Se realiza una integración por cada medida de fase 1- Se promedian 32 medidas para cada dato de fase.



4	RST_FIFO	0- Funcionamiento normal 1- Resetea la FIFO de adquisición
5-15	-	No implementados, leen 0



4

CARACTERIZACIÓN DE LOS COMPONENTES ELECTRÓNICOS DEL SISTEMA

4.1 INTRODUCCIÓN

El informe contiene el trabajo de caracterización de parte de la electrónica factible de uso en el montaje del sistema interferométrico heterodino-homodino de HeNe y en el sistema interferométrico heterodino de dos colores HeNe-CO₂. Específicamente, la electrónica analizada son los componentes electrónicos discretos como amplificadores, filtros, BiasTee (usados como DC Block) y DC Blocks empleados en la cadena de amplificación a continuación del detector heterodino (array de fotodiodos Hamamatsu S4114) y antes del detector de fase.

4.2 METODOLOGÍA

Se han medido los parámetros S haciendo uso del analizador de redes Hewlett Packard 8720ES. Se ha realizado la calibración completa de dos puertos con el kit de calibración de precisión Hewlett Packard 85052C y con los cables y adaptadores a usar en las mediciones, para un rango de frecuencias de la señal de excitación de 50 MHz a 110MHz.

Se ha seguido el orden de conexión especificado para dispositivos RF. Para encender: carga, alimentación y RF. Para apagar: RF, alimentación y carga.



Para los amplificadores se ha utilizado una señal de excitación de -30 dBm y para las cadenas de 3 amplificadores se ha utilizado -70 dbm.

Las medidas se han representado a partir de los ficheros Touchstone (.s1) en Microwave Office y se han marcado los valores a 80 MHz.

4.3 LISTADO DE LOS COMPONENTES ANALIZADOS

Amplificadores:

- ZHL-1-2W (BNC).
- ZHL-42W (SMA).
- ZKL-1R5 (5 amplificadores).
- ZFL-1000LN (3 amplificadores).
- ZFL-500HLN.
- ZFL-500LN (3 amplificadores).
- Los amplificadores hechos a partir del ERA-8SM+ (2 amplificadores).

BiasTee (usados como DC Block):

- Picosecond Pulse Labs 5535.
- Picosecond Pulse Labs 5545 (2 BiasTee).

DC Blocks:

- Anritsu K261.
- Picosecond Pulse Labs 5505.

Adicionalmente, se ha analizado el comportamiento de las cascadas de 3 amplificadores a usar en el sistema (utilizando condensadores de 4.7 uF entre alimentación y tierra de cada amplificador):

- ZFL-1000LN(2) + ZFL-500LN (2) + ZKL-1R5(5)
- ZFL-1000LN(3) + ZFL-500LN (3) + ZKL-1R5(4)
- ZFL-1000LN(3) + ZFL-500LN (3) + ZFL-500HLN

Por último, se han caracterizado también los filtros paso bajo y paso banda utilizables en el sistema:



- SLP-100+ (2 filtros paso bajo).
- BPF 80 MHz (2 filtros paso banda).
- BPF 40 MHz (2 filtros paso banda).

4.4 AMPLIFICADORES

4.4.1 ZHL-1-2W

4.4.1.1 CARACTERÍSTICAS GENERALES

Fabricante**Minicircuits****Modelo**

ZHL-1-2W

Número de serie

D120396

Otros

Alimentación a 24 Vcc.

Uso de adaptadores BNC-SMA



4.4.1.2 DATOS DEL FABRICANTE

Coaxial Amplifier

ZHL-1-2W

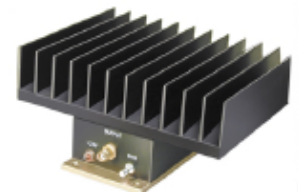
50Ω High Power 2W 5 to 500 MHz

Features

- wideband, 5 to 500 MHz
- high power output, +33 dBm min.
- high gain, +29 dB min.
- high IP3, +44 dBm typ.

Applications

- VHF/UHF
- instrumentation
- laboratory



SMA version shown
CASE STYLE: T35

Connectors	Model	Price	Qty.
BNC	ZHL-1-2W	\$525.00	(1-9)
SMA	ZHL-1-2W-S	\$535.00	(1-9)
N-TYPE	ZHL-1-2W-N	\$535.00	(1-9)

Electrical Specifications

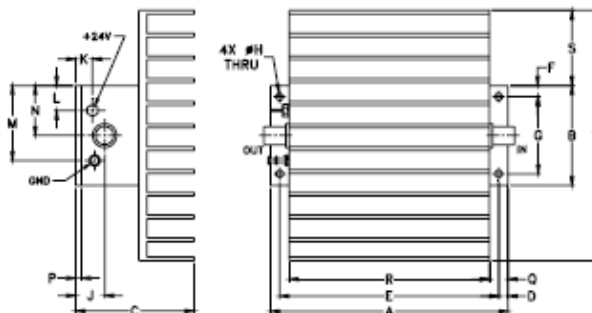
MODEL NO.	FREQ. (MHz)	GAIN (dB)		MAXIMUM POWER OUTPUT (dBm)		DYNAMIC RANGE		VSWR (:1) Typ.		DC POWER	
		Min.	Max.	(1 dB Compr.) Min.	Input (no damage)	NF (dB) Typ.	IP3 (dBm) Typ.	In	Out	Volt (V) Nom.	Current (A) Max.
ZHL-1-2W	f _L 5 f _H 500	29	±1.0	+33	+10	12	+44	2.0	2.0	24	0.9

Open load is not recommended, potentially can cause damage
With no load derate max input power by 20 dB

Maximum Ratings

Operating Temperature	-20°C to 65°C
Storage Temperature	-55°C to 100°C
DC Voltage	+25V Max.

Outline Drawing



Outline Dimensions (inch)

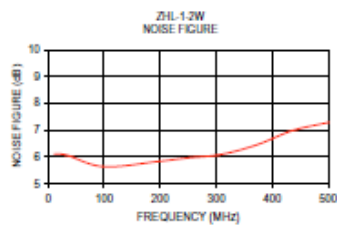
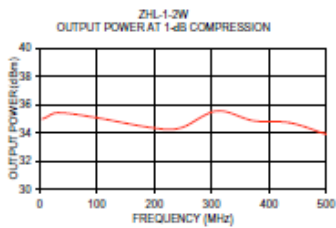
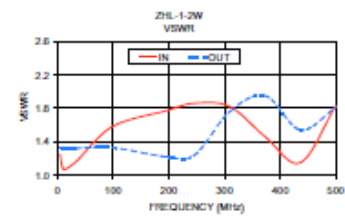
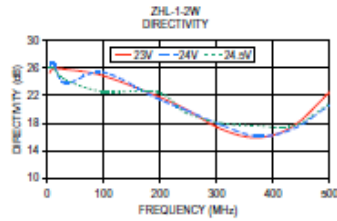
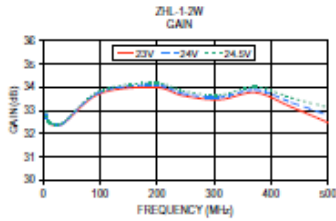
A	B	C	D	E	F	G	H	J	K	L	M	N	P	Q	R	S	T	wt
4.75	2.00	2.37	.19	4.375	.23	1.540	.144	.58	.34	.50	1.50	1.00	.12	.38	4.00	1.50	5.0	grams
120.65	50.80	60.20	4.83	111.13	5.84	39.12	3.66	14.73	8.64	12.70	38.10	25.40	3.05	9.65	101.60	38.10	127.00	700.0



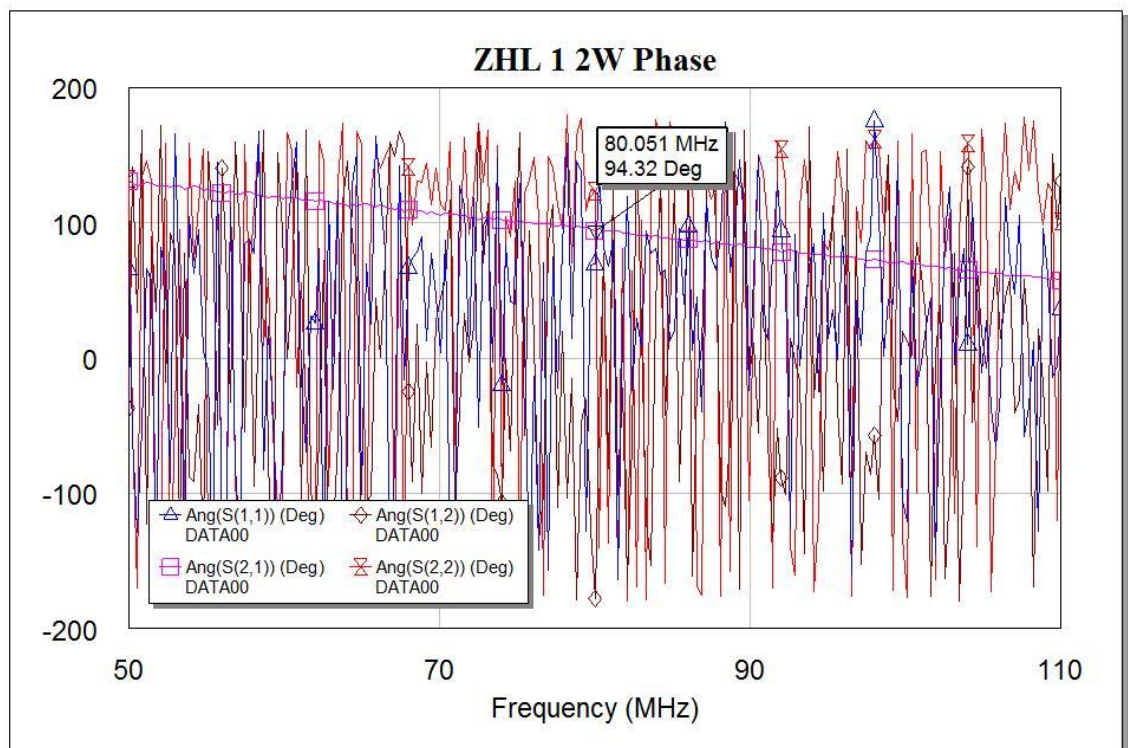
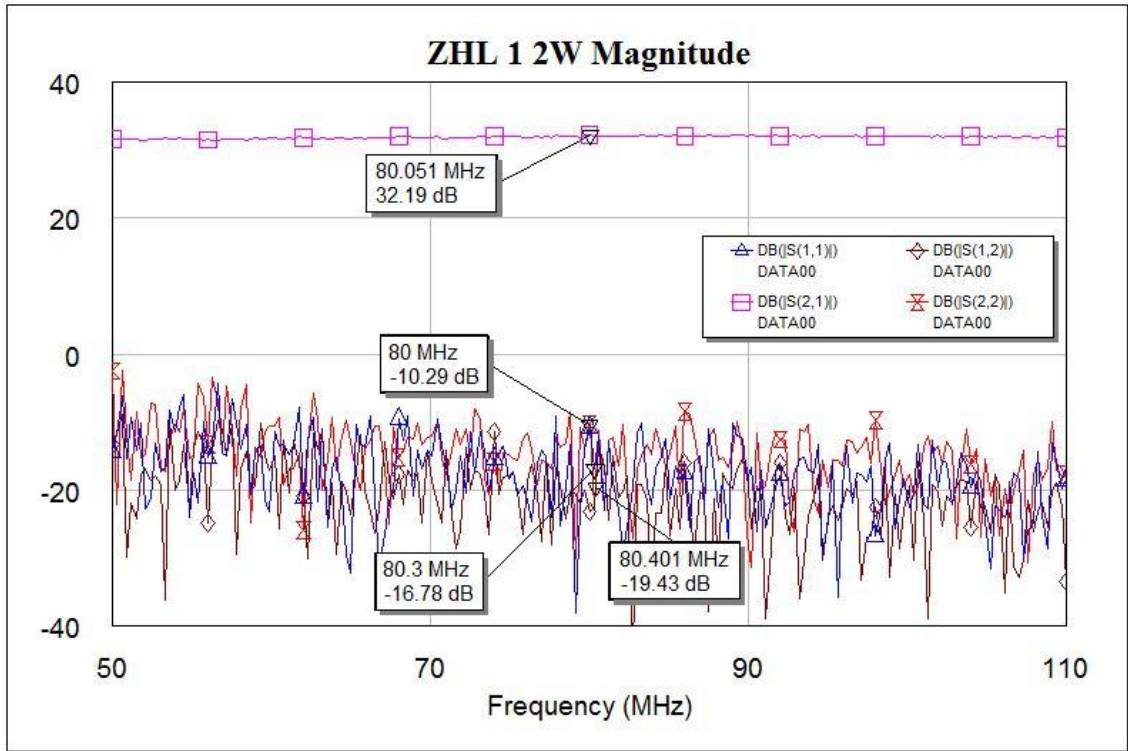
Typical Performance Data/Curves

ZHL-1-2W

FREQUENCY (MHz)	GAIN (dB)			DIRECTIVITY (dB)			VSWR (:1)		NOISE FIGURE (dB)	P _{OUT} at 1 dB COMPR. (dBm)
	23V	24V	24.5V	23V	24V	24.5V	IN	OUT		
5.00	32.84	32.87	32.92	25.30	26.00	26.10	1.25	1.33	—	34.98
11.30	32.45	32.47	32.50	25.90	26.70	26.00	1.07	1.32	6.11	35.08
33.40	32.41	32.42	32.45	25.80	23.80	24.30	1.16	1.32	6.06	35.42
98.80	33.72	33.78	33.83	24.90	25.40	22.60	1.58	1.33	5.63	35.07
195.40	34.00	34.10	34.19	21.90	21.60	22.60	1.77	1.22	5.82	34.36
246.20	33.64	33.73	33.84	20.00	19.90	19.60	1.86	1.24	5.95	34.34
309.60	33.47	33.57	33.67	17.10	17.70	18.00	1.82	1.76	6.09	35.54
373.10	33.77	33.89	34.02	15.90	16.10	17.60	1.46	1.95	6.45	34.85
436.50	33.15	33.35	33.54	17.60	17.20	17.60	1.15	1.54	6.98	34.71
500.00	32.49	32.80	33.14	22.50	20.60	20.80	1.83	1.81	7.28	33.90



4.4.1.3 MEDIDAS Y CARACTERIZACIÓN



4.4.2 ZHL-42W

4.4.2.1 CARACTERÍSTICAS GENERALES

Fabricante **Minicircuits**

Modelo	ZHL-42W
Número de serie	E011001
Otros	Alimentación a 15 Vcc.



4.4.2.2 DATOS DEL FABRICANTE

Coaxial Amplifier

ZHL-42W

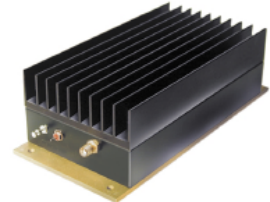
50Ω Medium High Power 10 to 4200 MHz

Features

- wideband, 10 to 4200 MHz
- high IP3, +38 dBm typ
- high gain, 30 dB min.

Applications

- communication systems
- instrumentation
- cellular
- laboratory



CASE STYLE: U36			
Connectors	Model	Price	Qty.
SMA	ZHL-42W	\$1095.00 ea.	(1-9)

Electrical Specifications

MODEL NO.	FREQ. (MHz)	GAIN (dB)		MAXIMUM POWER OUTPUT (dBm)		DYNAMIC RANGE		VSWR (:1) Max.		DC POWER	
		Min.	Flatness Max.	(1 dB Compr.) Min.	Input (no damage)	NF (dB) Typ.	IP3 (dBm) Typ.	In	Out	Volt (V) Nom.	Current (A) Max.
ZHL-42W	f _i 10 f _o 4200	30	±1.5*	+28**	0	8.0***	+38	2.5	2.5	15	0.88

* Measured at 25°C

** +27 dBm at 10-700 MHz

*** Below 100 MHz NF increases to 15 dB at 10 MHz

Open load is not recommended, potentially can cause damage.

With no load derate max input power by 20 dB

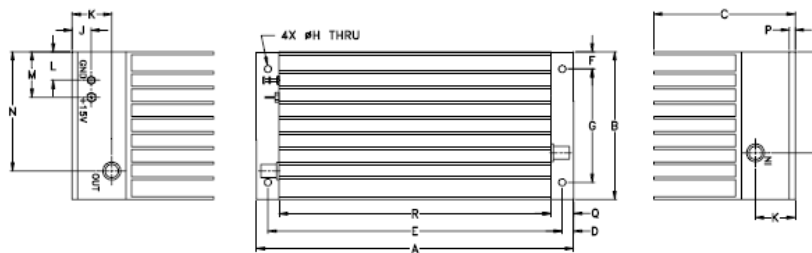
Maximum Ratings

Operating Temperature -20°C to 65°C

Storage Temperature -55°C to 100°C

DC Voltage +20V Max.

Outline Drawing



Outline Dimensions (inch / mm)

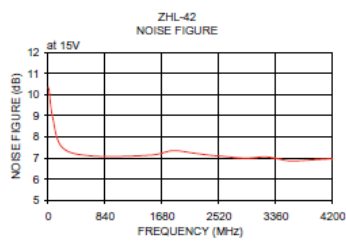
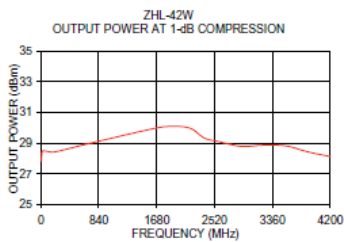
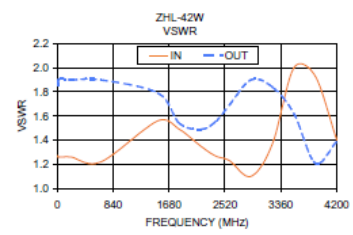
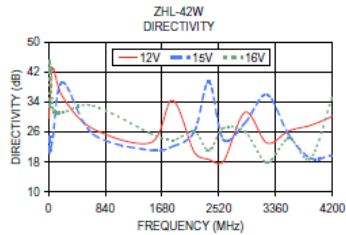
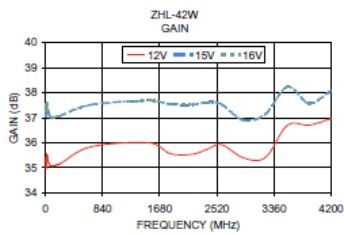
A	B	C	D	E	F	G	H	J	K	L	M	N	P	Q	R	S	wt
7.00	3.25	2.13	.25	6.500	.38	2.500	.156	.73	.88	.63	1.13	2.23	.125	.50	6.00	2.23	grams
177.80	82.55	54.10	6.35	165.10	9.65	63.50	3.96	18.54	22.35	16.00	28.70	56.64	3.18	12.70	152.40	56.64	900



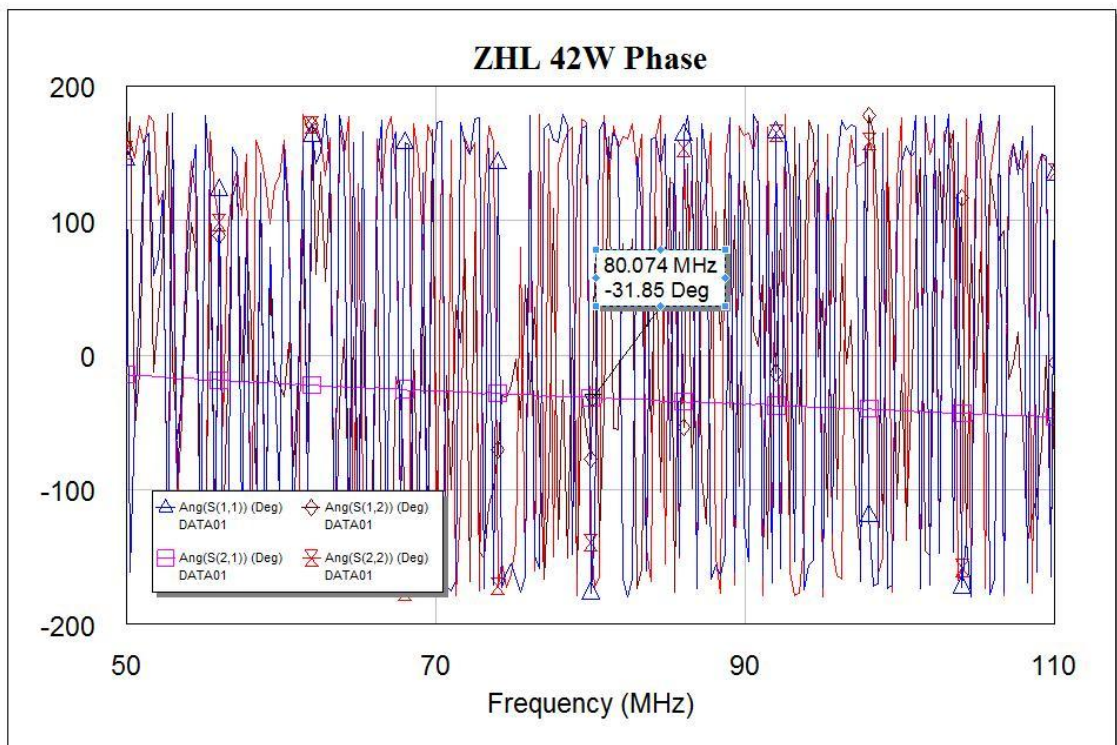
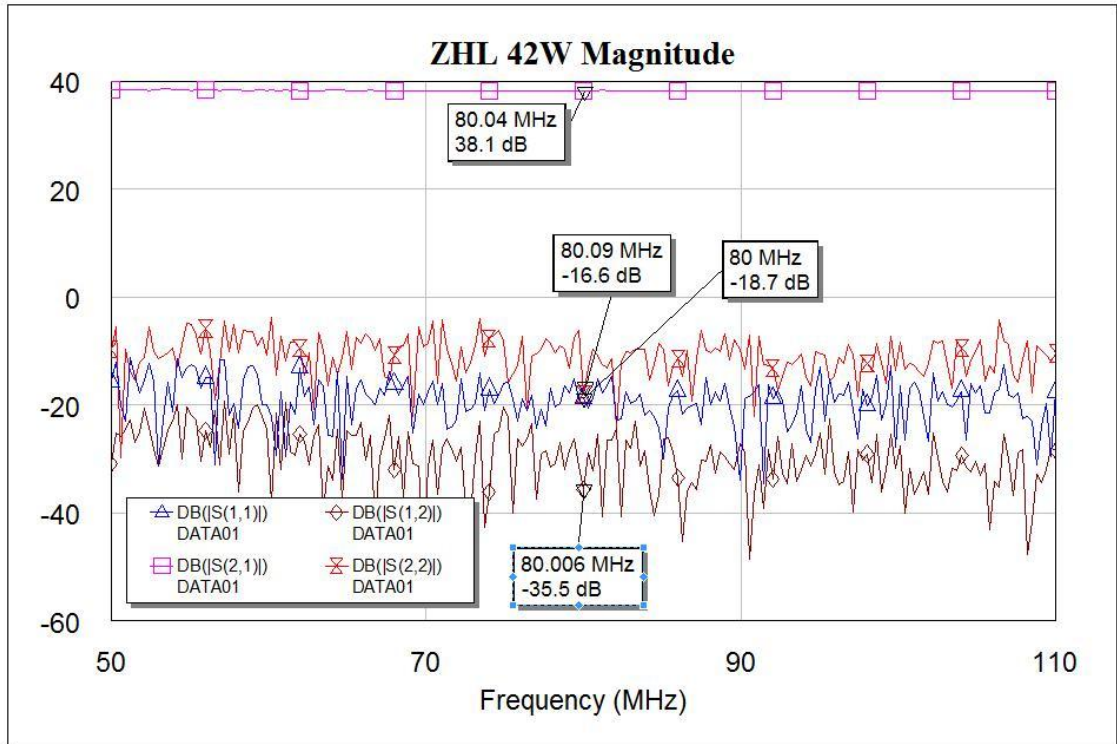
Typical Performance Data/Curves

ZHL-42W

FREQUENCY (MHz)	GAIN (dB)			DIRECTIVITY (dB)			VSWR (:1)		NOISE FIGURE (dB)	POUT at 1 dB COMPR. (dBm)
	12V	15V	16V	12V	15V	16V	IN	OUT		
10.00	34.97	37.07	37.10	29.80	24.80	32.90	1.27	1.88	10.35	27.85
21.40	35.54	37.56	37.57	33.70	20.60	46.00	1.26	1.90	10.07	28.46
67.00	35.09	37.04	37.06	43.10	24.60	32.20	1.26	1.91	8.96	28.48
209.90	35.15	37.07	37.06	35.50	39.30	31.20	1.26	1.90	7.51	28.43
657.20	35.83	37.51	37.49	26.90	25.50	33.10	1.22	1.90	7.10	28.93
1514.10	36.00	37.68	37.68	23.20	21.10	25.60	1.56	1.79	7.14	29.83
1836.40	35.56	37.53	37.56	34.50	22.10	23.80	1.49	1.54	7.35	30.08
2158.70	35.54	37.51	37.53	20.60	26.10	26.10	1.35	1.49	7.23	29.98
2373.60	35.73	37.62	37.61	18.70	39.50	21.00	1.27	1.55	7.14	29.32
2588.50	35.92	37.53	37.51	18.10	24.00	27.00	1.23	1.69	7.08	29.09
2910.80	35.39	36.89	36.82	31.30	28.50	26.10	1.10	1.90	6.99	28.79
3233.10	35.41	37.14	37.16	23.10	36.00	17.80	1.37	1.84	7.05	28.87
3555.40	36.69	38.23	38.23	26.30	25.30	24.30	2.00	1.62	6.87	28.82
3877.70	36.70	37.58	37.55	27.80	19.00	18.90	1.93	1.21	6.91	28.42
4200.00	36.96	38.09	38.07	30.20	19.80	35.40	1.40	1.39	6.97	28.13



4.4.2.3 MEDIDAS Y CARACTERIZACIÓN



4.4.3 ZKL-1R5

4.4.3.1 CARACTERÍSTICAS GENERALES

Fabricante **Minicircuits**

Modelo	ZKL-1R5
Número de serie	(1): E120607 (2): E120607 (3): E120607 (4): E120607 (5): E120607
Otros	Alimentación a 12 Vcc.



(1)



(2)



(3)



(4)



(5)

4.4.3.2 DATOS DEL FABRICANTE

Coaxial Amplifier

50Ω Medium Power 10 to 1500 MHz

ZKL-1R5



CASE STYLE: BY493

Features

- wideband, 10 to 1500 MHz
- high IP3, +31 dBm typ.
- low noise, 3 dB typ.
- high gain, 40 dB typ.
- protected by US Patent, 6,943,629

Applications

- communication systems
- cellular
- satellite distribution
- GSM/ISM

Connectors	Model	Price	Qty.
SMA	ZKL-1R5	\$149.95 ea.	(1-9)

Amplifier Electrical Specifications

MODEL NO.	FREQUENCY (MHz)		GAIN (dB)			MAXIMUM POWER (dBm)			DYNAMIC RANGE		VSWR (:1) Typ.		DC POWER	
	f_L	f_U	Typ.	Min.	Flatness Max.	Output (1 dB Compr.)	Input (no damage)	NF (dB) Typ.	IP3 (dBm) Typ.	In	Out	Volt (V) Nom.	Current (mA) Max.	
ZKL-1R5	10	1500	40	36	±1.2	+15 L	+15 U	+13	3.0	+31	1.4	1.6	12	115

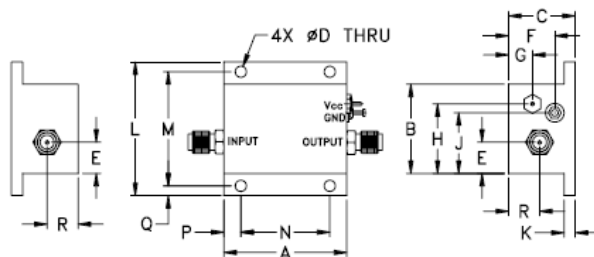
Open load is not recommended, potentially can cause damage.
With no load derate max input power by 20 dB

L= low range (f_L to $f_U/2$) U= upper range ($f_U/2$ to f_U)

Maximum Ratings

Operating Temperature	-40°C to 75°C
Storage Temperature	-55°C to 100°C
DC Voltage	+13V Max.

Outline Drawing



Outline Dimensions (inch)

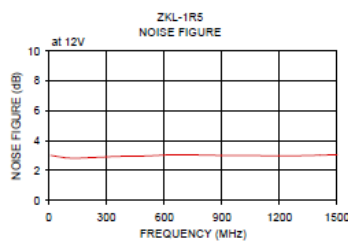
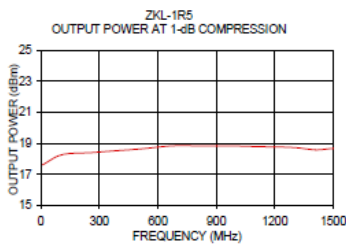
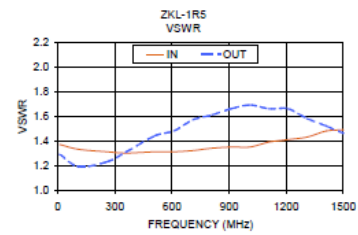
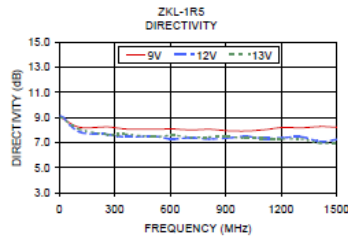
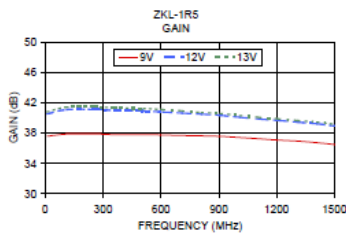
A	B	C	D	E	F	G	H	J	K	L	M	N	P	Q	R	wt
1.38	1.00	.75	.125	.35	.52	.27	.78	.68	.125	1.50	1.281	1.000	.19	.11	.35	grams
35.05	25.40	19.05	3.18	8.89	13.21	6.86	19.81	17.27	3.18	38.10	32.54	25.40	4.83	2.79	8.89	40



Typical Performance Data/Curves

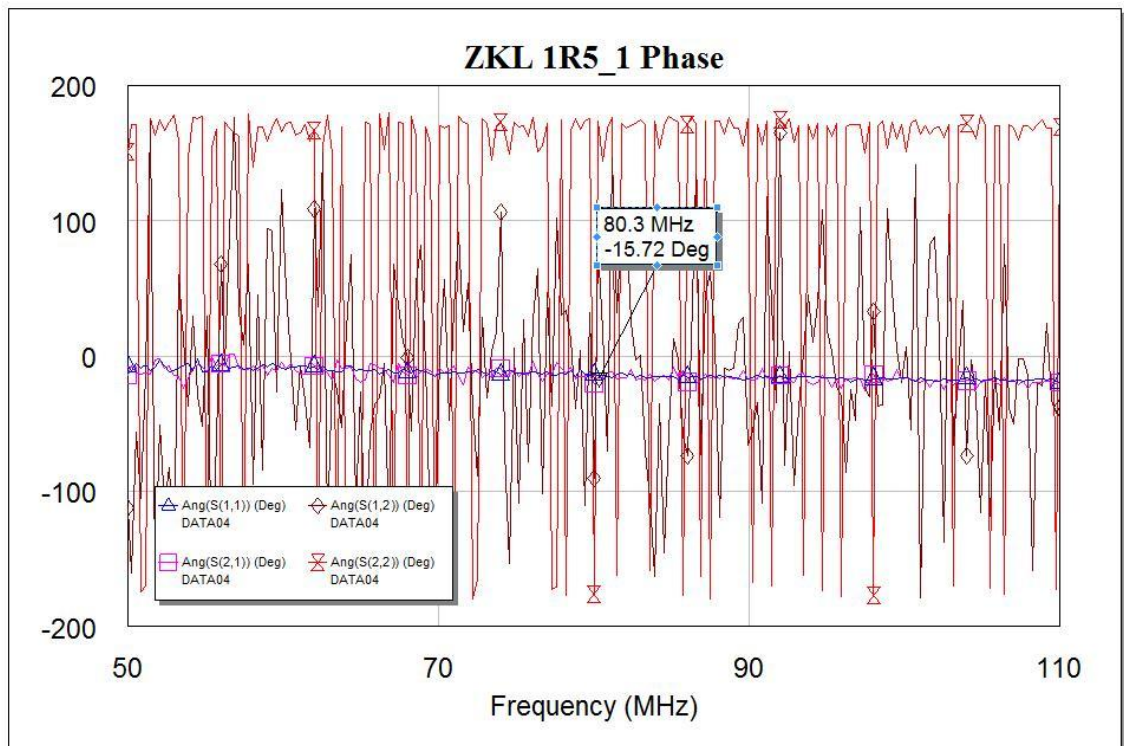
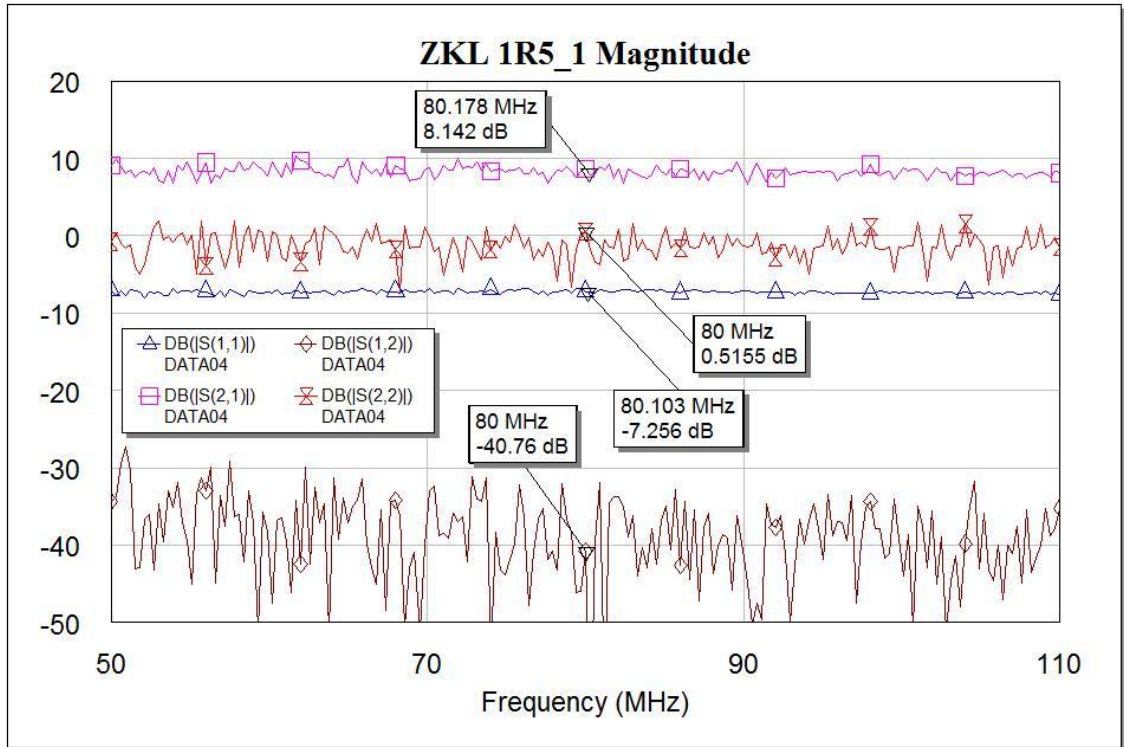
ZKL-1R5

FREQUENCY (MHz)	GAIN (dB)			DIRECTIVITY (dB)			VSWR (:1)		NOISE FIGURE (dB)	P _{OUT} at 1 dB COMPR. (dBm)
	9V	12V	13V	9V	12V	13V	IN	OUT		
10.00	37.59	40.52	40.79	8.99	9.13	9.00	1.37	1.29	3.01	17.61
110.00	37.86	41.08	41.41	8.20	7.84	8.05	1.33	1.19	2.83	18.26
260.00	37.87	41.10	41.44	8.23	7.64	7.64	1.31	1.23	2.88	18.39
360.00	37.79	40.98	41.32	8.07	7.44	7.66	1.30	1.31	2.94	18.49
510.00	37.79	40.90	41.22	8.04	7.49	7.44	1.31	1.44	2.97	18.63
610.00	37.75	40.77	41.08	8.08	7.27	7.57	1.31	1.48	3.04	18.76
710.00	37.68	40.62	40.91	7.99	7.39	7.41	1.32	1.57	3.05	18.85
810.00	37.63	40.50	40.70	8.05	7.27	7.43	1.34	1.61	3.03	18.82
910.00	37.56	40.33	40.58	7.93	7.36	7.45	1.35	1.66	3.01	18.84
1010.00	37.41	40.08	40.30	7.91	7.47	7.34	1.35	1.69	3.01	18.82
1110.00	37.24	39.84	40.05	8.01	7.32	7.32	1.39	1.66	2.99	18.78
1210.00	37.07	39.65	39.86	8.19	7.38	7.27	1.41	1.66	2.98	18.76
1310.00	36.94	39.43	39.64	8.16	7.45	7.28	1.43	1.58	2.99	18.71
1410.00	36.72	39.21	39.44	8.27	7.08	6.95	1.48	1.52	3.02	18.57
1500.00	36.48	38.93	39.15	8.20	7.23	6.97	1.49	1.46	3.06	18.66



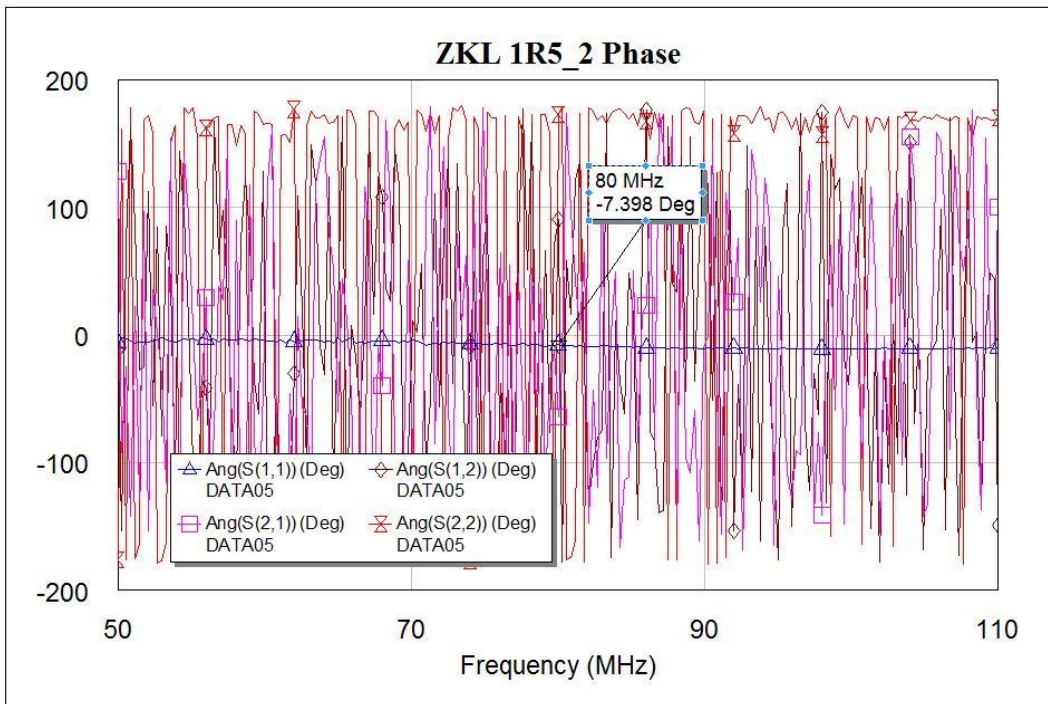
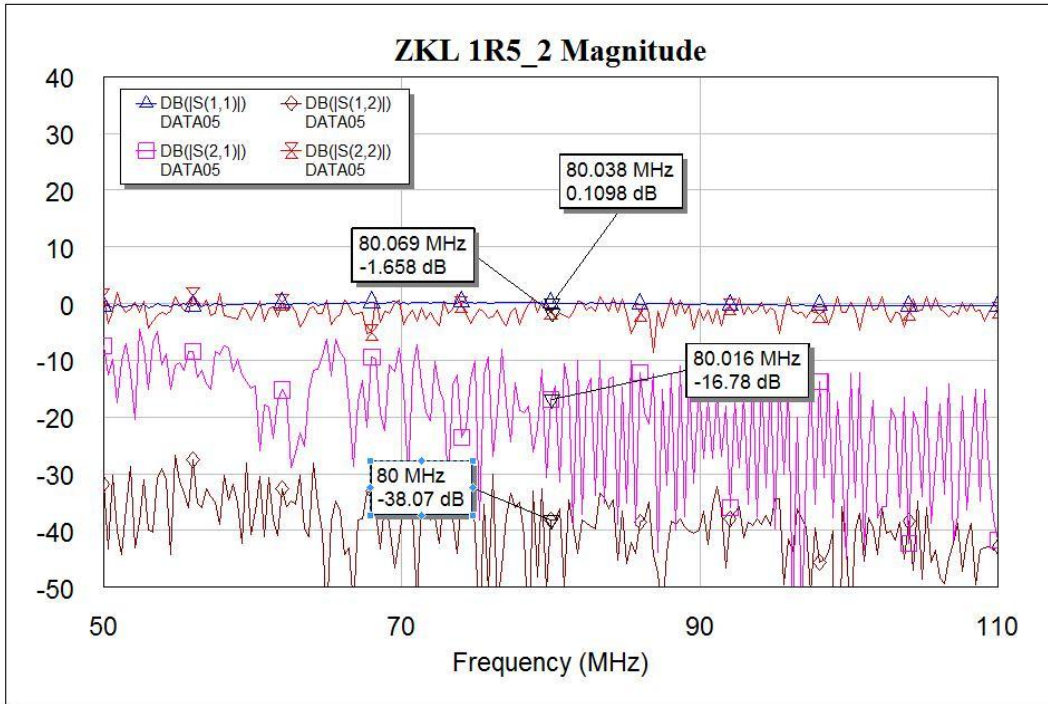
4.4.3.3 MEDIDAS Y CARACTERIZACIÓN

i. (1)

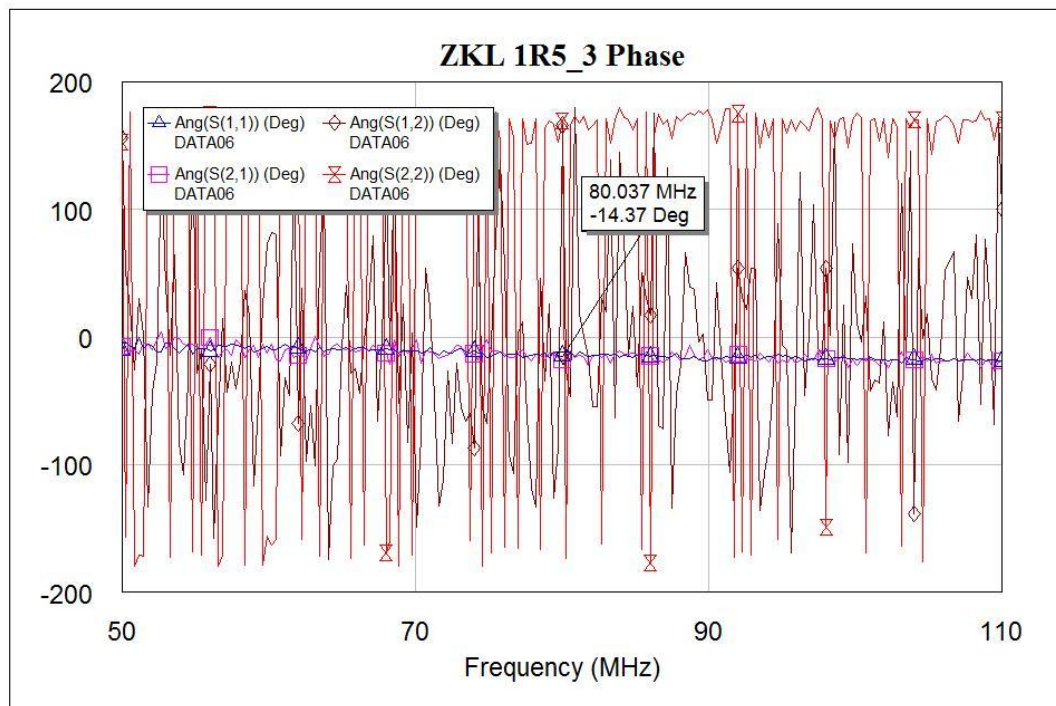
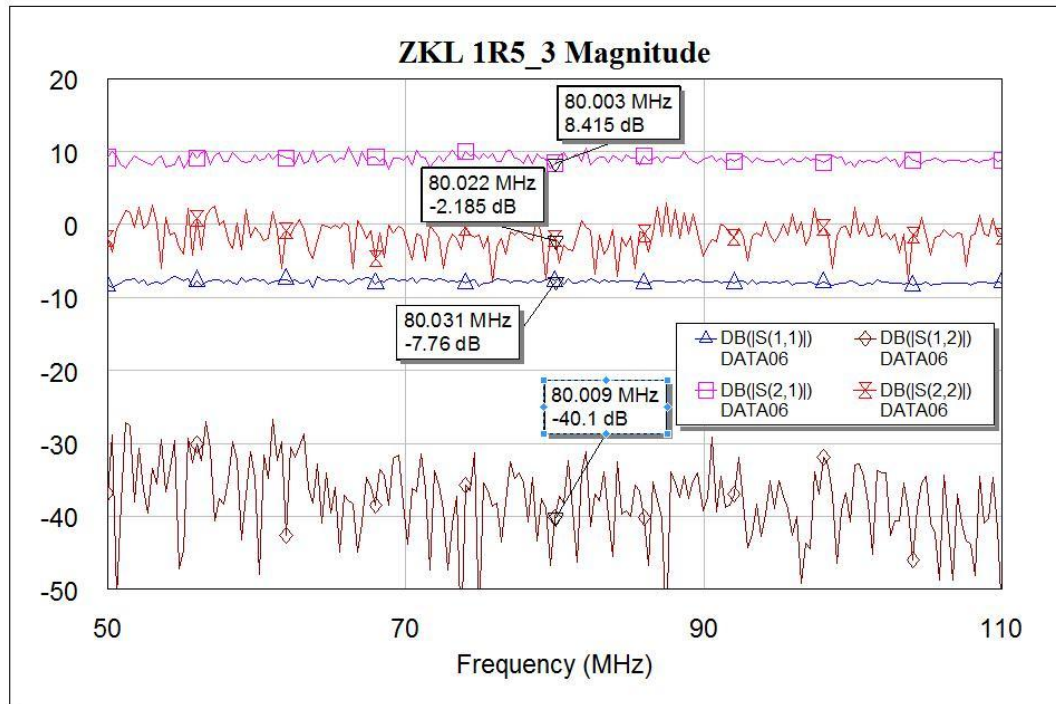




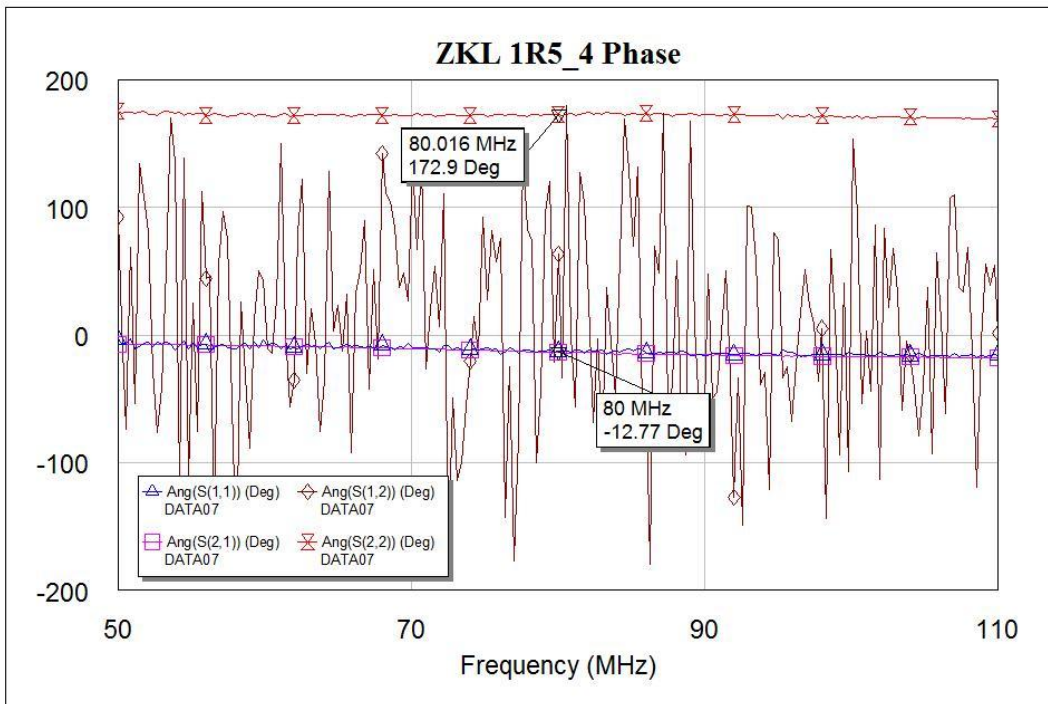
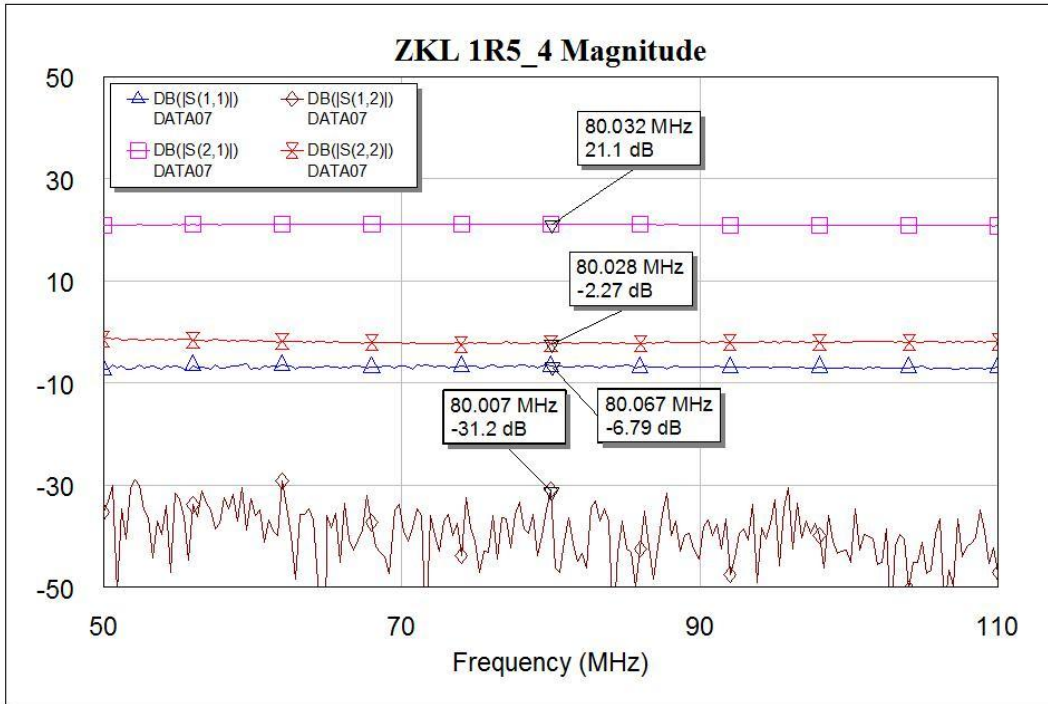
ii. (2)



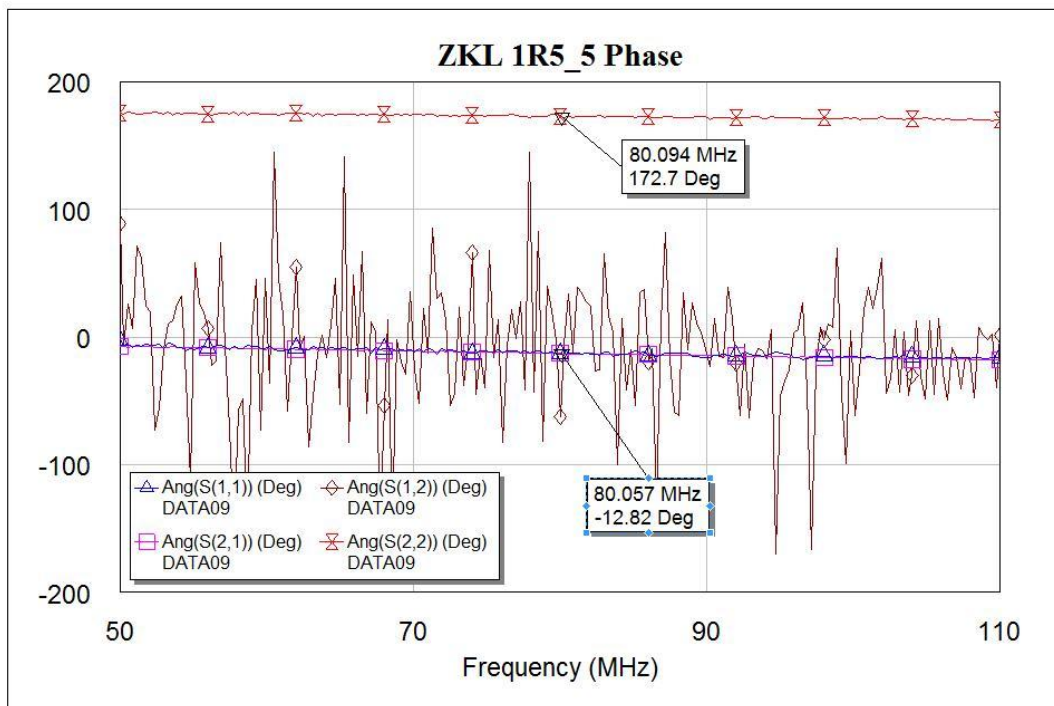
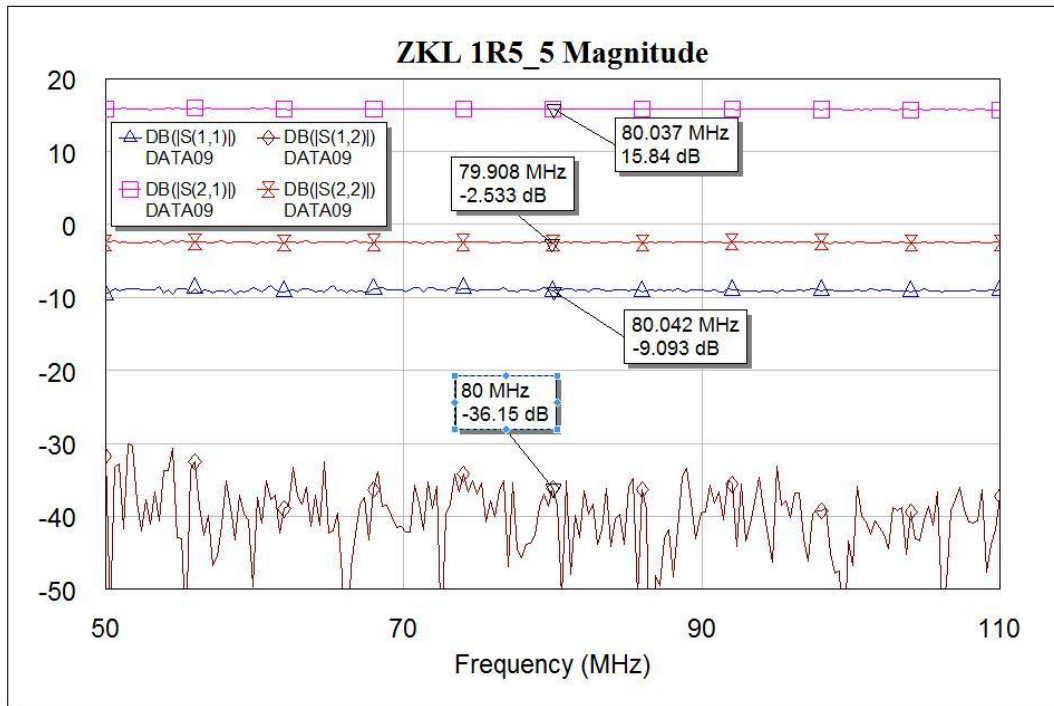
iii. (3)



iv. (4)



v. (5)



4.4.4 ZFL-1000LN

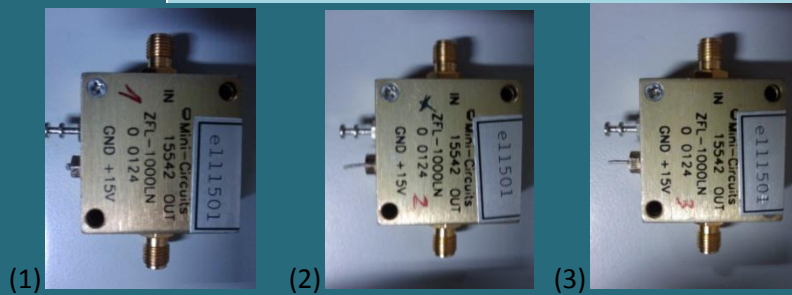
4.4.4.1 CARACTERÍSTICAS GENERALES

Fabricante Minicircuits

Modelo ZFL-1000LN

Número de serie (1): E111501
(2): E11501
(3): E111501

Otros Alimentación a 15 Vcc.



4.4.4.2 DATOS DEL FABRICANTE

Coaxial

Low Noise Amplifier

ZFL-1000LN

50Ω

0.1 to 1000 MHz

Features

- wideband, 0.1 to 1000 MHz
- low noise, 2.9 dB typ.
- protected by US Patent, 6,943,629

Applications

- VHF/UHF
- cellular
- small signal amplifier



CASE STYLE: Y460

Connectors	Model	Price	Qty.
SMA	ZFL-1000LN	\$89.95	(1-9)
BRACKET (OPTION "B")		\$2.50	(1+)

Low Noise Amplifier Electrical Specifications

MODEL NO.	FREQUENCY (MHz)		NOISE FIGURE (dB)	GAIN (dB)		MAXIMUM POWER (dBm)		INTERCEPT POINT (dBm)	VSWR (:1) Typ.		DC POWER	
	f_L	f_U		Typ.	Min.	Total Range	Output (1 dB Compr.)		Input (no damage)	IP3 Typ.	In	Out
ZFL-1000LN	0.1	1000	2.9	20	±0.5	+3	+5	+14	1.5	2.0	15	60

m = mid range [2 f_L to f_U/2]

Open load is not recommended, potentially can cause damage.
With no load derate max input power by 20 dB

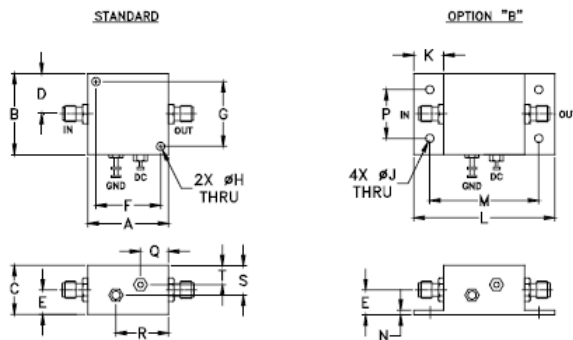
Maximum Ratings

Operating Temperature -20°C to 71°C

Storage Temperature -55°C to 100°C

DC Voltage +17V Max.

Outline Drawing



Outline Dimensions (inches)

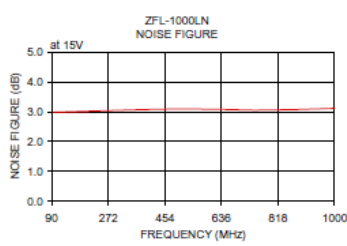
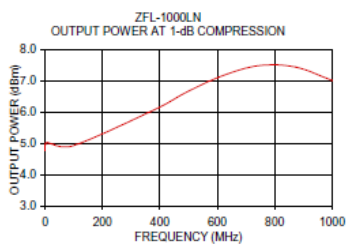
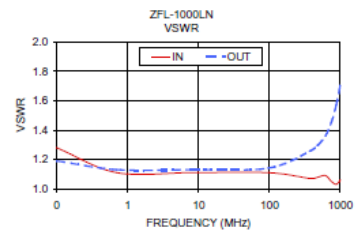
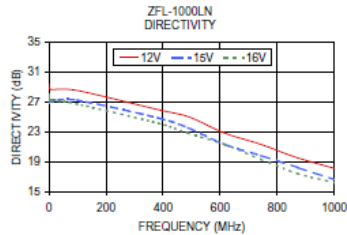
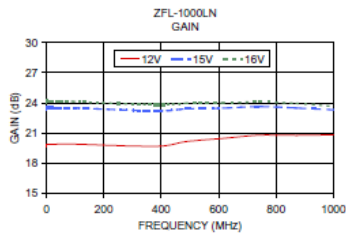
A	B	C	D	E	F	G	H	J	K	L	M	N	P	Q	R	S	T	wt.
1.25	1.25	.75	.63	.36	1.000	1.000	.125	.125	.46	2.18	1.688	.06	.750	.50	.80	.45	.29	grams
31.75	31.75	19.05	16.00	9.14	25.40	25.40	3.18	3.18	11.68	55.37	42.88	1.52	19.05	12.70	20.32	11.43	7.37	38



Typical Performance Data/Curves

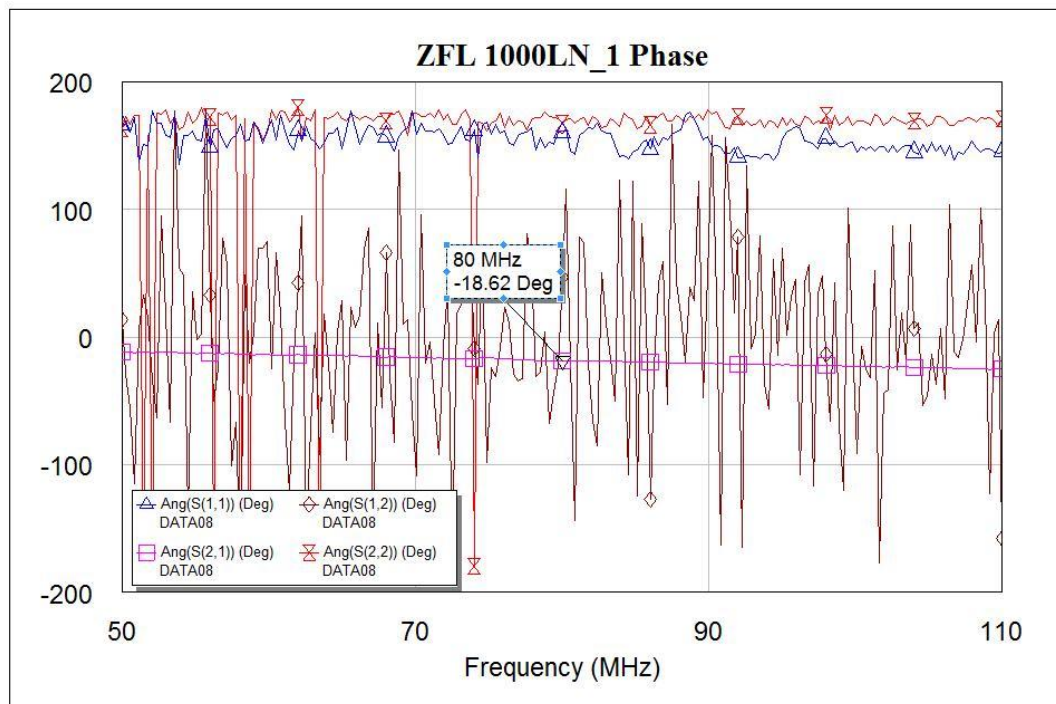
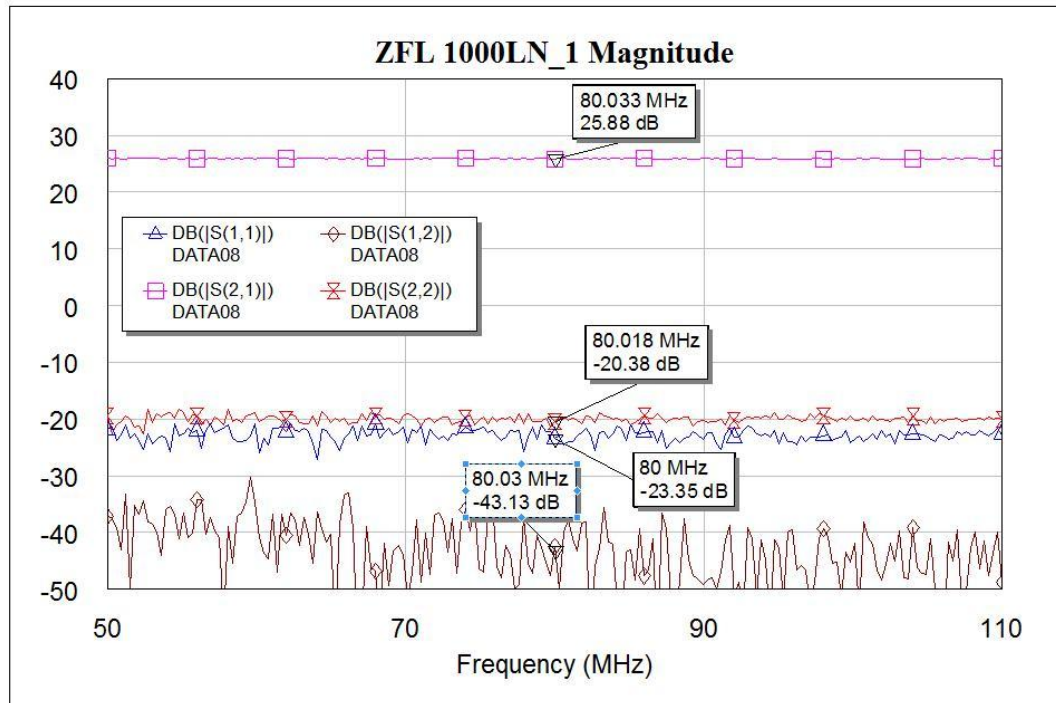
ZFL-1000LN

FREQUENCY (MHz)	GAIN (dB)			DIRECTIVITY (dB)			VSWR (:1)		NOISE FIGURE (dB)	POUT at 1 dB COMPR. (dBm)
	12V	15V	16V	12V	15V	16V	IN	OUT		
0.10	19.96	23.31	23.96	29.30	27.50	27.90	1.28	1.19	—	4.76
0.70	19.90	23.56	24.24	28.80	27.10	26.90	1.11	1.13	—	4.95
7.90	19.89	23.65	24.21	28.60	27.10	27.20	1.11	1.13	—	5.02
95.70	19.91	23.50	24.14	28.50	27.20	26.70	1.11	1.14	2.98	4.91
384.70	19.89	23.21	23.81	25.90	24.80	24.10	1.07	1.26	3.07	6.08
487.20	20.16	23.42	23.97	25.00	23.50	22.80	1.08	1.30	3.09	6.60
615.40	20.48	23.49	24.02	22.80	21.30	21.30	1.09	1.36	3.08	7.14
743.60	20.81	23.65	24.11	21.30	19.80	19.30	1.05	1.45	3.05	7.47
871.80	20.79	23.50	23.96	19.50	18.20	17.40	1.03	1.57	3.07	7.43
1000.00	20.84	23.32	23.66	18.10	16.60	16.20	1.06	1.71	3.11	7.00



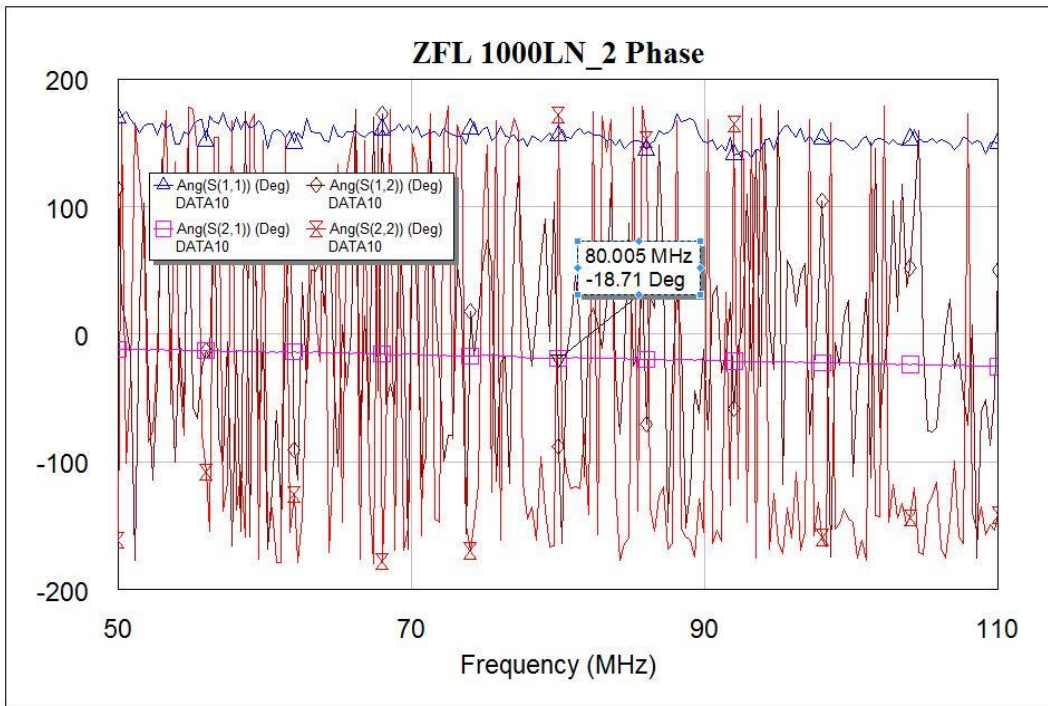
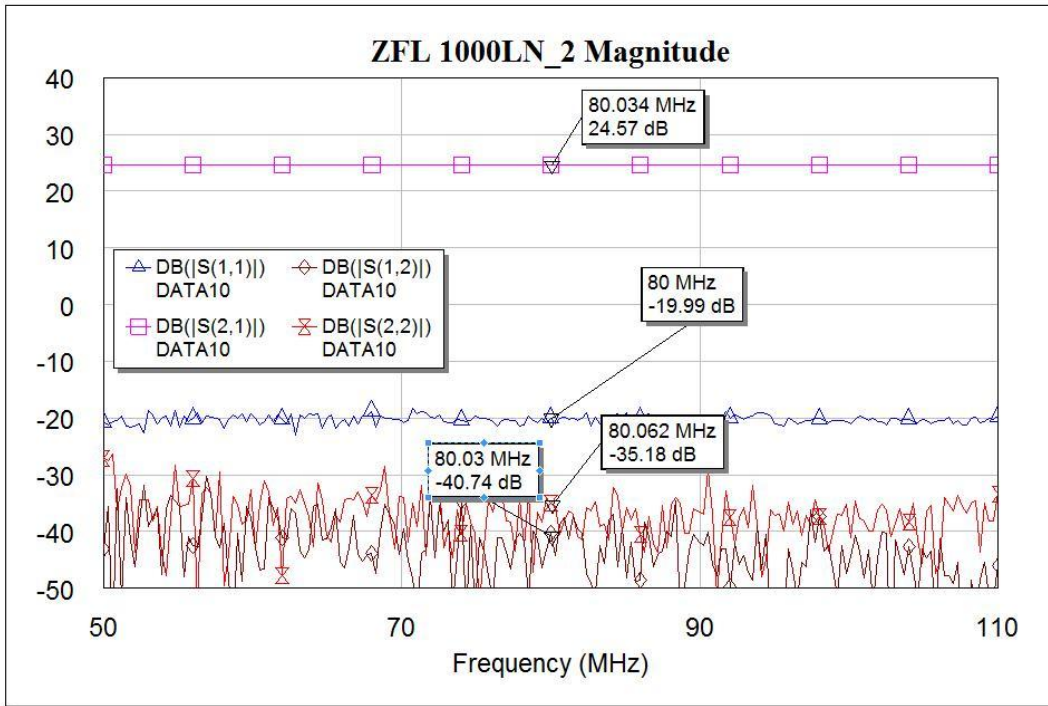
4.4.4.3 MEDIDAS Y CARACTERIZACIÓN

i. (1)

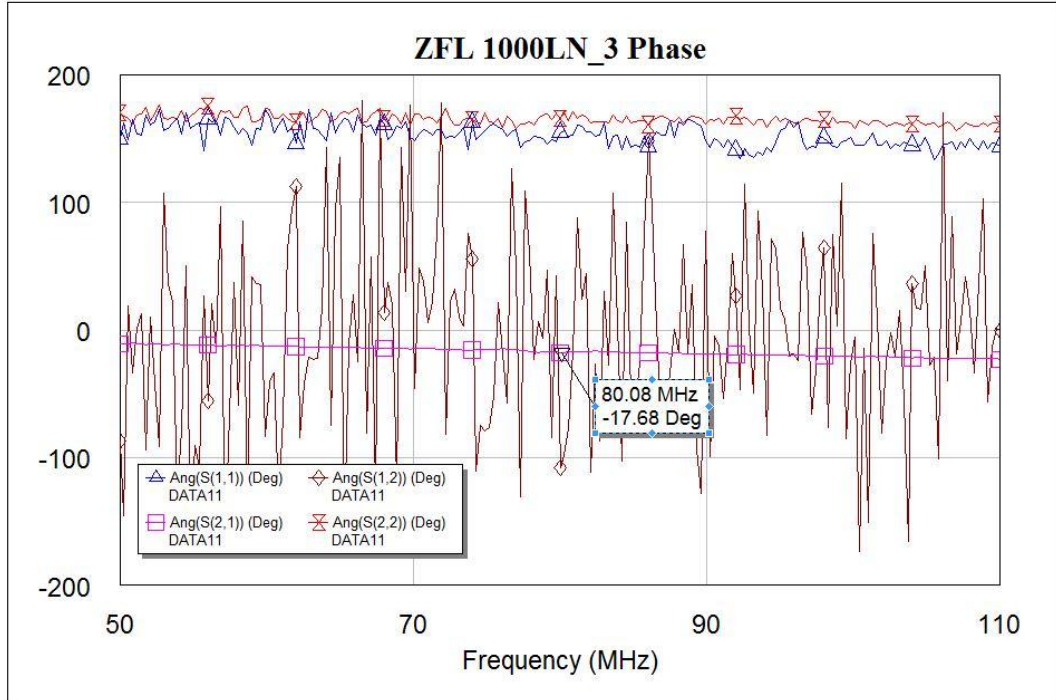
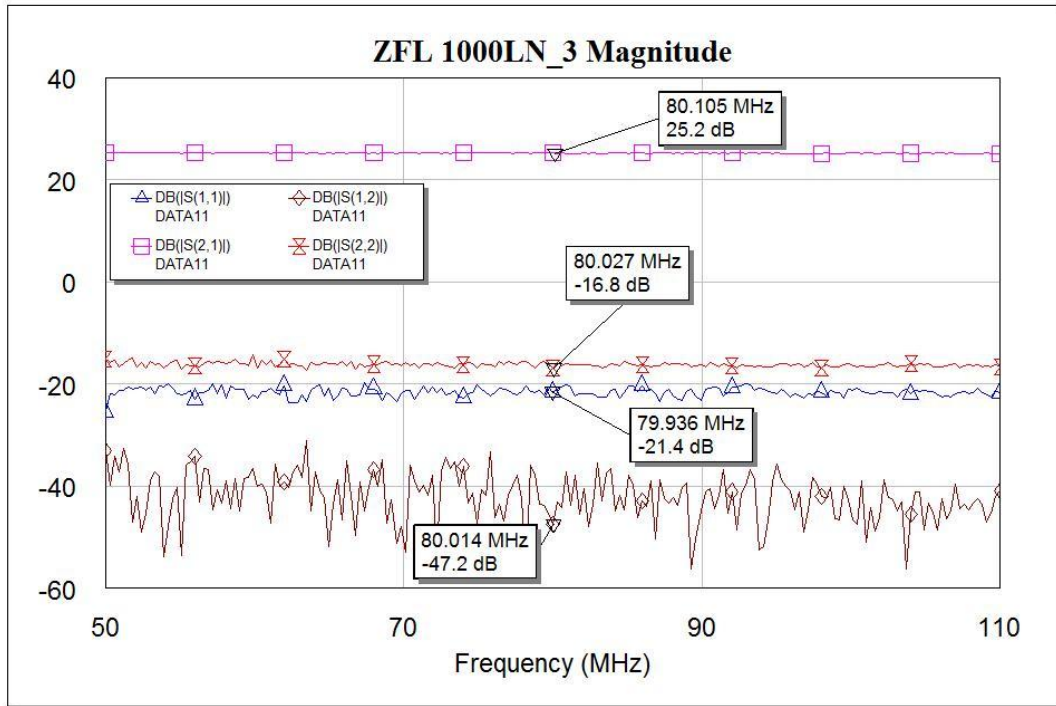




ii. (2)



iii. (3)



4.4.5 ZFL-500HLN

4.4.5.1 CARACTERÍSTICAS GENERALES

Fabricante **Minicircuits**

Modelo	ZFL-500HLN
Número de serie	E080504
Otros	Alimentación a 15 Vcc.



4.4.5.2 DATOS DEL FABRICANTE

Coaxial

Low Noise Amplifier

ZFL-500HLN+

50Ω

10 to 500 MHz



Features

- low noise, 3.8 dB typ.
- high IP3, +30 dBm typ.

Applications

- VHF/UHF
- small signal amplifier
- communications system

CASE STYLE: Y460			
Connectors	Model	Price	Qty.
SMA	ZFL-500HLN+	\$99.95	(1-9)
BRACKET (OPTION "B")		\$2.50	(1+)

+ RoHS compliant in accordance
with EU Directive (2002/95/EC)

The +Suffix has been added in order to identify RoHS
Compliance. See our web site for RoHS Compliance
methodologies and qualifications.

Low Noise Amplifier Electrical Specifications

MODEL NO.	FREQUENCY (MHz)		NOISE FIGURE (dB)	GAIN (dB)		MAXIMUM POWER (dBm)		INTERCEPT POINT (dBm)	VSWR (:1) Typ.		DC POWER	
	f_L	f_H		Typ.	Min.	Total Range	Output (1 dB Compr.)		Input (no damage)	IP3 Typ.	In	Out
ZFL-500HLN+	10	500	3.8	19	±0.4	+16	+15	+30	2.0	2.0	15	110

m = mid range [2 f_L to f_H/2]

Open load is not recommended, potentially can cause damage.
With no load derate max input power by 20 dB

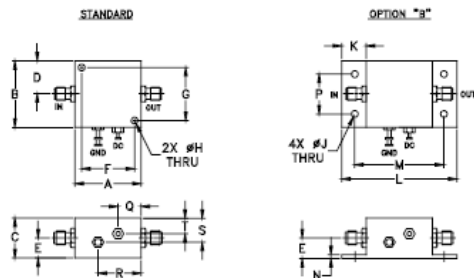
Maximum Ratings

Operating Temperature -20°C to 71°C

Storage Temperature -55°C to 100°C

DC Voltage +17V Max.

Outline Drawing



Outline Dimensions (inches/mm)

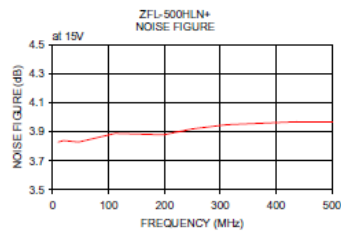
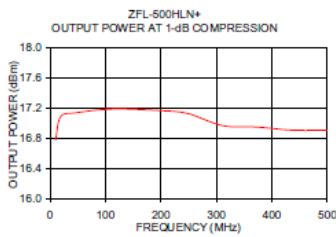
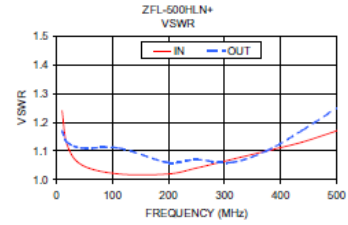
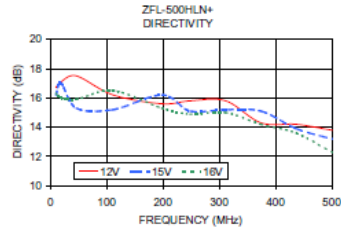
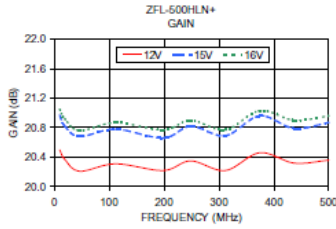
A	B	C	D	E	F	G	H	J	K	L	M	N	P	Q	R	S	T	wt.
1.25	1.25	.75	.63	.36	1.000	1.000	.125	.125	.46	2.18	1.688	.06	.750	.50	.80	.45	.29	grams
31.75	31.75	19.05	16.00	9.14	25.40	25.40	3.18	3.18	11.68	55.37	42.88	1.52	19.05	12.70	20.32	11.43	7.37	38



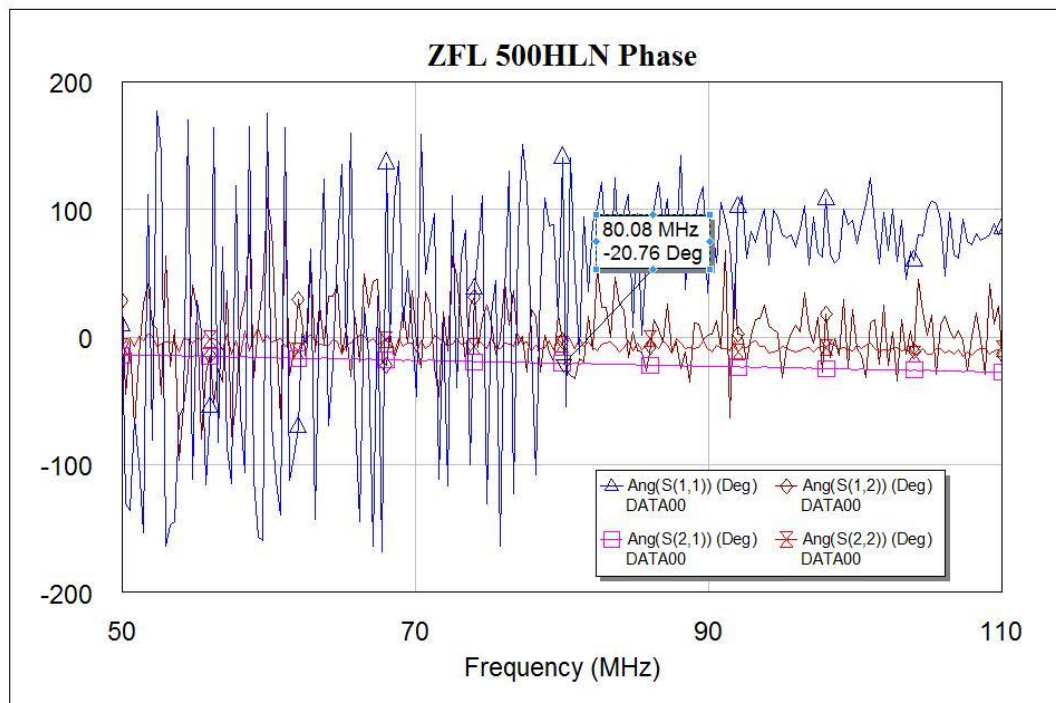
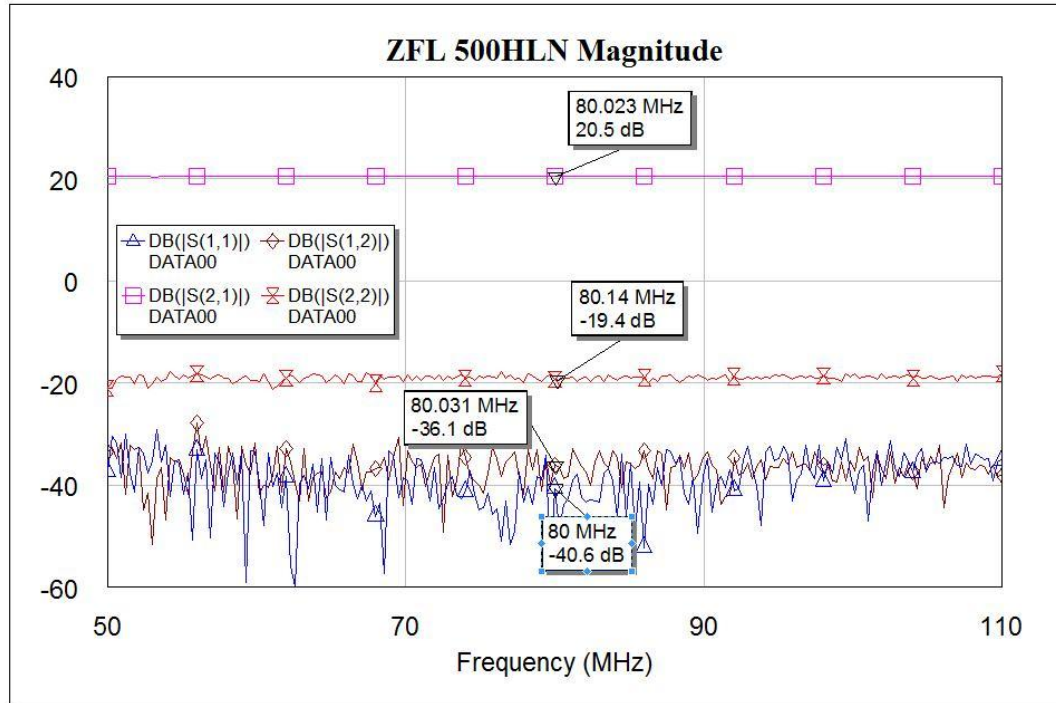
Typical Performance Data/Curves

ZFL-500HLN+

FREQUENCY (MHz)	GAIN (dB)			DIRECTIVITY (dB)			VSWR (:1)		NOISE FIGURE (dB)	POUT at 1 dB COMPR. (dBm)
	12V	15V	16V	12V	15V	16V	IN	OUT		
10.00	20.50	20.87	21.05	16.70	16.20	16.30	1.24	1.17	3.83	16.78
19.30	20.37	20.82	20.92	17.10	17.00	16.00	1.12	1.13	3.84	17.09
46.50	20.21	20.88	20.76	17.50	15.30	15.90	1.05	1.11	3.83	17.14
111.80	20.31	20.78	20.87	16.20	15.20	16.50	1.02	1.11	3.89	17.19
198.50	20.22	20.86	20.77	15.60	16.20	15.30	1.02	1.06	3.88	17.17
248.70	20.35	20.82	20.90	15.80	15.10	14.90	1.04	1.07	3.92	17.13
311.50	20.22	20.89	20.77	15.80	15.20	15.00	1.07	1.06	3.95	16.97
374.40	20.46	20.96	21.03	14.30	15.10	14.20	1.10	1.10	3.96	16.95
437.20	20.32	20.79	20.90	14.20	13.90	13.60	1.13	1.17	3.97	16.91
500.00	20.36	20.87	20.96	13.80	13.20	12.30	1.17	1.25	3.97	16.91



4.4.5.3 MEDIDAS Y CARACTERIZACIÓN



4.4.6 ZFL-500LN

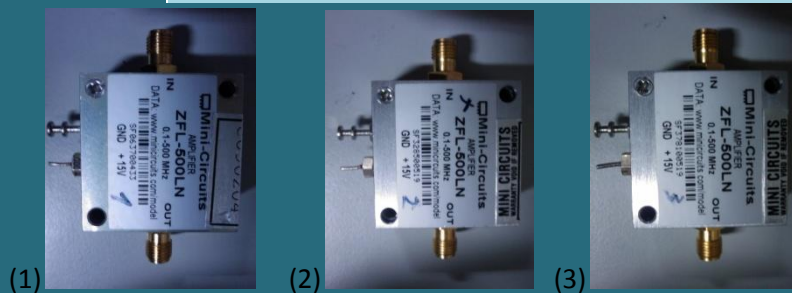
4.4.6.1 CARACTERÍSTICAS GENERALES

Fabricante Minicircuits

Modelo ZFL-500LN

Número de serie (1): E000204
(2): E112405
(3): E111705

Otros Alimentación a 15 Vcc.



(1)

(2)

(3)

4.4.6.2 DATOS DEL FABRICANTE

Coaxial

Low Noise Amplifier

ZFL-500LN+
ZFL-500LN

50Ω

0.1 to 500 MHz



CASE STYLE: Y460

Connectors	Model	Price	Qty.
SMA	ZFL-500LN+	\$79.95	(1-9)
BNC	ZFL-500LN+BNC	\$84.95	(1-9)
BRACKET (OPTION "B")		\$2.50	(1+)

+ RoHS compliant in accordance with EU Directive (2002/95/EC)

The +Suffix identifies RoHS Compliance. See our web site for RoHS Compliance methodologies and qualifications.

Features

- very low noise, 2.9 dB typ.
- good VSWR, 1.5 :1 typ.
- protected by US Patent, 6,943,629

Applications

- VHF/UHF
- small signal amplifier
- communications system

Low Noise Amplifier Electrical Specifications

MODEL NO.	FREQUENCY (MHz)		NOISE FIGURE (dB)	GAIN (dB)		MAXIMUM POWER (dBm)		INTERCEPT POINT (dBm)	VSWR (:1) Typ.		DC POWER	
	f_L	f_U		Typ.	Min.	Total Range	Output (1 dB Compr.)		Input (no damage)	IP3 Typ.	In	Out
ZFL-500LN(+)	0.1	500	2.9	24	±0.5	+5	+5	+14	1.5*	1.6	15	60

m = mid range [2 f_L to f_U/2]

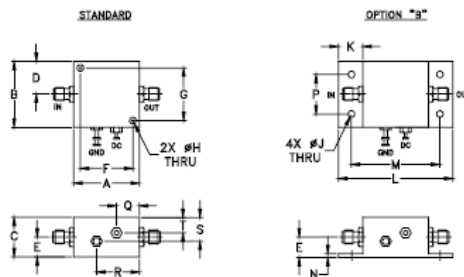
*VSWR 1.6:1 max. from 0.1 to 0.2 MHz.

Open load is not recommended, potentially can cause damage.
With no load derate max input power by 20 dB

Maximum Ratings

Operating Temperature	-20°C to 71°C
Storage Temperature	-55°C to 100°C
DC Voltage	+17V Max.

Outline Drawing



Outline Dimensions (inch/mm)

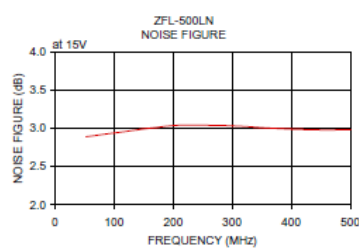
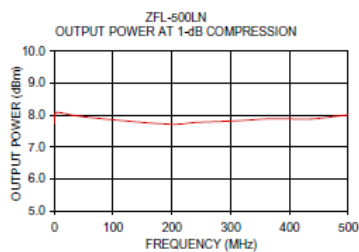
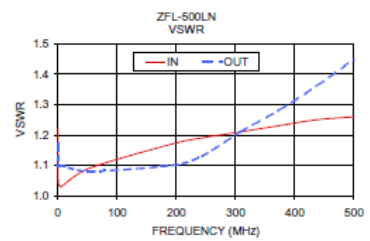
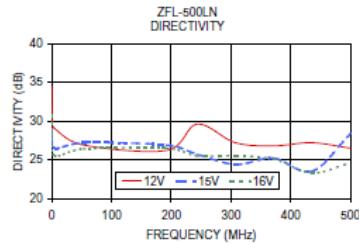
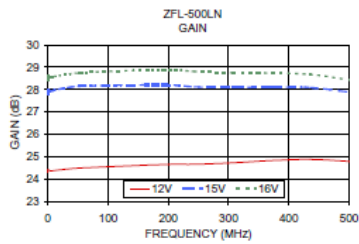
A	B	C	D	E	F	G	H	J	K	L	M	N	P	Q	R	S	T	wt.
1.25	1.25	.75	.63	.36	1.000	1.000	.125	.125	.46	2.18	1.688	.06	.750	.50	.80	.45	.29	grams
31.75	31.75	19.05	16.00	9.14	25.40	25.40	3.18	3.18	11.68	55.37	42.88	1.52	19.05	12.70	20.32	11.43	7.37	38



Typical Performance Data/Curves

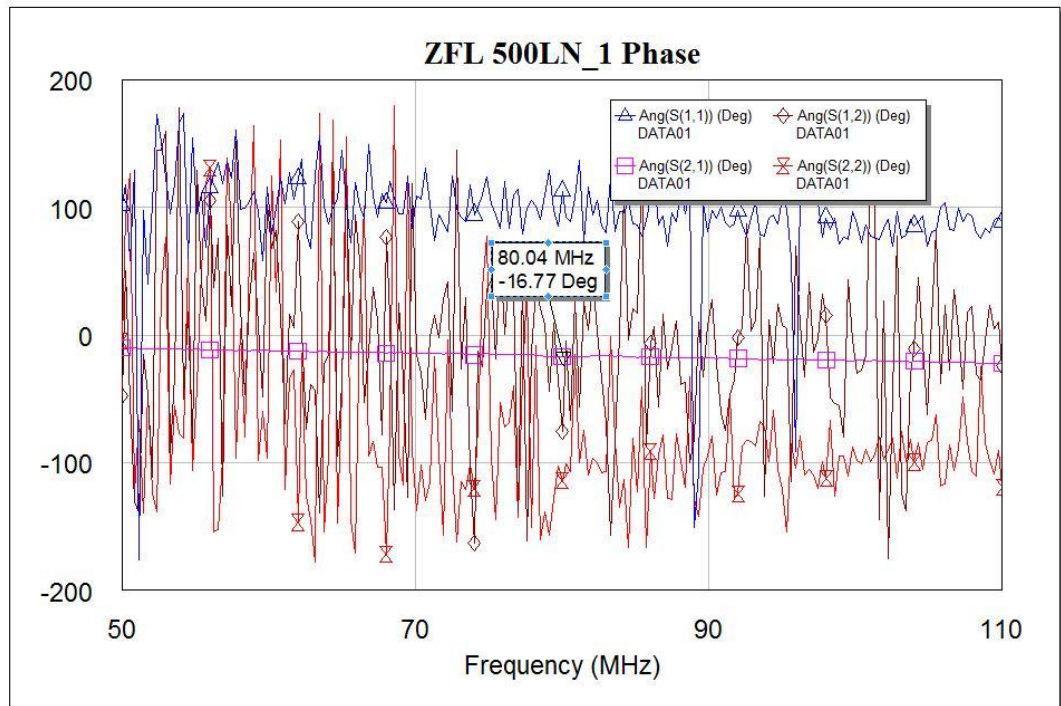
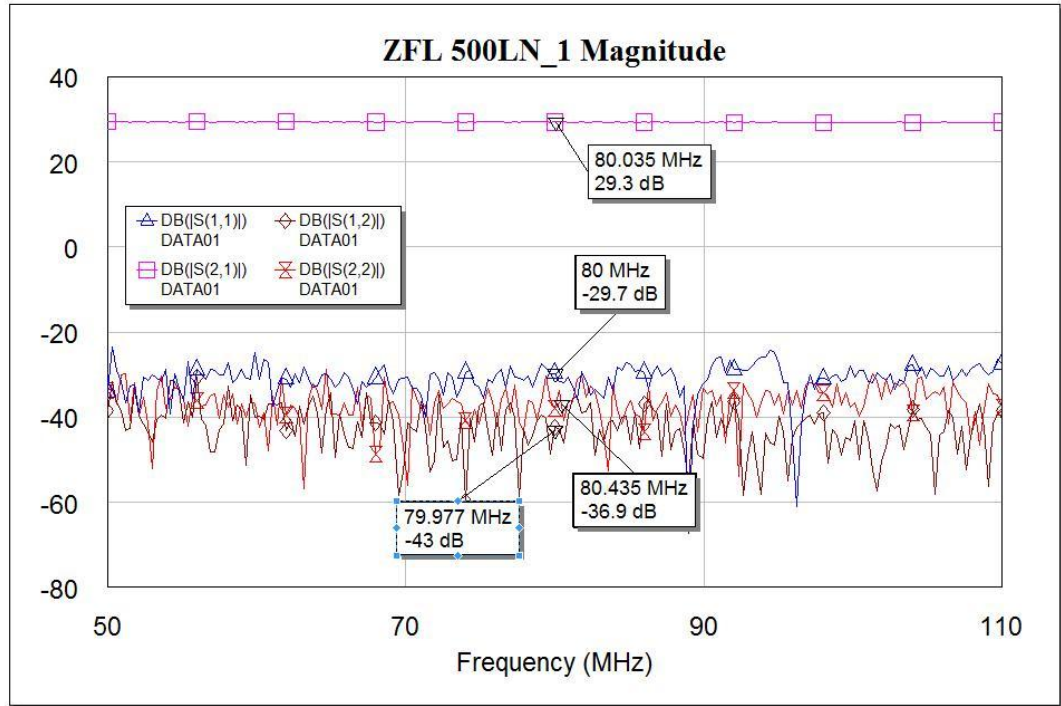
ZFL-500LN+ ZFL-500LN

FREQUENCY (MHz)	GAIN (dB)			DIRECTIVITY (dB)			VSWR (:1)		NOISE FIGURE (dB)	POUT at 1dB COMPR. (dBm)
	12V	15V	16V	12V	15V	16V	IN	OUT		
0.10	24.30	27.80	28.40	34.40	27.80	30.80	1.22	1.17	—	7.74
0.60	24.41	27.98	28.60	30.00	28.80	28.40	1.05	1.10	—	7.97
5.40	24.37	27.94	28.66	29.00	26.50	25.50	1.03	1.10	—	8.09
53.30	24.49	28.15	28.75	26.90	27.20	26.40	1.09	1.08	2.89	7.94
192.40	24.65	28.21	28.89	26.20	26.90	26.50	1.17	1.10	3.03	7.72
243.60	24.66	28.12	28.81	26.60	25.70	25.50	1.19	1.13	3.04	7.78
307.70	24.73	28.10	28.75	27.20	24.40	25.50	1.21	1.21	3.03	7.82
371.60	24.83	28.11	28.74	26.80	25.20	25.10	1.23	1.28	3.00	7.89
435.90	24.88	28.09	28.68	27.20	23.50	23.30	1.25	1.36	2.98	7.88
500.00	24.79	27.89	28.44	26.50	28.30	24.60	1.26	1.45	2.98	8.01



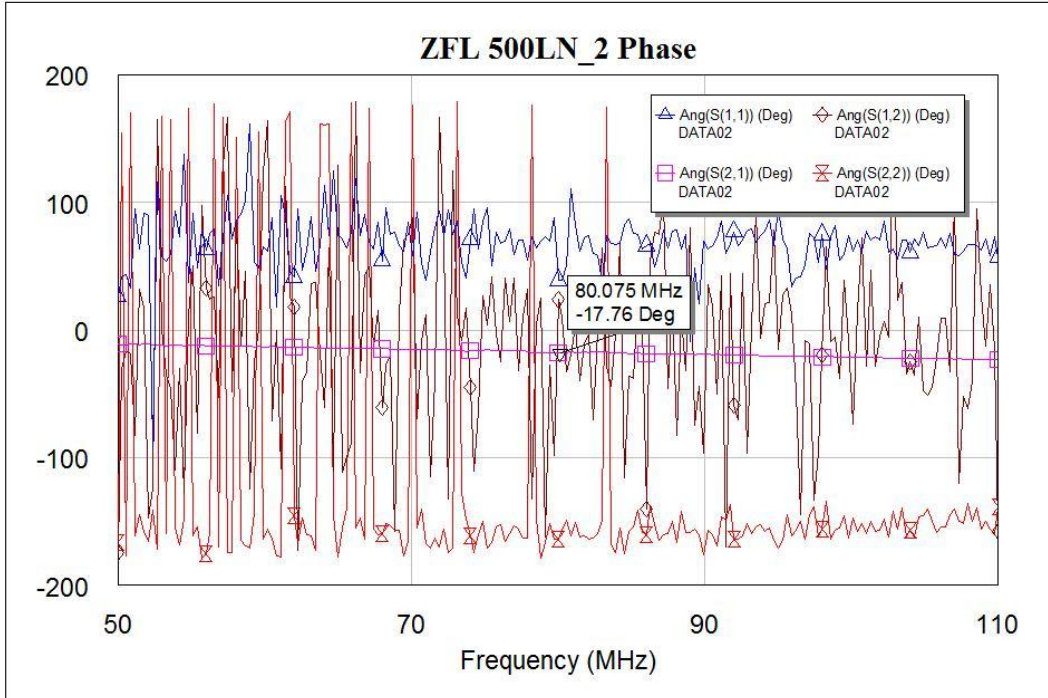
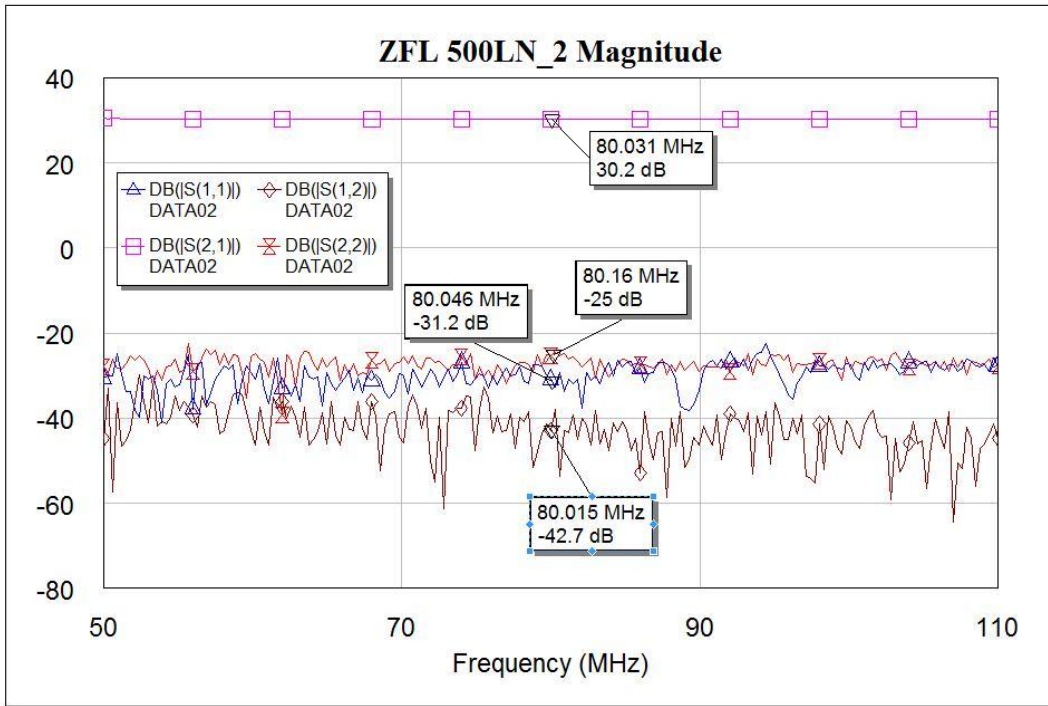
4.4.6.3 MEDIDAS Y CARACTERIZACIÓN

i. (1)

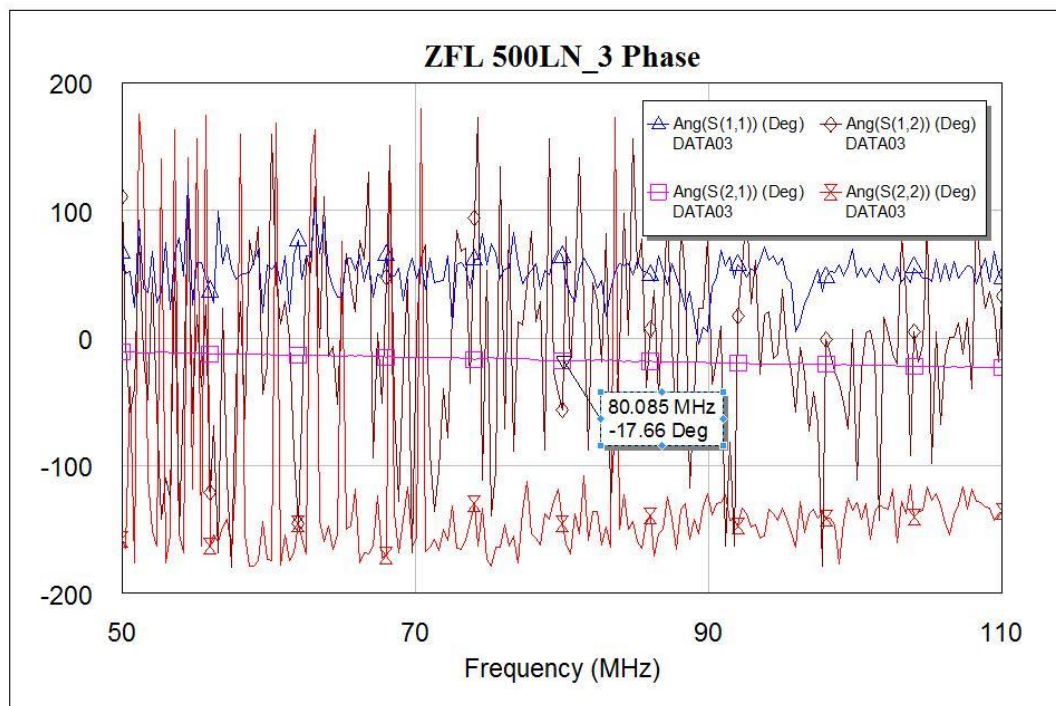
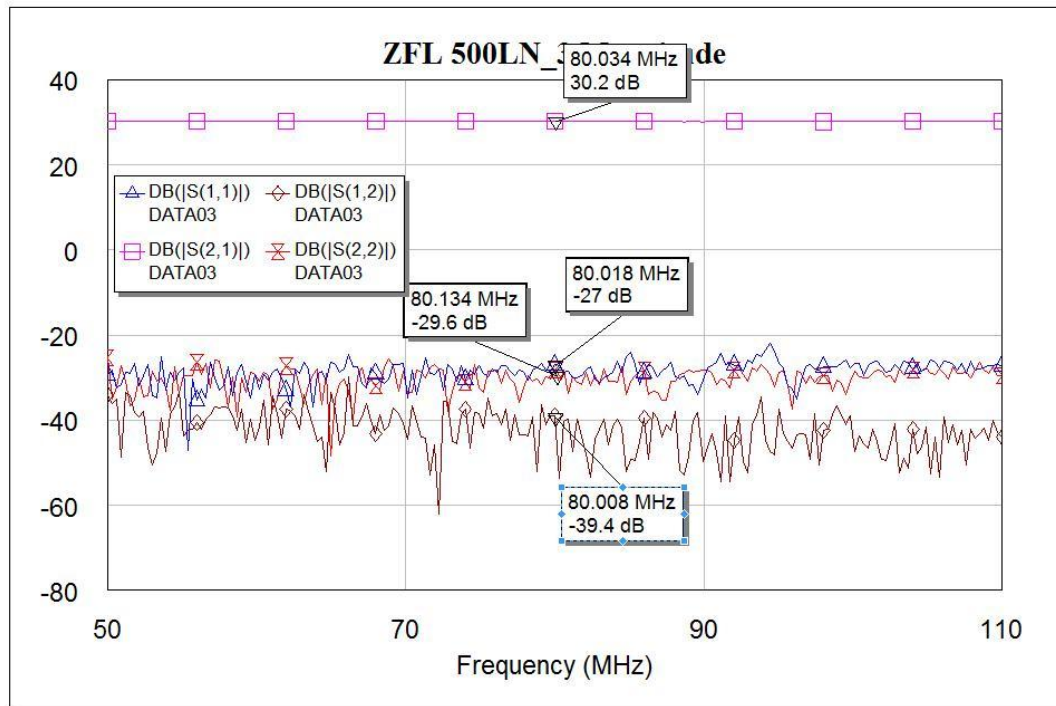




ii. (2)



iii. (3)



4.4.7 ERA-8SM+ (MONTAJE EN PLACA)

4.4.7.1 CARACTERÍSTICAS GENERALES

Fabricante **Minicircuits**

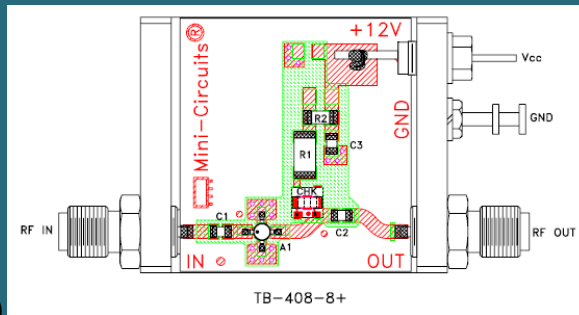
Modelo Amplificador monolítico ERA-8SM+ montado en placa siguiendo el modelo de la placa recomendada por el fabricante (TB-409-8+).

Número de serie (Versión 1) OT-2008-3201-02V1.
(Versión 1) OT-2008-3201-02V3.

Otros Alimentación a 12 Vcc.

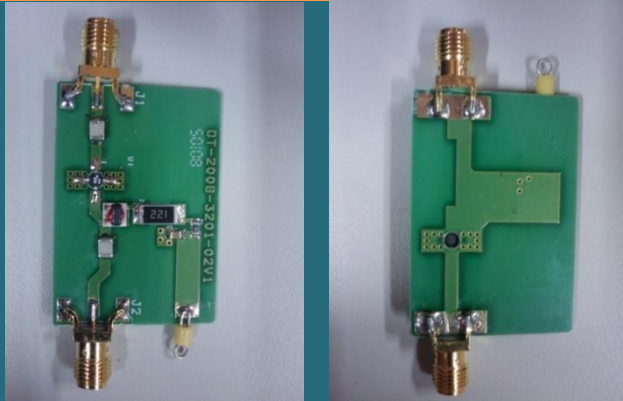
La conexión a tierra se realiza por el conector SMA.

La versión 1 y 2 se diferencian en que la 2 tiene plano de masa completo.

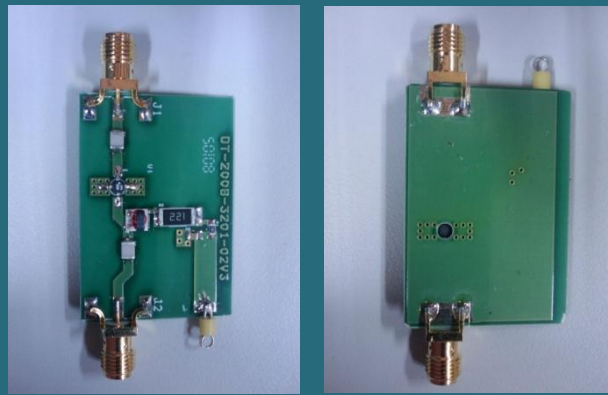


(TB-409-8+)

(Versión 1)



(Versión 2)



4.4.7.2 DATOS DEL FABRICANTE

i. ERA-8SM+

Surface Mount

Monolithic Amplifier

DC-2 GHz

Product Features

- DC-2 GHz
- Single Voltage Supply
- Internally Matched to 50 Ohm
- Unconditionally Stable
- Low Performance Variation Over Temperature
- Transient Protected
- Aqueous washable
- Protected By US Patent 6,943,629

Typical Applications

- Cellular/ PCS/ 3G Base Station
- CATV, Cable Modem & DBS
- Fixed Wireless & WLAN
- Microwave Radio & Test Equipment



ERA-8SM+

CASE STYLE: WW107
PRICE: \$1.27 ea. QTY. (30)

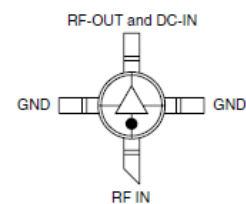
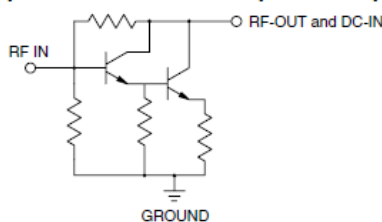
+ RoHS compliant in accordance with EU Directive (2002/95/EC)

The +Suffix has been added in order to identify RoHS Compliance. See our web site for RoHS Compliance methodologies and qualifications.

General Description

ERA-8SM+ (RoHS compliant) is a wideband amplifier offering high dynamic range. It has repeatable performance from lot to lot. It is enclosed in a Micro-X package. ERA-8SM+ uses Darlington configuration and is fabricated using InGaP HBT technology. Expected MTBF is 13,000 years at 85°C case temperature.

simplified schematic and pin description



Function	Pin Number	Description
RF IN	1	RF input pin. This pin requires the use of an external DC blocking capacitor chosen for the frequency of operation.
RF-OUT and DC-IN	3	RF output and bias pin. DC voltage is present on this pin; therefore a DC blocking capacitor is necessary for proper operation. An RF choke is needed to feed DC bias without loss of RF signal due to the bias connection, as shown in "Recommended Application Circuit".
GND	2,4	Connections to ground. Use via holes as shown in "Suggested Layout for PCB Design" to reduce ground path inductance for best performance.



Monolithic InGaP HBT MMIC Amplifier

ERA-8SM+

Electrical Specifications at 25°C and 36mA, unless noted

Parameter	Min.	Typ.	Max.	Units	Cpk	
Frequency Range*	DC		2	GHz		
Gain	f=0.1 GHz f=1 GHz f=2 GHz f=3 GHz f=4 GHz	29.3 22.9	31.5 24.4 19 15 12	32.3 25.9	dB	1.5
Magnitude of Gain Variation versus Temperature (values are negative)	f=0.1 GHz f=1 GHz f=2 GHz f=3 GHz f=4 GHz		.0079 .0071 .0076 .0089 .0095	.016 .016 .016	dB/°C	
Input Return Loss	f=0.1 GHz f=1 GHz f=2 GHz f=3 GHz f=4 GHz		14.5 16 15 13 10		dB	
Output Return Loss	f=0.1 GHz f=1 GHz f=2 GHz f=3 GHz f=4 GHz		12 13.5 12 10 8		dB	
Reverse Isolation	f=2 GHz	20	23		dB	
Output Power @ 1 dB compression	f=0.1 GHz f=1 GHz f=2 GHz f=3 GHz	10	12.5 12.5 10.5 7.5		dBm	1.33
Saturated Output Power (at 3dB compression)	f=0.1 GHz f=1 GHz f=2 GHz f=3 GHz		14.9 13.7 11.9 8.7		dBm	
Output IP3	f=0.1 GHz f=1 GHz f=2 GHz f=3 GHz	24 22 18	27 25 21.5 18		dBm	1.33
Noise Figure	f=0.1 GHz f=1 GHz f=2 GHz		2.2 2.8 3	3 3.8 4	dB	
Group Delay	f=1 GHz		130		psec	
Recommended Device Operating Current			36		mA	
Device Operating Voltage		3.5	3.7	3.9	V	1.5
Device Voltage Variation vs. Temperature at 36mA			-0.5		mV/°C	
Device Voltage Variation vs. Current at 25°C			6.4		mV/mA	
Thermal Resistance, junction-to-case ¹			140		°C/W	

*Guaranteed specification DC-2 GHz. Low frequency cut off determined by external coupling capacitors.

Absolute Maximum Ratings

Parameter	Ratings
Operating Temperature*	-45°C to 85°C
Storage Temperature	-65°C to 150°C
Operating Current	65mA
Power Dissipation	250mW
Input Power	13dBm

Note: Permanent damage may occur if any of these limits are exceeded. These ratings are not intended for continuous normal operation.

¹Case is defined as ground leads.

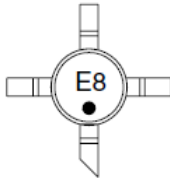
*Based on typical case temperature rise 5°C above ambient.



Monolithic InGaP HBT MMIC Amplifier

ERA-8SM+

Product Marking



Additional Detailed Technical Information

Additional information is available on our web site. To access this information enter the model number on our web site home page.

Performance data, graphs, s-parameter data set (.zip file)

Case Style: WW107

Plastic micro-x, .085 body diameter, lead finish: tin/silver/nickel

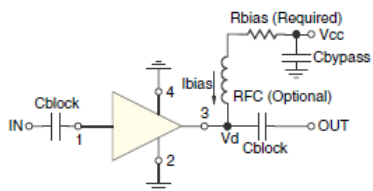
Tape & Reel: F4

Suggested Layout for PCB Design: PL-075

Evaluation Board: TB-408-8+

Environmental Ratings: ENV08T2

Recommended Application Circuit



Test Board includes case, connectors, and components (in bold) soldered to PCB

R BIAS	
Vcc	"1%" Res. Values (ohms) for Optimum Biasing
7	88.7
8	118
9	143
10	174
11	200
12	232
13	255
14	280
15	309
16	340
17	365
18	392
19	422
20	453

Monolithic InGaP HBT MMIC Amplifier

ERA-8SM+

ESD Rating

Human Body Model (HBM): Class 1B (500 v to < 1,000 v) in accordance with ANSI/ESD STM 5.1 - 2001

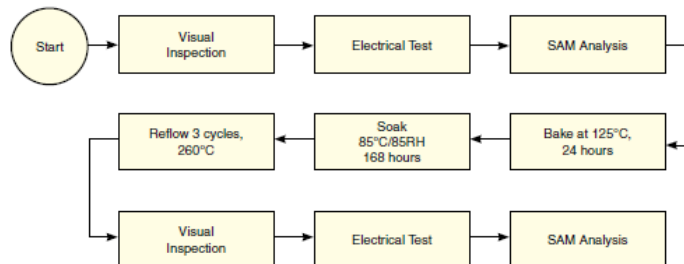
Machine Model (MM): Class M1 (< 100 v) in accordance with ANSI/ESD STM 5.2 - 1999

MSL Rating

Moisture Sensitivity: MSL1 in accordance with IPC/JEDECJ-STD-020C

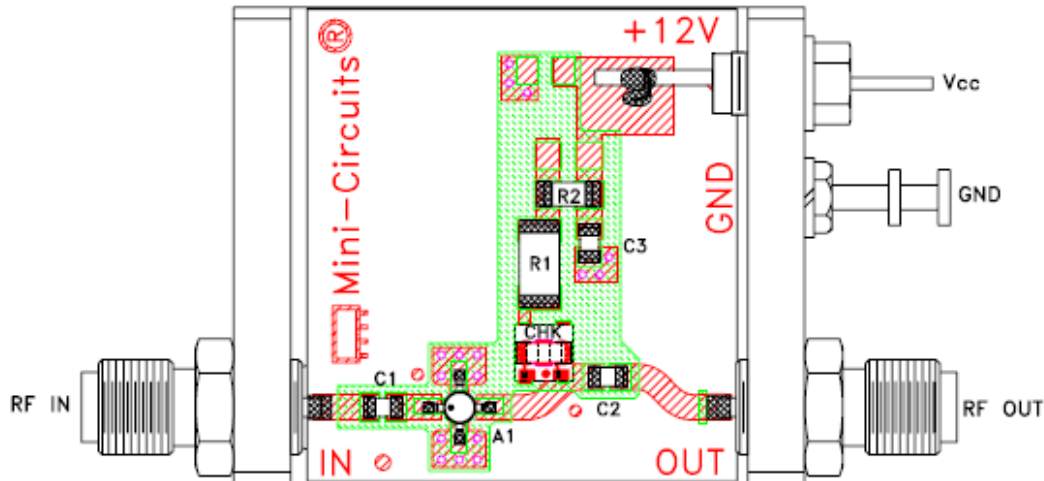
No.	Test Required	Condition	Standard	Quantity
1	Visual Inspection	Low Power Microscope Magnification 40x	MIP-IN-0003 (MCT spec)	45 units
2	Electrical Test	Room Temperature	SCD (MCL spec)	45 units
3	SAM Analysis	Less than 10% growth in term of delamination	J-Std-020C (Jedec Standard)	45 units
4	Moisture Sensitivity Level 1	Bake at 125°C for 24 hours Soak at 85°C/85%RH for 168 hours Reflow 3 cycles at 260°C peak	J-Std-020C (Jedec Standard)	45 units

MSL Test Flow Chart

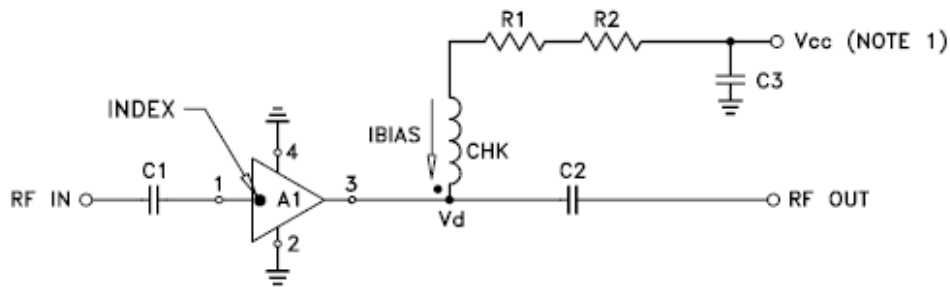


ii. TB-409-8+

Evaluation Board and Circuit



TB-408-8+



COMPONENT	VALUE
A1	ERA-8SM(+)
C1 (NOTE 4)	2400 pF
C2 (NOTE 4)	2400 pF
C3 (bypass)	0.1 uF
R1	232 Ohms, 0.75W
R2	0 Ohm, 0.25W
CHK	Mini-Circuits TCCH-80+

Schematic Diagram

NOTE:

1. Vcc voltage: $+12 \pm 0.2V$.
2. SMA Female connectors.
3. PCB material: Rogers RO4350 or equivalent, dielectric constant=3.5, dielectric thickness=.030 inch.
4. Capacitors, C1 & C2 should be free of resonance up to the highest frequency specified.

Mini-Circuits®

iii. TCCH-80+

Very Wideband RF Choke

50Ω 50 to 8200 MHz

TCCH-80+



CASE STYLE: GU1041
PRICE: \$3.45 ea. QTY (10-49)

+ RoHS compliant in accordance with EU Directive (2002/95/EC)

The +Suffix has been added in order to identify RoHS Compliance. See our web site for RoHS Compliance methodologies and qualifications.

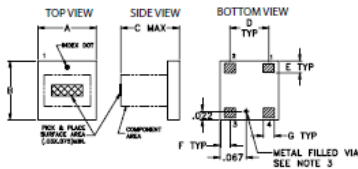
Maximum Ratings

Operating Temperature	-40°C to 85°C
Storage Temperature	-55°C to 100°C
DC Current	200 mA

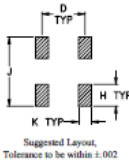
Pad Terminations

RF-IN & DC	1
DC	3
NOT USED	2,4

Outline Drawing



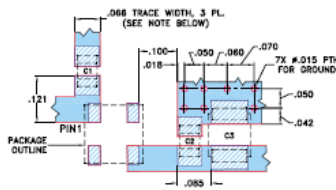
PCB Land Pattern



Outline Dimensions (mm)

A	B	C	D	E	F	G
.150	.150	.150	.100	.030	.025	.028
3.81	3.81	3.81	2.54	0.76	0.64	0.71
H	J	K	wt			
.050	.160	.030	grams			
1.27	4.06	0.76	0.10			

Demo Board MCL P/N: TB-272
Suggested PCB Layout (PL-147)



CAPACITORS C1,C2: 39000 pF, EIA CODE (MH): 2012
CAPACITORS C3: TANT, 1 uF, EIA CODE (MW): 3528

NOTES: 1. TRACE WIDTH IS SHOWN FOR ROGERS RO4350B WITH DIELECTRIC THICKNESS .003" @ .002" COPPER, 1/2 OZ. EACH SIDE. FOR OTHER MATERIALS TRACE WIDTH MAY NEED TO BE MODIFIED.
2. BOTTOM SIDE OF THE PCB IS CONTINUOUS GROUND PLANE.
3. DENOTES PCB COPPER LAYOUT WITH SMOBC (SOLDER MASK OVER BARE COPPER)
4. DENOTES COPPER LAND PATTERN FREE OF SOLDER MASK
5. NOT PRESENT IN TCCH-80+

Features

- very broadband
- miniature size, 0.15"x0.15"
- low parasitic capacitance 0.1 pf typ.
- effective parallel resistance, Rch 500 ohm typ.
- usable up to 10GHz
- aqueous washable
- protected by U.S. Patent 7,012,485

Applications

- biasing amplifiers
- biasing of laser diodes
- biasing of active antennas

Electrical Specifications @ 25°C

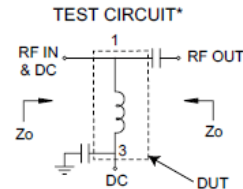
FREQ. RANGE (MHz)	INSERTION LOSS* (dB)		VSWR* (-1)		DC CURRENT (mA)	INDUCTANCE (µH) Typ.		
	Typ.	Max.	Typ.	Max.		@ 0mA	@ 50mA	@ 100mA
50-8200	0.5	1.1	1.1	1.7	100	4	1.3	0.9

*tested with circuit shown below, Zo=50 ohms

Typical Performance Data

FREQUENCY (MHz)	INSERTION LOSS (dB) with current			VSWR (-1) with current		
	0mA	50mA	100mA	0mA	50mA	100mA
30.00	0.58	0.73	0.83	1.20	1.31	1.45
50.00	0.51	0.63	0.70	1.16	1.23	1.31
100.00	0.51	0.61	0.71	1.12	1.16	1.20
200.00	0.42	0.50	0.57	1.10	1.12	1.15
300.00	0.39	0.44	0.47	1.12	1.13	1.14
400.00	0.39	0.41	0.43	1.09	1.09	1.10
500.00	0.35	0.37	0.38	1.08	1.08	1.07
600.00	0.35	0.37	0.36	1.08	1.08	1.08
700.00	0.37	0.37	0.39	1.07	1.07	1.07
800.00	0.38	0.37	0.37	1.09	1.09	1.09
900.00	0.41	0.39	0.40	1.11	1.11	1.11
1000.00	0.40	0.39	0.41	1.12	1.12	1.11
3000.00	0.41	0.41	0.40	1.12	1.12	1.12
5000.00	0.57	0.55	0.54	1.16	1.17	1.16
8000.00	0.47	0.36	0.18	1.49	1.57	1.63
10000.00	0.63	0.44	0.06	1.81	1.54	1.41

Electrical Schematic



Mini-Circuits®
ISO 9001 ISO 14001 CERTIFIED

P.O. Box 350166, Brooklyn, New York 11235-0003 (718) 934-4500 Fax (718) 332-4661 For detailed performance specs & shopping online see Mini-Circuits web site



The Design Engineers Search Engine Provides ACTUAL Data Instantly From MINI-CIRCUITS At: www.minicircuits.com

RF/IF MICROWAVE COMPONENTS

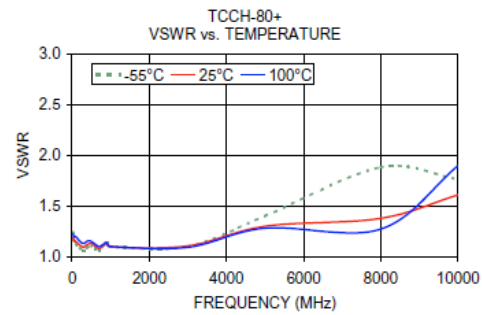
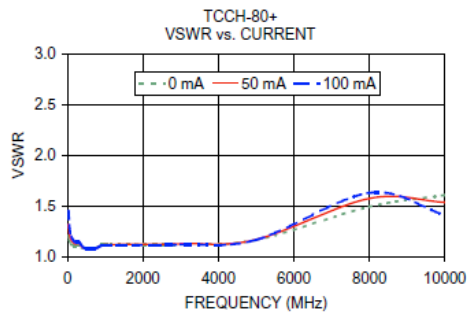
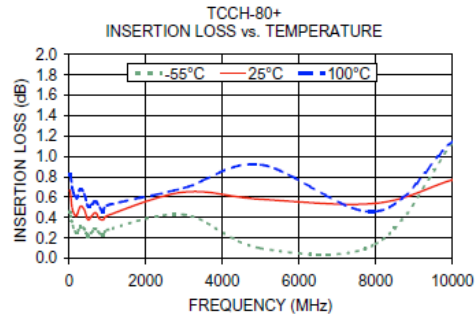
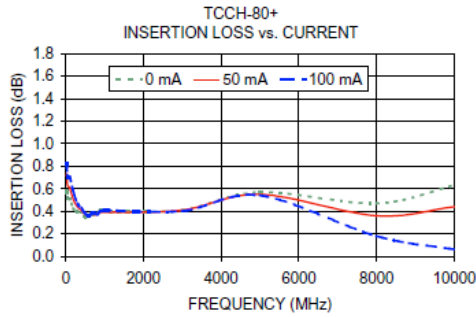
ALL NEW
minicircuits.com

REV. B
M108294
ED-11032/4
TCCH-80+
DU/TD/AM
080121
Page 1 of 2



Performance Charts

TCCH-80+



ISO 9001 ISO 14001 CERTIFIED

P.O. Box 350166, Brooklyn, New York 11235-0003 (718) 934-4500 Fax (718) 332-4661 For detailed performance specs & shopping online see Mini-Circuits web site



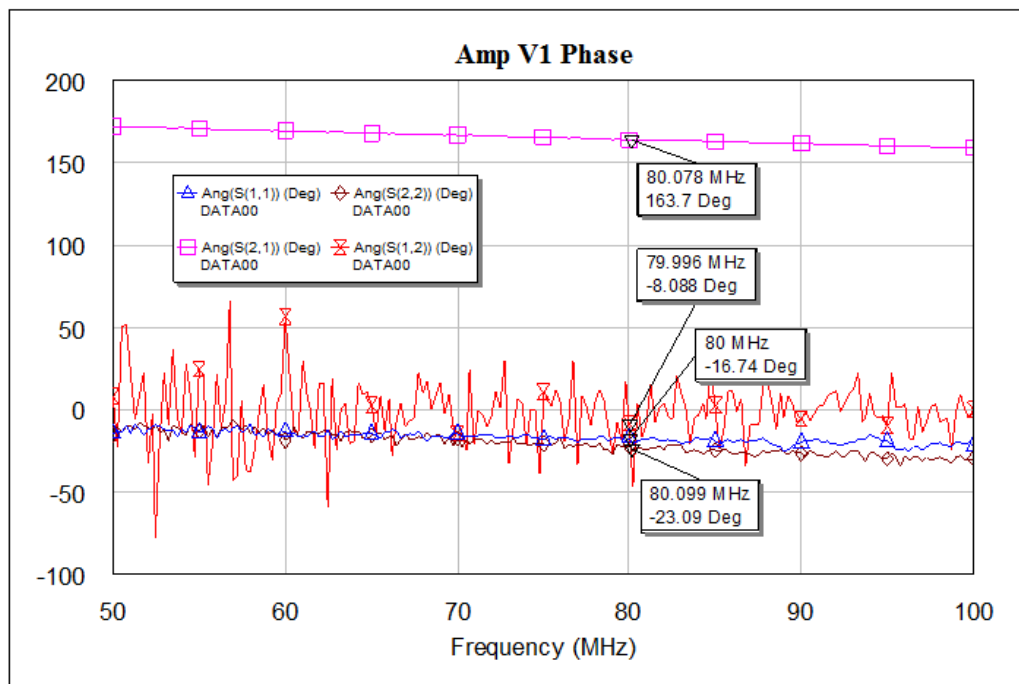
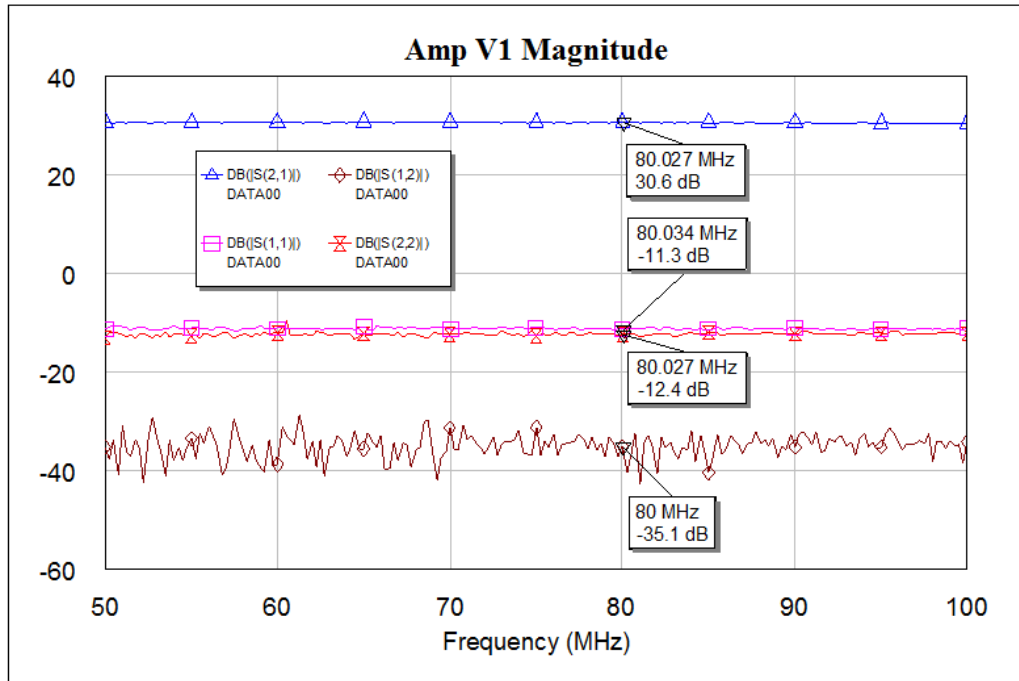
The Design Engineers Search Engine Provides ACTUAL Data Instantly From MINI-CIRCUITS At: www.minicircuits.com

RF/MICROWAVE COMPONENTS



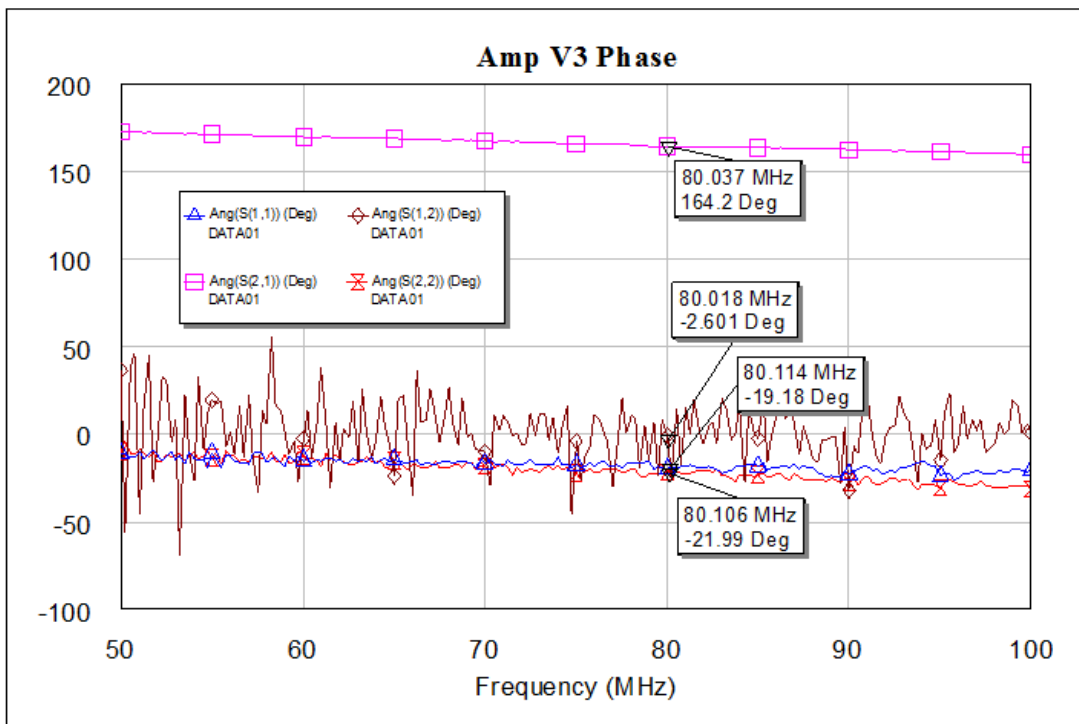
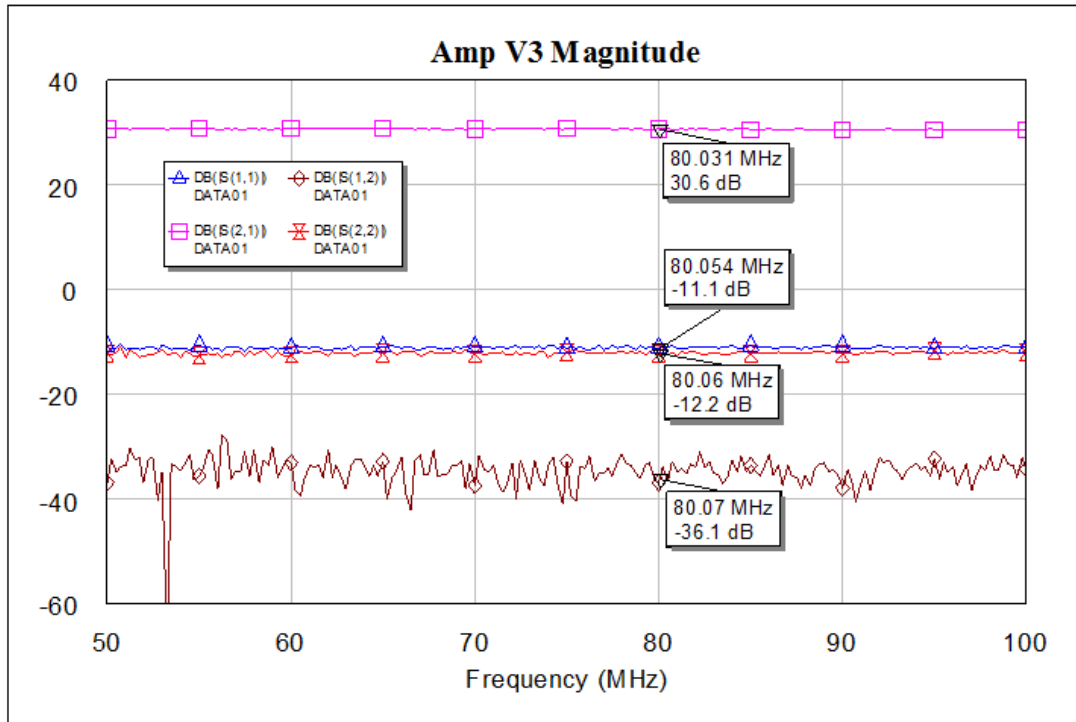
4.4.7.3 MEDIDAS Y CARACTERIZACIÓN

i. VERSIÓN 1





ii. VERSIÓN 2



4.4.8 OPA847

4.4.8.1 CARACTERÍSTICAS GENERALES

Fabricante **Texas Instruments**

Modelo	OPA847
Número de serie	(1): 1 (2): 2
Otros	Alimentación a +- 5Vcc.

(1)



(2)





4.4.8.2 DATOS DEL FABRICANTE



OPA847



SBOS251C – JULY 2002 – REVISED OCTOBER 2003

Wideband, Ultra-Low Noise, Voltage-Feedback OPERATIONAL AMPLIFIER with Shutdown

FEATURES

- HIGH GAIN BANDWIDTH: 3.9GHz
- LOW INPUT VOLTAGE NOISE: $0.85\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$
- VERY LOW DISTORTION: -105dBc (5MHz)
- HIGH SLEW RATE: $950\text{V}/\mu\text{s}$
- HIGH DC ACCURACY: $V_{\text{IO}} < \pm 100\mu\text{V}$
- LOW SUPPLY CURRENT: 18.1mA
- LOW SHUTDOWN POWER: 2mW
- STABLE FOR GAINS ≥ 12

APPLICATIONS

- HIGH DYNAMIC RANGE ADC PREAMPS
- LOW NOISE, WIDEBAND, TRANSIMPEDANCE AMPLIFIERS
- WIDEBAND, HIGH GAIN AMPLIFIERS
- LOW NOISE DIFFERENTIAL RECEIVERS
- ULTRASOUND CHANNEL AMPLIFIERS
- IMPROVED UPGRADE FOR THE OPA687, CLC425, AND LMH6624

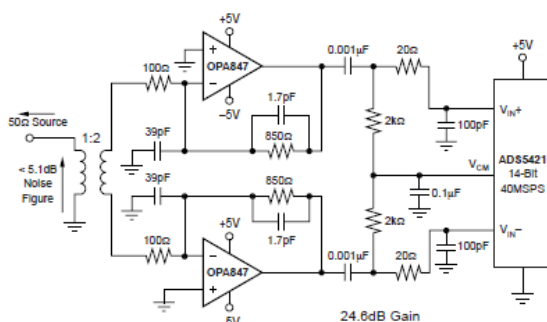
DESCRIPTION

The OPA847 combines very high gain bandwidth and large signal performance with an ultra-low input noise voltage ($0.85\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$) while using only 18mA supply current. Where power savings is critical, the OPA847 also includes an optional power shutdown pin that, when pulled low, disables the amplifier and decreases the supply current to $< 1\%$ of the powered-up value. This optional feature may be left disconnected to ensure normal amplifier operation when no power-down is required.

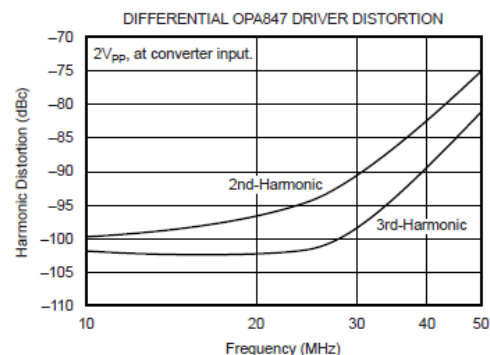
The combination of very low input voltage and current noise, along with a 3.9GHz gain bandwidth product, make the OPA847 an ideal amplifier for wideband transimpedance applications. As a voltage gain stage, the OPA847 is optimized for a flat frequency response at a gain of $+20\text{V}/\text{V}$ and is stable down to gains as low as $+12\text{V}/\text{V}$. New external compensation techniques allow the OPA847 to be used at any inverting gain with excellent frequency response control. Using this technique in a differential Analog-to-Digital Converter (ADC) interface application, shown below, can deliver one of the highest dynamic-range interfaces available.

OPA847 RELATED PRODUCTS

SINGLES	INPUT NOISE VOLTAGE ($\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$)	GAIN BANDWIDTH PRODUCT (MHz)
OPA842	2.6	200
OPA843	2.0	800
OPA846	1.2	1750



Ultra-High Dynamic Range
Differential ADC Driver



ABSOLUTE MAXIMUM RATINGS⁽¹⁾

Power Supply	$\pm 6.5V_{DC}$
Internal Power Dissipation	See Thermal Analysis Section
Differential Input Voltage	$\pm 1.2V$
Input Voltage Range	$\pm V_S$
Storage Temperature Range: D, DBV	$-40^{\circ}C$ to $+125^{\circ}C$
Lead Temperature (soldering, 10s)	$+300^{\circ}C$
Junction Temperature (T_J)	$+150^{\circ}C$
ESD Rating (Human Body Model)	1500V
(Charge Device Model)	1500V
(Machine Model)	100V

NOTE: (1) Stresses above these ratings may cause permanent damage. Exposure to absolute maximum conditions for extended periods may degrade device reliability. These are stress ratings only, and functional operation of the device at these or any other conditions beyond those specified is not implied.



ELECTROSTATIC DISCHARGE SENSITIVITY

Electrostatic discharge can cause damage ranging from performance degradation to complete device failure. Texas Instruments recommends that all integrated circuits be handled and stored using appropriate ESD protection methods.

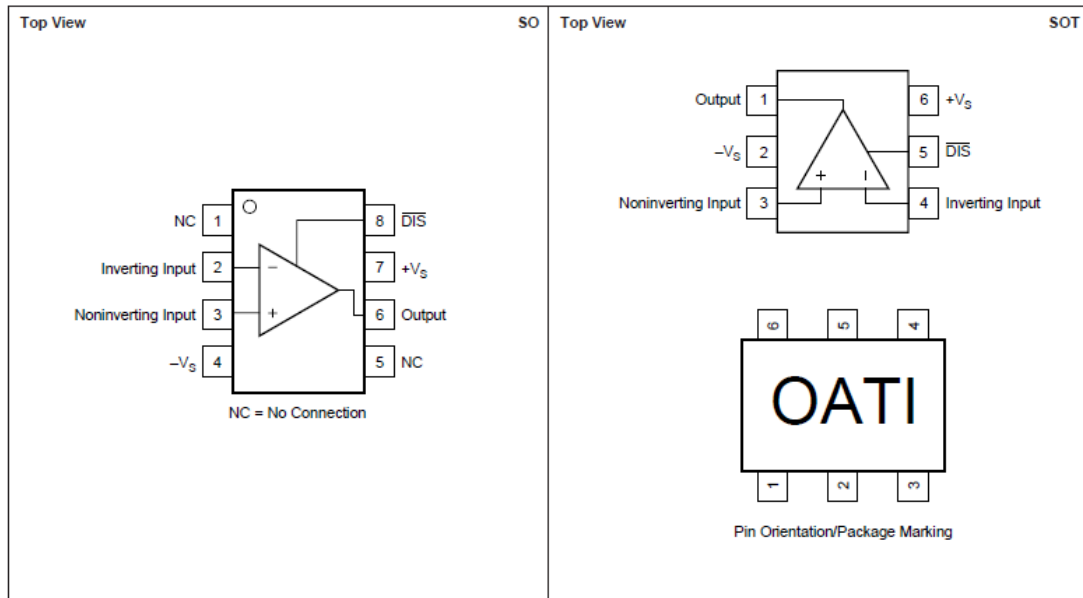
ESD damage can range from subtle performance degradation to complete device failure. Precision integrated circuits may be more susceptible to damage because very small parametric changes could cause the device not to meet published specifications.

PACKAGE/ORDERING INFORMATION

PRODUCT	PACKAGE-LEAD	PACKAGE DESIGNATOR ⁽¹⁾	SPECIFIED TEMPERATURE RANGE	PACKAGE MARKING	ORDERING NUMBER	TRANSPORT MEDIA, QUANTITY
OPA847 "	SO-8 "	D "	$-40^{\circ}C$ to $+85^{\circ}C$ "	OPA847 "	OPA847ID OPA847IDR	Rails, 100 Tape and Reel, 2500
OPA847 "	SOT23-6 "	DBV "	$-40^{\circ}C$ to $+85^{\circ}C$ "	OATI "	OPA847IDBVT OPA847IDBVR	Tape and Reel, 250 Tape and Reel, 3000

NOTE: (1) For the most current specifications and package information, refer to our web site at www.ti.com.

PIN CONFIGURATIONS





ELECTRICAL CHARACTERISTICS: $V_S = \pm 5V$

Boldface limits are tested at **+25°C**.

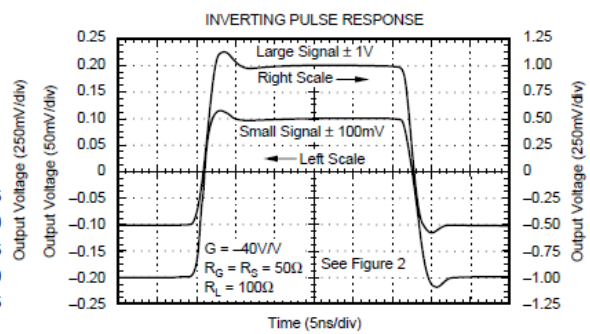
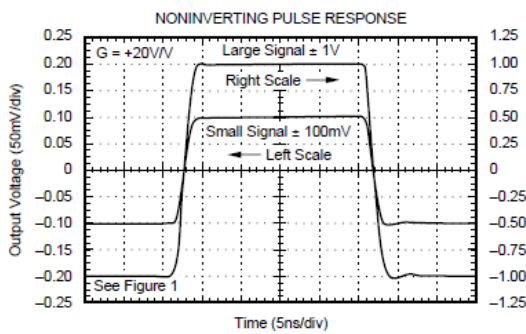
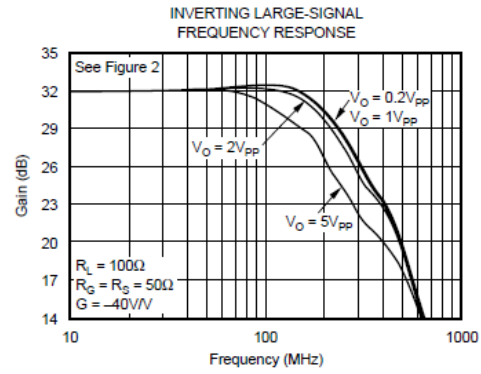
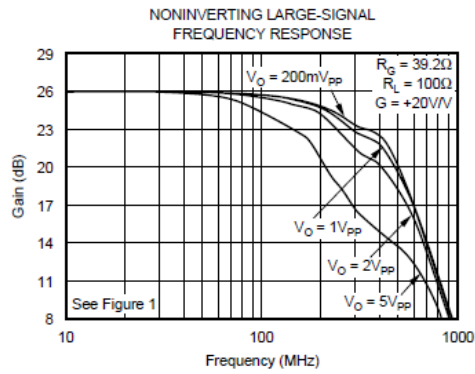
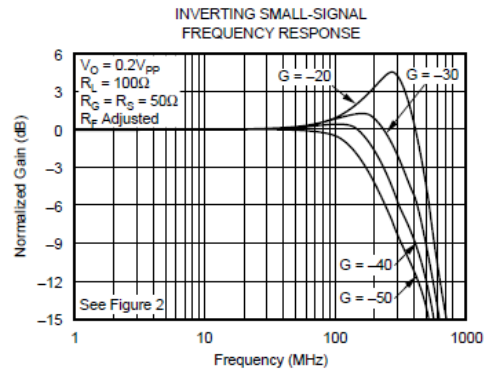
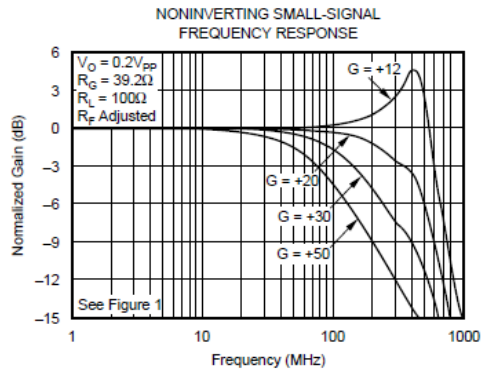
$R_L = 100\Omega$, $R_F = 750\Omega$, $R_G = 39.2\Omega$, and $G = +20$ (see Figure 1 for AC performance only), unless otherwise noted.

PARAMETER	CONDITIONS	OPA847ID, IDBV					UNITS	MIN/ MAX	TEST LEVEL ⁽³⁾
		TYP	MIN/MAX OVER TEMPERATURE						
		+25°C	+25°C ⁽¹⁾	0°C to 70°C ⁽²⁾	-40°C to +85°C ⁽²⁾				
AC PERFORMANCE (see Figure 1)									
Closed-Loop Bandwidth	$G = +12$, $R_G = 39.2\Omega$, $V_O = 200mV_{PP}$	600				MHz	typ	C	
	$G = +20$, $R_G = 39.2\Omega$, $V_O = 200mV_{PP}$	350	230	210	195	MHz	min	B	
	$G = +50$, $R_G = 39.2\Omega$, $V_O = 200mV_{PP}$	78	63	60	57	MHz	min	B	
Gain Bandwidth Product (GBP)	$G \geq +50$	3900	3100	3000	2800	MHz	min	B	
Bandwidth for 0.1dB Gain Flatness	$G = +20$, $R_L = 100\Omega$	60	40	35	30	MHz	min	B	
Peaking at a Gain of +12		4.5	7	10	12	dB	max	B	
Harmonic Distortion									
2nd-Harmonic	$G = +20$, $f = 5MHz$, $V_O = 2V_{PP}$								
	$R_L = 100\Omega$	-74	-70	-69	-68	dBc	max	B	
	$R_L = 500\Omega$	-105	-90	-89	-88	dBc	max	B	
3rd-Harmonic	$R_L = 100\Omega$	-103	-96	-91	-88	dBc	max	B	
	$R_L = 500\Omega$	-110	-105	-100	-90	dBc	max	B	
2-Tone, 3rd-Order Intercept	$G = +20$, $f = 20MHz$	39	37	36	35	dBm	min	B	
Input Voltage Noise Density	$f > 1MHz$	0.85	0.92	0.98	1.0	nV/ \sqrt{Hz}	max	B	
Input Current Noise Density	$f > 1MHz$	2.5	3.5	3.6	3.7	pA/ \sqrt{Hz}	max	B	
Pulse Response									
Rise-and-Fall Time	0.2V Step	1.2	1.75	2.0	2.2	ns	max	B	
Slew Rate	2V Step	950	700	625	535	V/ μs	min	B	
Settling Time to 0.01%	2V Step	20	ns	ns	ns	typ	C		
0.1%	2V Step	10	12	14	18	ns	max	B	
1%	2V Step	6	8	10	12	ns	max	B	
DC PERFORMANCE⁽⁴⁾									
Open-Loop Voltage Gain (A_{OL})	$V_O = 0V$	98	90	89	88	dB	min	A	
Input Offset Voltage	$V_{CM} = 0V$	± 0.1	± 0.5	± 0.58	± 0.60	mV	max	A	
Average Offset Voltage Drift	$V_{CM} = 0V$	± 0.25	± 0.25	± 1.5	± 1.5	$\mu V/^\circ C$	max	B	
Input Bias Current	$V_{CM} = 0V$	-19	-39	-41	-42	μA	max	A	
Input Bias Current Drift (magnitude)	$V_{CM} = 0V$	-15	-15	-40	-70	nA/ $^\circ C$	max	B	
Input Offset Current	$V_{CM} = 0V$	± 0.1	± 0.6	± 0.7	± 0.85	μA	max	A	
Input Offset Current Drift	$V_{CM} = 0V$	± 0.1	± 0.1	± 2	± 3.5	nA/ $^\circ C$	max	B	
INPUT									
Common-Mode Input Range (CMIR) ⁽⁵⁾		± 3.3	± 3.1	± 3.0	± 2.9	V	min	A	
Common-Mode Rejection Ratio (CMRR)	$V_{CM} = \pm 0.5V$, Input Referred	110	95	93	90	dB	min	A	
Input Impedance									
Differential	$V_{CM} = 0V$	2.7 2.0				k Ω pF	typ	C	
Common-Mode	$V_{CM} = 0V$	2.3 1.7				M Ω pF	typ	C	
OUTPUT									
Output Voltage Swing	$\geq 400\Omega$ Load	± 3.5	± 3.3	± 3.1	± 3.0	V	min	A	
	100 Ω Load	± 3.4	± 3.2	± 3.0	± 2.9	V	min	A	
Current Output, Sourcing	$V_O = 0V$	100	60	56	52	mA	min	A	
Current Output, Sinking	$V_O = 0V$	-75	-60	-56	-52	mA	min	A	
Closed-Loop Output Impedance	$G = +20$, $f < 100kHz$	0.003				Ω	typ	C	
POWER SUPPLY									
Specified Operating Voltage		± 5				V	typ	C	
Maximum Operating Voltage		± 6				V	max	A	
Maximum Quiescent Current	$V_S = \pm 5V$	18.1	18.4	18.7	18.9	mA	max	A	
Minimum Quiescent Current	$V_S = \pm 5V$	18.1	17.8	17.5	17.1	mA	min	A	
Power-Supply Rejection Ratio									
+PSRR, -PSRR	$[V_S] = 4.5V$ to $5.5V$, Input Referred	100	95	93	90	dB	min	A	
POWER-DOWN (disabled low)									
Power-Down Quiescent Current ($+V_S$)	(Pin 8 on SO-8; Pin 5 on SOT23-6)	-200	-270	-320	-370	μA	max	A	
On Voltage (enabled high or floated)		3.5	3.75	3.85	3.95	V	min	A	
Off Voltage (disabled asserted low)		1.8	1.7	1.6	1.5	V	max	A	
Power-Down Pin Input Bias Current	($V_{DS} = 0$)	150	190	200	210	μA	max	A	
Power-Down Time		200				ns	typ	C	
Power-Up Time		60				ns	typ	C	
Off Isolation	5MHz, Input to Output	70				dB	typ	C	
THERMAL									
Specification ID, IDBV						$^\circ C$	typ	C	
Thermal Resistance, θ_{JA}	Junction-to-Ambient	-40 to +85							
D SO-8		125				$^\circ C/W$	typ	C	
DBV SOT23		150				$^\circ C/W$	typ	C	

NOTES: (1) Junction temperature = ambient for +25°C specifications. (2) Junction temperature = ambient at low temperature limit; junction temperature = ambient +23°C at high temperature limit for over temperature specifications. (3) Test Levels: (A) 100% tested at 25°C. Over temperature limits by characterization and simulation. (B) Limits set by characterization and simulation. (C) Typical value only for information. (4) Current is considered positive out of node. V_{CM} is the input common-mode voltage. (5) Tested < 3dB below minimum specified CMRR at \pm CMIR limits.

TYPICAL CHARACTERISTICS: $V_S = \pm 5V$

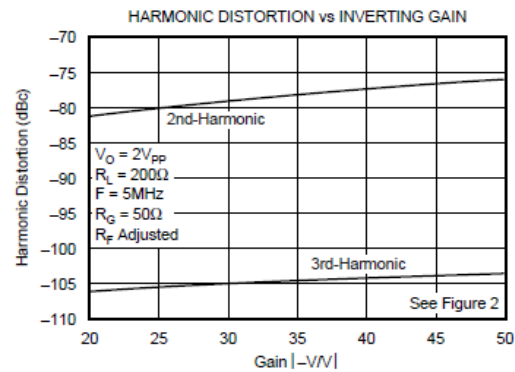
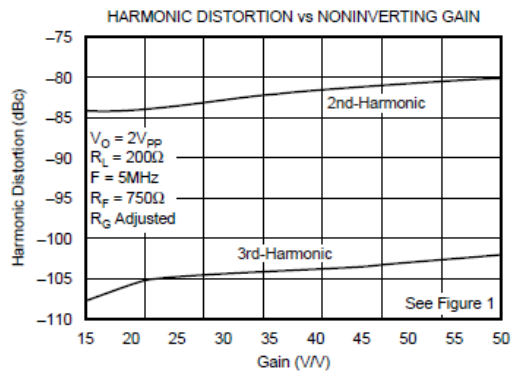
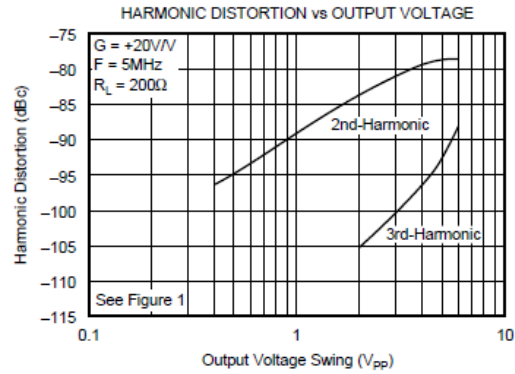
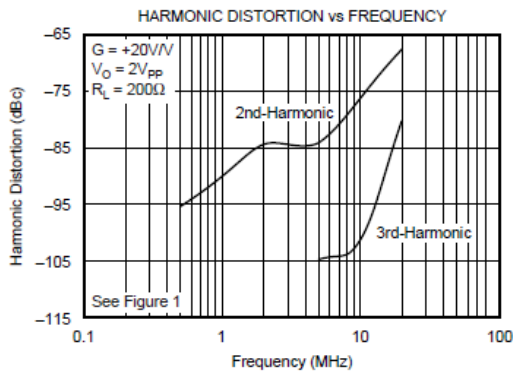
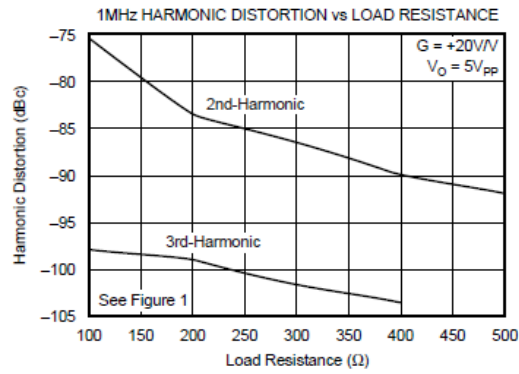
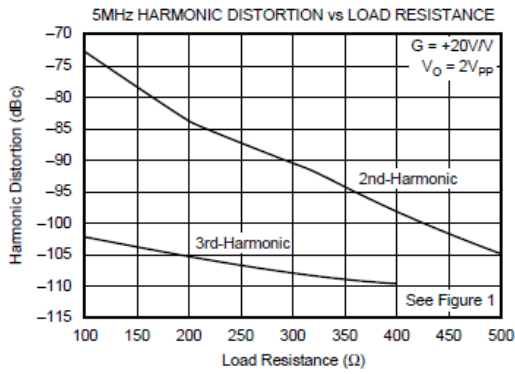
$T_A = 25^\circ C$, $G = +20V/V$, $R_G = 39.2\Omega$, and $R_L = 100\Omega$, unless otherwise noted.





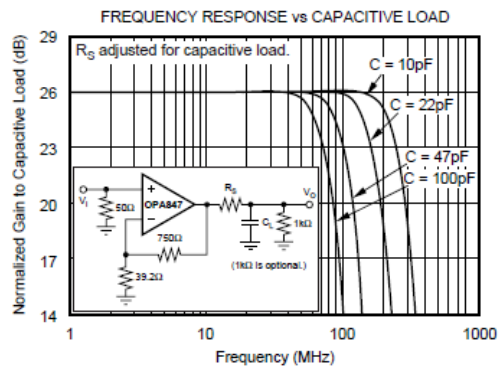
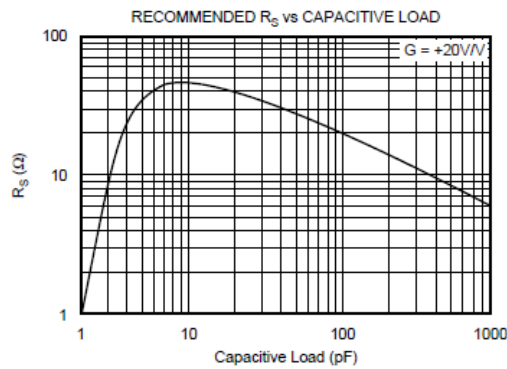
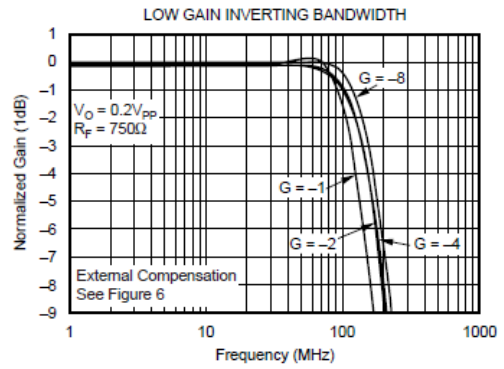
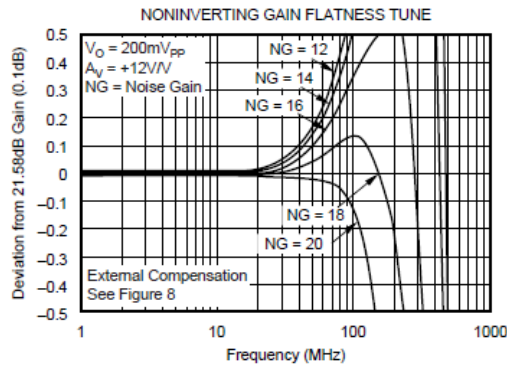
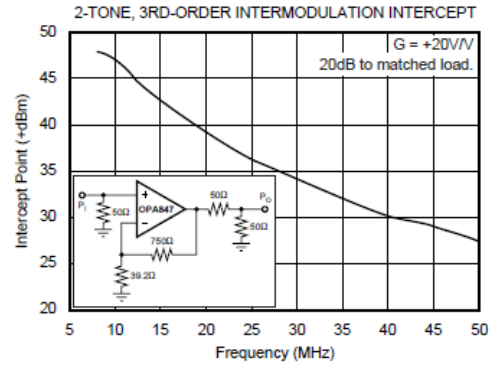
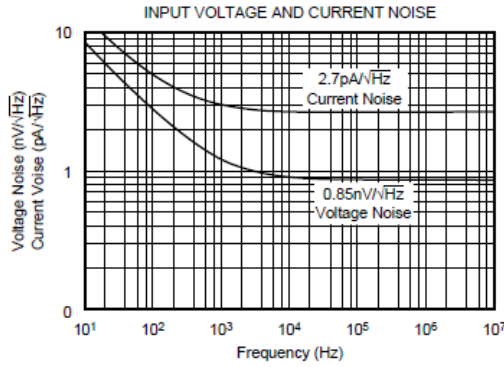
TYPICAL CHARACTERISTICS: $V_S = \pm 5V$ (Cont.)

$T_A = 25^\circ C$, $G = +20V/V$, $R_G = 39.2\Omega$, and $R_L = 100\Omega$, unless otherwise noted.



TYPICAL CHARACTERISTICS: $V_S = \pm 5V$ (Cont.)

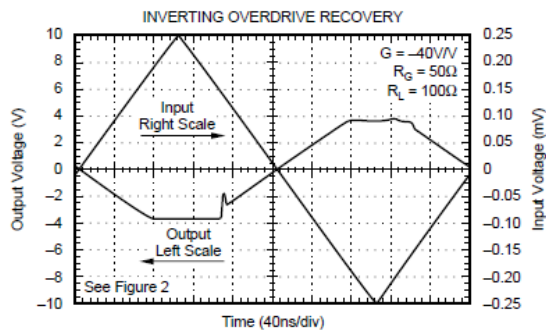
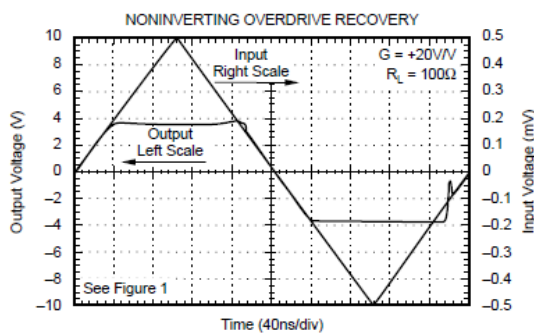
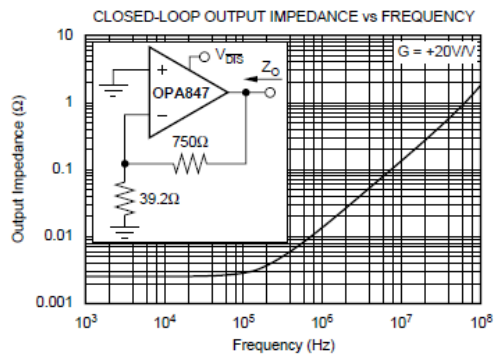
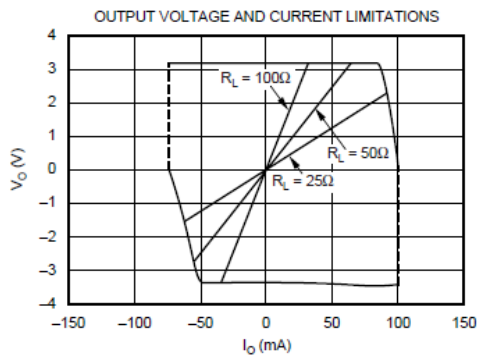
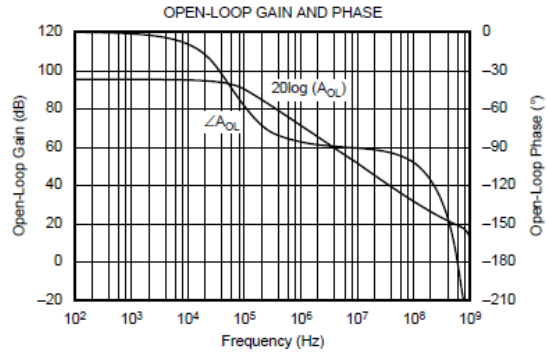
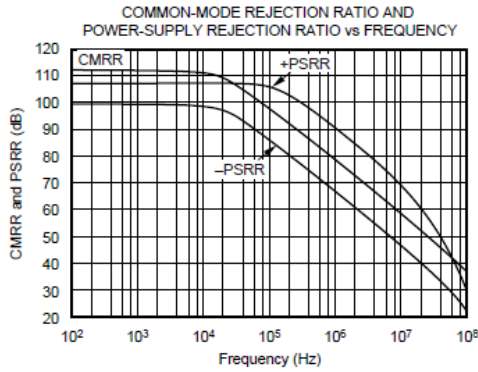
$T_A = 25^\circ C$, $G = +20V/V$, $R_G = 39.2\Omega$, and $R_L = 100\Omega$, unless otherwise noted.





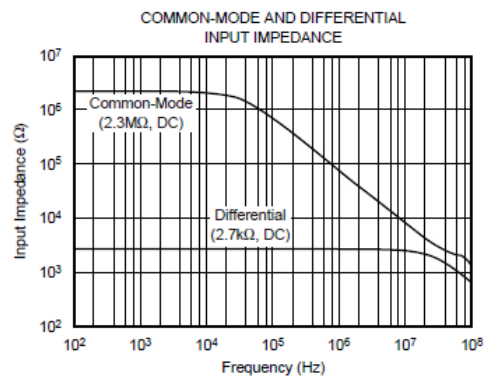
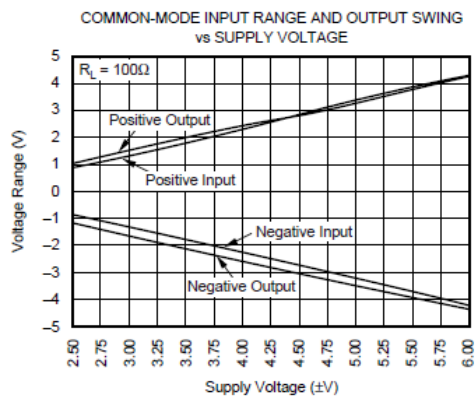
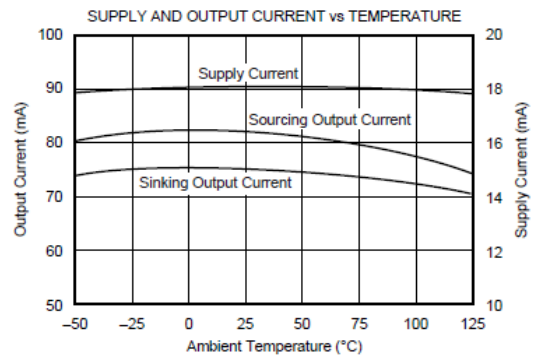
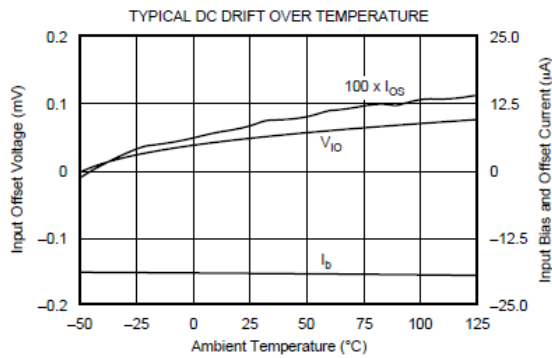
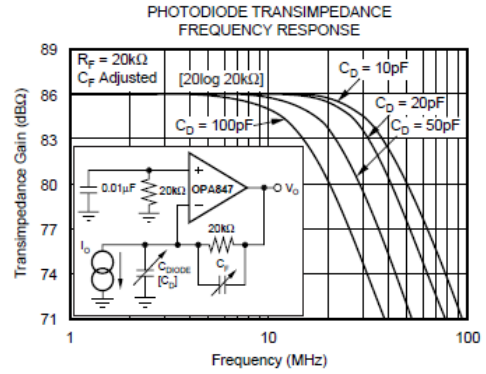
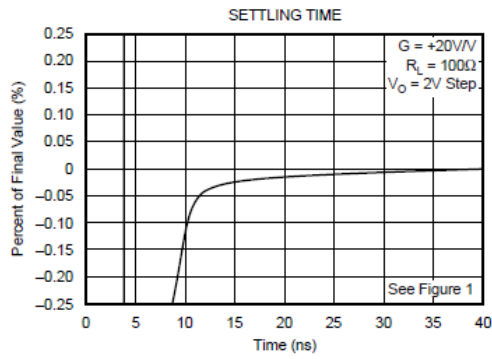
TYPICAL CHARACTERISTICS: $V_S = \pm 5V$ (Cont.)

$T_A = 25^\circ C$, $G = +20V/V$, $R_G = 39.2\Omega$, and $R_L = 100\Omega$, unless otherwise noted.



TYPICAL CHARACTERISTICS: $V_S = \pm 5V$ (Cont.)

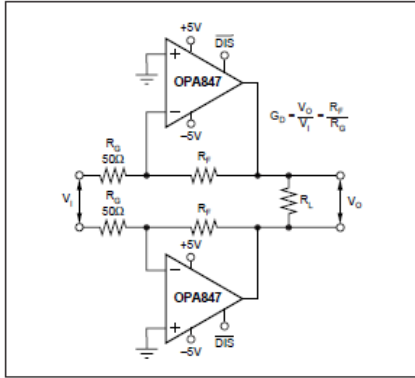
$T_A = 25^\circ C$, $G = +20V/V$, $R_G = 39.2\Omega$, and $R_L = 100\Omega$, unless otherwise noted.



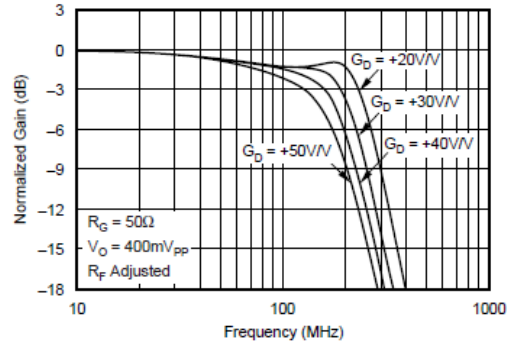
TYPICAL CHARACTERISTICS: $V_S = \pm 5V$

$T_A = 25^\circ C$, $G_D = 40V/V$, $R_G = 50\Omega$, and $R_L = 400\Omega$, unless otherwise noted.

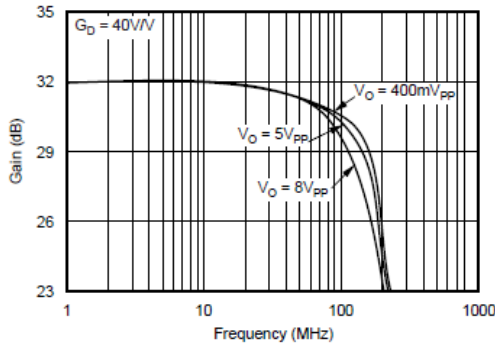
DIFFERENTIAL PERFORMANCE TEST CIRCUIT



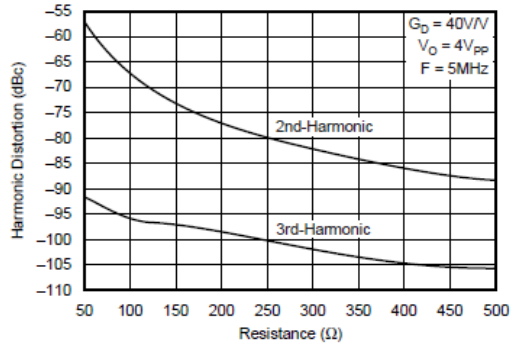
DIFFERENTIAL SMALL-SIGNAL
FREQUENCY RESPONSE



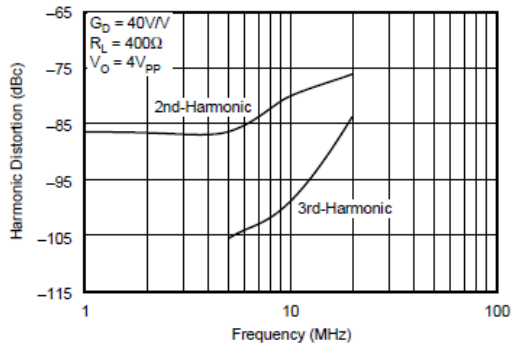
DIFFERENTIAL LARGE-SIGNAL
FREQUENCY RESPONSE



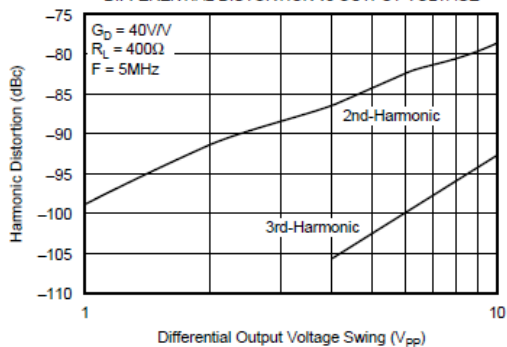
DIFFERENTIAL DISTORTION vs LOAD RESISTANCE



DIFFERENTIAL DISTORTION vs FREQUENCY

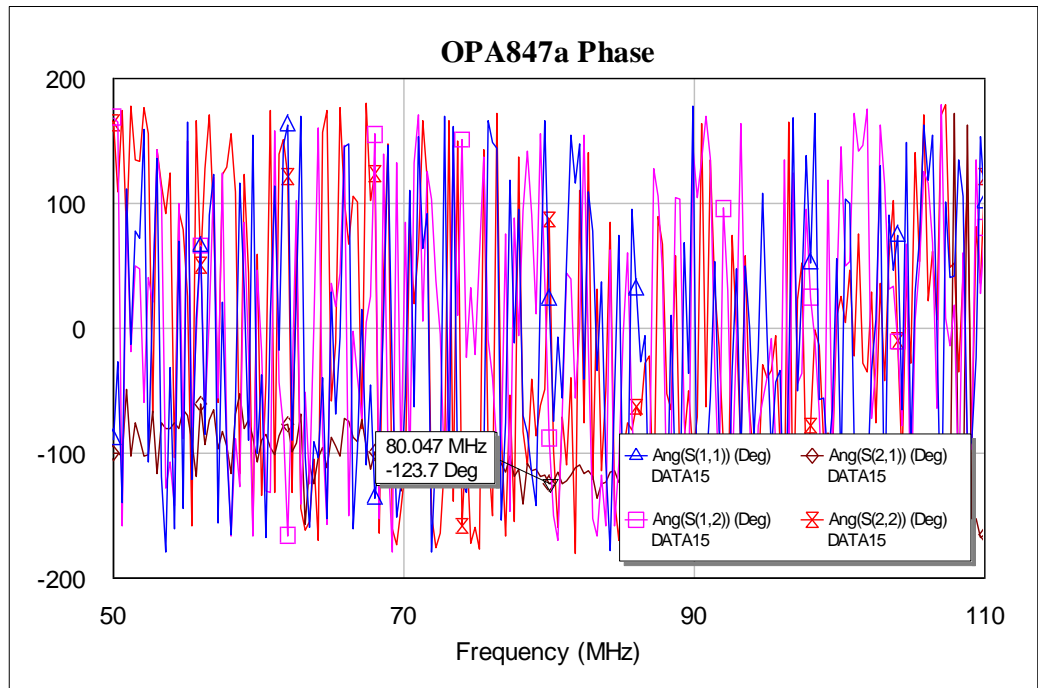
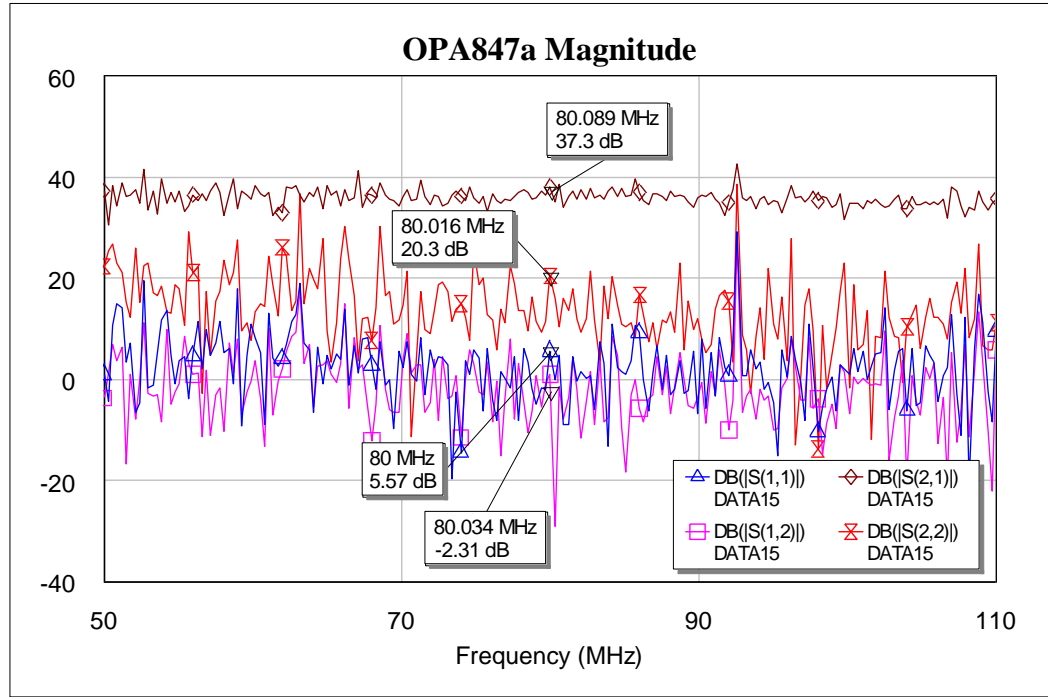


DIFFERENTIAL DISTORTION vs OUTPUT VOLTAGE



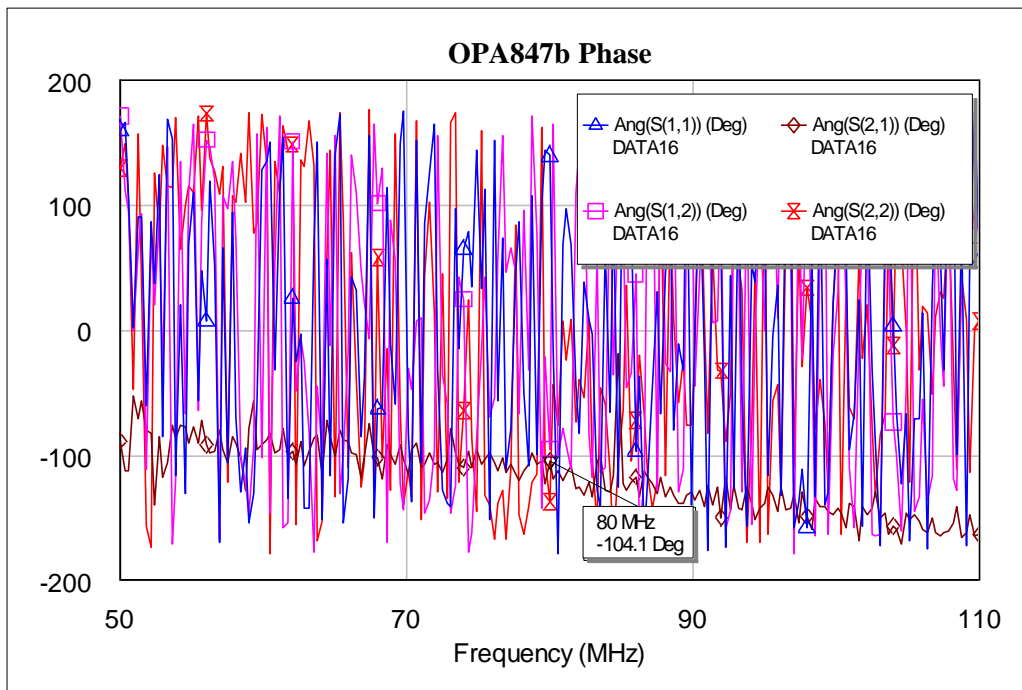
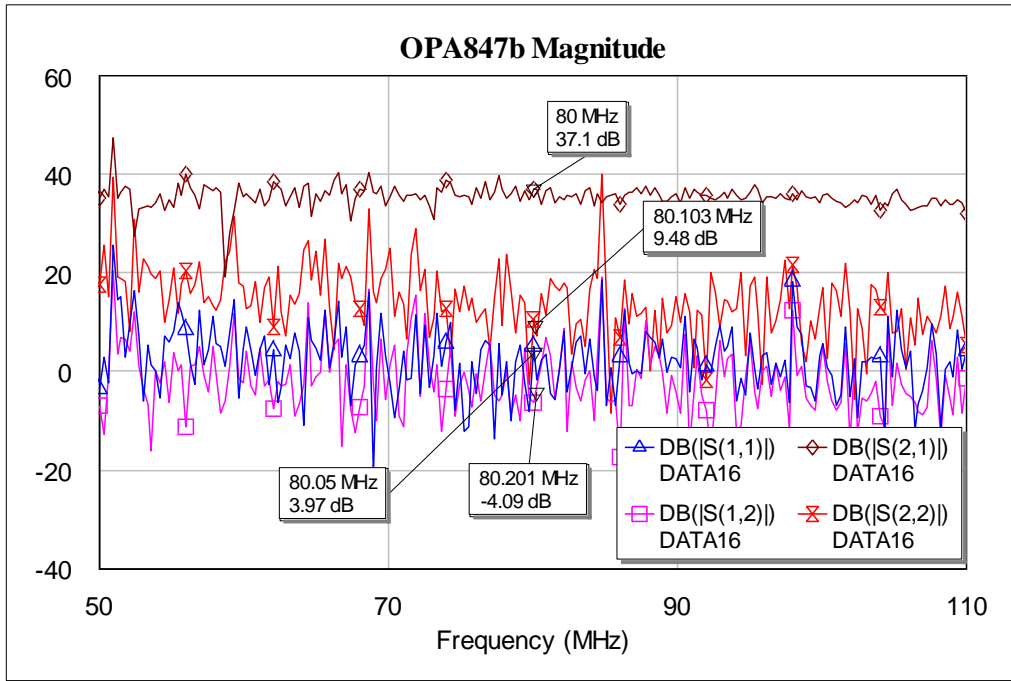
4.4.8.3 MEDIDAS Y CARACTERIZACIÓN

i. (1)





ii. (2)



4.5 BIAS TEE

4.5.1 5535

4.5.1.1 CARACTERÍSTICAS GENERALES

Fabricante Picosecond Pulse Labs

Modelo 5535

Número de serie 556

Otros



4.5.1.2 DATOS DEL FABRICANTE

No se ha encontrado datasheet en la web del fabricante, pero sí sus características en un Application Note:

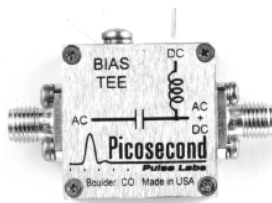


Application Note AN-1e

Copyright November, 2000

Broadband Coaxial Bias Tees

James R. Andrews, Ph.D., IEEE Fellow



Bias Tees are coaxial components that are used whenever a source of DC power must be connected to a coaxial cable. When properly designed, the bias tee does not affect the AC or RF transmission through the coaxial cable. The usual application is to provide a means of powering an active device such as a transistor, laser diode or photodiode. Other uses would be to provide power to operate remotely located coaxial relays or amplifiers, or to transmit low frequency analog or digital signals on the same coax cable along with RF signals.

Bias tees have been around and used for a long time. There are several microwave and RF manufacturers that have built bias tees for many years. Most of these tees were designed only for specific octave frequency bands. However, in today's modern digital and analog world, very wideband systems are now being used. For these systems, octave bandwidth components are grossly inadequate and cause extremely severe pulse distortion. Telecom and CATV companies are now fielding extremely wideband 10 GigaBit fiber optic digital and > 1 GHz analog systems. These higher bandwidth systems are using laser diodes and photodiodes with risetimes of 20 ps or less. To support these fast 20 ps risetimes requires system components with -3 dB bandwidths in excess of 20 GHz. An approximate equation relating risetime and bandwidth is: $T_r (10\%-90\%) * BW (-3 \text{ dB}) = 0.35$. Digital telecom systems also require very low frequency responses to reduce bit error rates due to sagging pulses. If a very long duration square wave pulse is passed through an AC-coupled circuit (such as a bias tee), the topline of the pulse will eventually decay exponentially back down to zero. This can happen in a digital system with an NRZ digital code whenever a long string of either "0"s or "1"s occurs. In order to maintain acceptable bit error rates for GigaBit data systems, the low frequency cutoffs of various system components must extend well out into the microsecond domain. Thus system components must have -3 dB low

frequency cutoffs down to ultrasonic frequencies of tens of kHz or lower.

Figure 1 shows the basic schematic diagrams of the two most common bias tee designs. Capacitor C is a DC block installed in the center conductor of the 50 Ohm coaxial line. It prevents the DC power from flowing out the AC port. For low-current applications, such as biasing photodiodes, a resistor R is used to provide the connection between the DC input and the coaxial center conductor. To avoid loading the coax line, the resistor value is chosen to be much greater than the coax impedance. For higher-current applications in which the potential drop across R or the power dissipated in R would be too great, it is necessary to instead use an inductor.

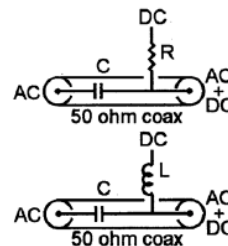


Figure 1: Bias Tee Schematic Diagrams

The low-frequency performance of a bias tee can be very easily calculated from elementary circuit theory. For the R-C bias tee, the DC blocking capacitor determines the -3 dB low-frequency cutoff (f_o).

$$f_o = \frac{1}{[2 * \Pi * (R_g + R_L) * C]}$$

Where R_g is the signal generator source impedance and R_L is the load impedance. For example, with 50 Ohm source and load impedances and a 0.22 μ F blocking capacitor, the -3 dB cutoff is 7.23 kHz. For the L-C bias tee, the -3 dB low frequency cutoff is determined by the rising series impedance of the DC-blocking capacitor C and also the decreasing shunting impedance of the DC feed inductor L.

**Application Note AN-1e**
Copyright November, 2000

The microwave performance, high-frequency roll-off and risetime of a bias tee are limited by the parasitic reactances and losses associated with the components R, L and C and the care in which they are mounted within the coaxial environment. Any impedance discontinuities from 50 Ohms created by their mounting or the bias tee package will also limit the high-frequency performance and bandwidth.

The mid-band frequency response and also the time domain step response, pulse fidelity and flatness are primarily determined by the behavior of the DC-feed inductor L. In reality, it is impossible to use a single inductor to cover all frequencies from audio to microwaves. Real inductors are probably the worst components in that they never perform according to textbook theory. Any physically realizable inductor always is plagued with parasitic capacitances, losses, etc. that cause multiple resonances and prevent it from behaving as the ideal textbook inductor. Manufacturers making narrow, octave-band bias tees can get away with using only a single inductor optimized for that band. One cannot use a single inductor for broadband bias tees. Thus for broadband bias tees, the single inductor L shown in Figure 1 is, in reality, several inductors connected in series. Each inductor is optimized to cover various frequency bands from microwave, UHF, VHF, HF, and MF down to audio frequencies. The smallest nanohenry, microwave inductor is connected directly to the 50 Ohm coaxial center conductor. Progressively larger inductors in μH to mH values are then connected in series out to the DC port. Additional R, L and C components are also needed to ensure controlled "Q"s and smooth frequency crossovers from one inductor to the next. Thus, a good broadband bias tee is a very complex R-L-C network.

Picosecond Pulse Labs (PSPL) was originally founded in 1980 to produce extremely fast picosecond risetime pulse generators. In the design of these generators we needed bias tees to power various semiconductors. We found that the narrow-band bias tees then available commercially were totally unacceptable for pulse applications. Thus, we were forced to design our own bias tees. Our bias tee designs were so successful that we decided to offer them for sale. Today, PSPL is a major supplier of bias tees to most of the major telecom companies. PSPL now offers a wide selection of bias tees for various bandwidth, voltage and current requirements. PSPL is continuing its development of additional models for higher bandwidths and higher currents. PSPL also offers to design and build custom bias tees.

Table 1 on page 3 lists the broadband bias tees currently offered by PSPL. These are all 50 Ohm units. The fastest risetime is 7 ps. Bandwidths up to 50 GHz are available. Max. current ratings range from 10 mA to 1 Amp. Max. voltage ratings range from 16 V to 200 V. Low frequency cutoffs range from 5 kHz to 100 kHz. For two models, 5550B and 5575A, the low frequency cutoff is a function of the DC current. For these two models, the magnetic core of the largest mH inductor saturates at high currents, thus lowering the effective value of L and raising the low-frequency cutoff. Detailed specification sheets are available from PSPL's web site for all of these models. The specification sheets include plots of frequency domain S parameters and time domain pulse responses.

PSPL's highest performance bias tee is the new Model 5542. It features a bandwidth extending from 10 kHz to 50 GHz. It is rated at 16 V and 100 mA and is available with either 2.9 mm or 2.4 mm connectors. A dual inductor version of the 5542 is also available.

PSPL also offers a family of four high current (8 Amps), high voltage (100 V) bias tees. They are narrowband components covering decade bands from 200 MHz to 20 GHz.

Figures 2 - 7 on page 3 show the typical performance of the PSPL Model 5541A bias tee. The 5541A has a risetime of only 8 ps. Figure 2 shows the pulse response when driven by a 10 ps risetime input step. For this measurement an HP-54124A, 50 GHz oscilloscope and a PSPL 4015C, 15 ps pulse generator were used. For 10 ps measurement details see PSPL AN-5c. Figure 3 shows the TDR impedance profile of the AC input port. Figures 4 - 7 show the frequency responses for insertion loss, group delay and return loss. These were measured using a Wiltron 37369A, 40 GHz vector network analyzer.

The measured 8 ps risetime of the 5541A would imply a 44 GHz bandwidth ($BW = 0.35 / Tr$). However, close examination of Figure 5 shows that there are multiple resonance spikes occurring in the 5541A's insertion loss for frequencies above 26 GHz. These are due to the 5541A's SMA connectors, which support higher order waveguide modes above 26 GHz. The minimums of S21 show only 1 dB of loss up to 40 GHz which correlates well with the measured 8 ps risetime. Due to the SMA resonances, use of the 5541A for frequency domain applications above 26 GHz is not recommended.

Table 1: PSPL Broadband Bias Tees (detailed specification sheets available on request or at www.picosecond.com)

Model	Type	Tr (ps)	BW (GHz)	fo (kHz)	S21 (dB)	S11 (dB)	Volts max	I Max (amps)	R (ohms)	L (mH)	C (µF)
5530A	RC	28	12	20	0.2	>25	200	10m	1k	---	0.082
5535	RC	28	12	7	0.2	>25	50	10m	1k	---	0.22
5541A	LC	8	>26	80	0.4	20	50	100m	3.7	1.0	0.02
5542	LC	7	50	10	0.2	>25	16	100m	5.6	1.5	0.22
5545	LC	12	>20	65	0.7	23	50	500m	1.1	0.34	0.03
5547	LC	23	15	5	0.5	23	50	500m	1.5	1.34	0.44
5550B	LC	20	18	100	0.9	>15	50	500m*	0.4	1.0	0.02
5555	LC	20	18	100	0.9	>15	50	500m	0.6	0.11	0.02
5575A	LC	30	12	10	0.6	>18	50	500m*	0.6	8	0.22
5580	LC	28	15	10	1.0	>15	50	1.0	0.8	1.1	0.22

Time Domain and Frequency Domain Responses of PSPL Model 5541A Bias Tee

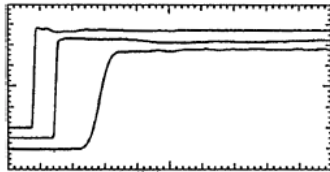


Figure 2: Response to 10 ps Risetime Input Step. 20%/div. Top to Bottom: 1 ns/div, 200 ps/div and 20 ps/div.

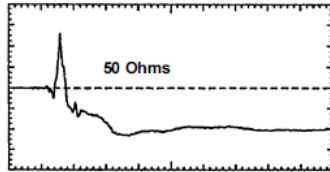


Figure 3: 35 ps TDR of AC Input Port. 2.5% p/div and 500 ps/div.

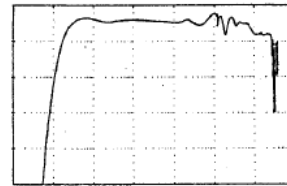


Figure 4: Insertion Loss, S21. Log Plot from 10 kHz to 100 GHz. Vertical Scale is 1 dB/div.

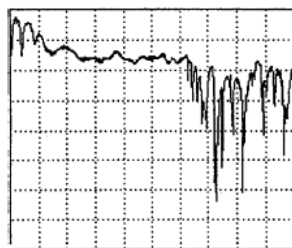


Figure 5: Insertion Loss, S21. Linear Plot from 40 MHz to 40 GHz. 0.5 dB/div and 4 GHz/div.

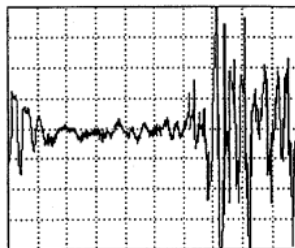


Figure 6: Group Delay, S21. Linear Plot from 40 MHz to 40 GHz. 10 ps/div and 4 GHz/div.

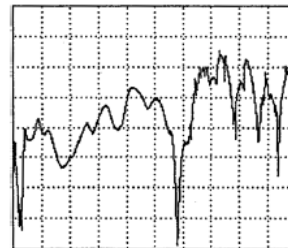
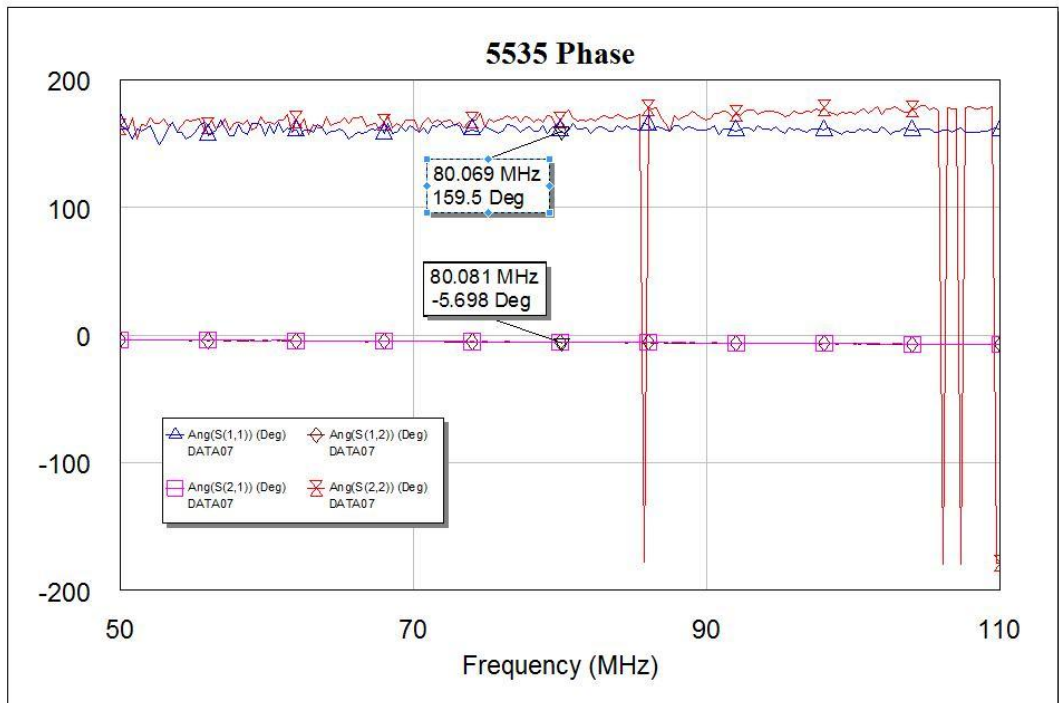
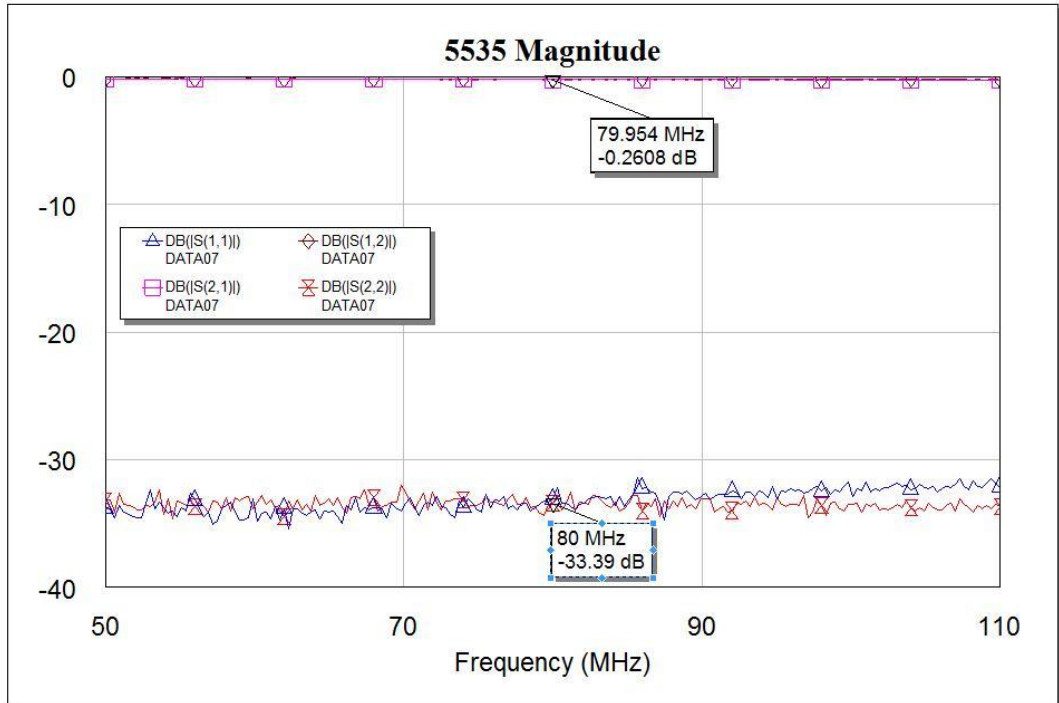


Figure 7: Return Loss, S11. Linear Plot from 40 MHz to 40 GHz. 5 dB/div and 4 GHz/div.

4.5.1.3 MEDIDAS Y CARACTERIZACIÓN



4.5.2 5545

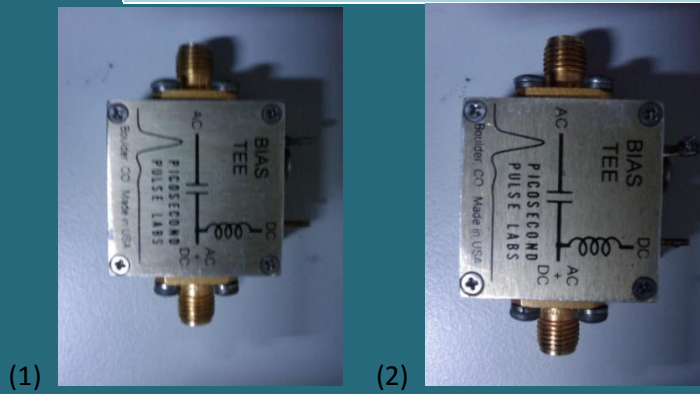
4.5.2.1 CARACTERÍSTICAS GENERALES

Fabricante Picosecond Pulse Labs

Modelo 5545

Número de serie
(1) 124 2/96
(2) 125 2/96

Otros



4.5.2.2 DATOS DEL FABRICANTE



Model 5545 Bias Tee

- 65 kHz - 20 GHz
- 12 ps Risetime
- 50 V, 500 mA

The Model 5545 is a broadband, coaxial bias insertion tee and DC blocking capacitor. It passes fast rise pulses with a minimum of waveform distortion. Its risetime is 12 ps. The frequency response is flat over many decades, and the -3 dB bandwidth extends from 65 kHz to 20 GHz.

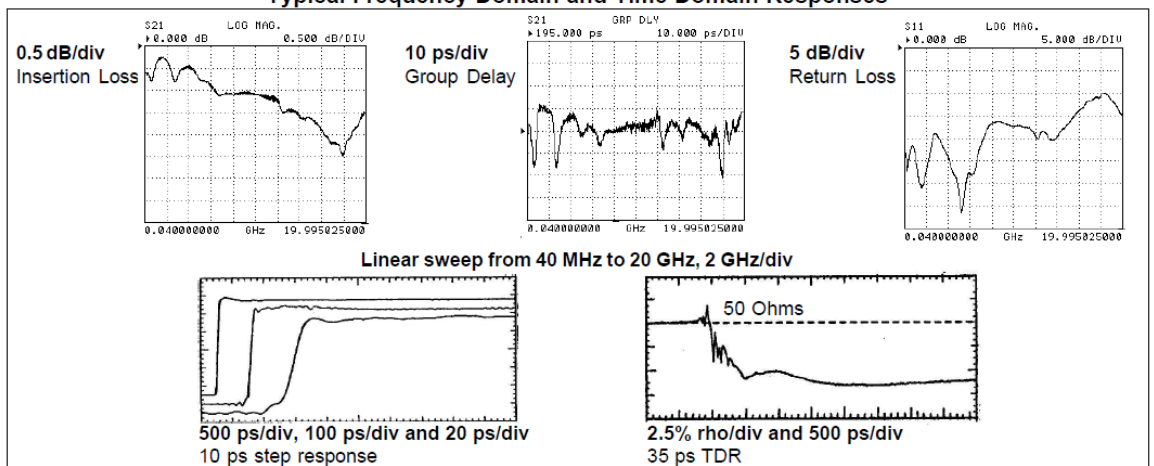


Risetime (10%-90%)	12 ps, 15 ps max.	Capacitance	0.03 μ F, \pm 20%
Bandwidth (-3 dB)	>20 GHz [2]	DC Voltage	50 V max.
Low Frequency (-3 dB)	65 kHz	Inductance	340 μ H, \pm 20%
Insertion Loss	0.7 dB, typical	DC Current	500 mA max.
	< 1 dB, f < 5 GHz < 1.5 dB, f < 12 GHz	Resistance	1.1 Ω
Impedance	50 Ω	RF Power	2 W avg. max.
Return Loss (AC Port)	23 dB, f = 100 MHz	Delay	195 ps
	>20 dB, f < 6 GHz >12 dB, f < 14 GHz	Connectors	SMA jacks (f) DC = solder pin
Refl. Coeff. (35ps TDR) (AC Port)	-7%, t > 1 ns	Dimensions	4.45 x 3.18 x 1.6 cm (case) 2.54 x 2.54 x 1.6 cm
Isolation (AC - DC)	>25 dB, typical	Warranty	One year. See Terms and Conditions of Sale for details.

Ordering Information

Model Number	Description
5545-107	Bias Tee with standard connectors
5545-108	Bias Tee (above) with mounting plate
5545-119	Bias Tee (above) with AC = plug (m)

Typical Frequency Domain and Time Domain Responses



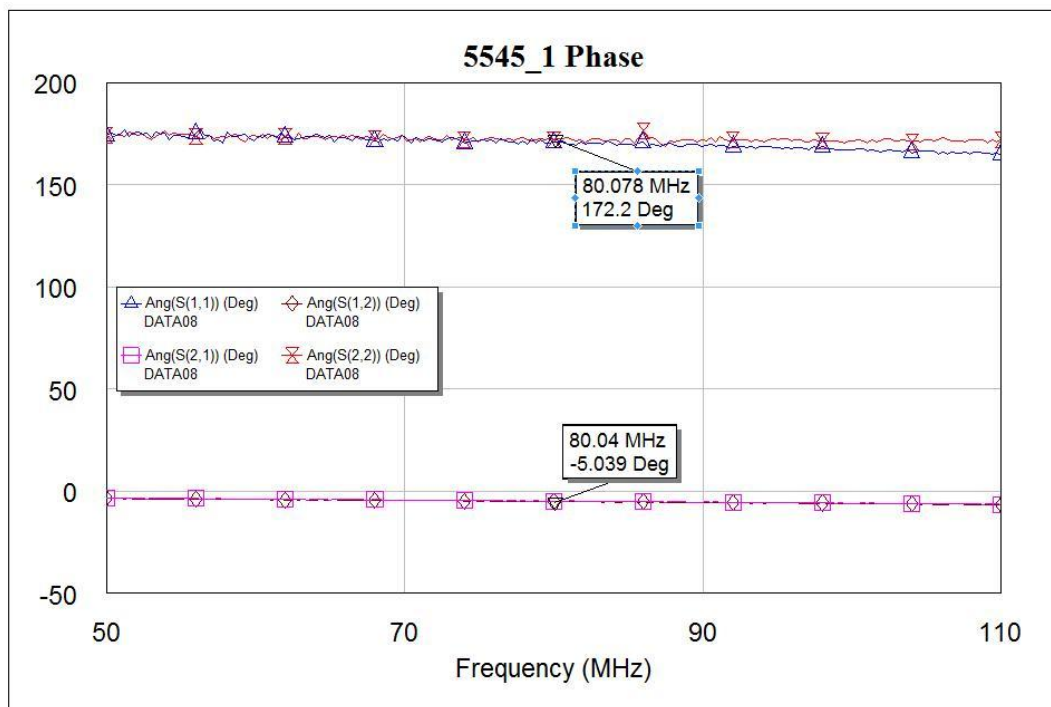
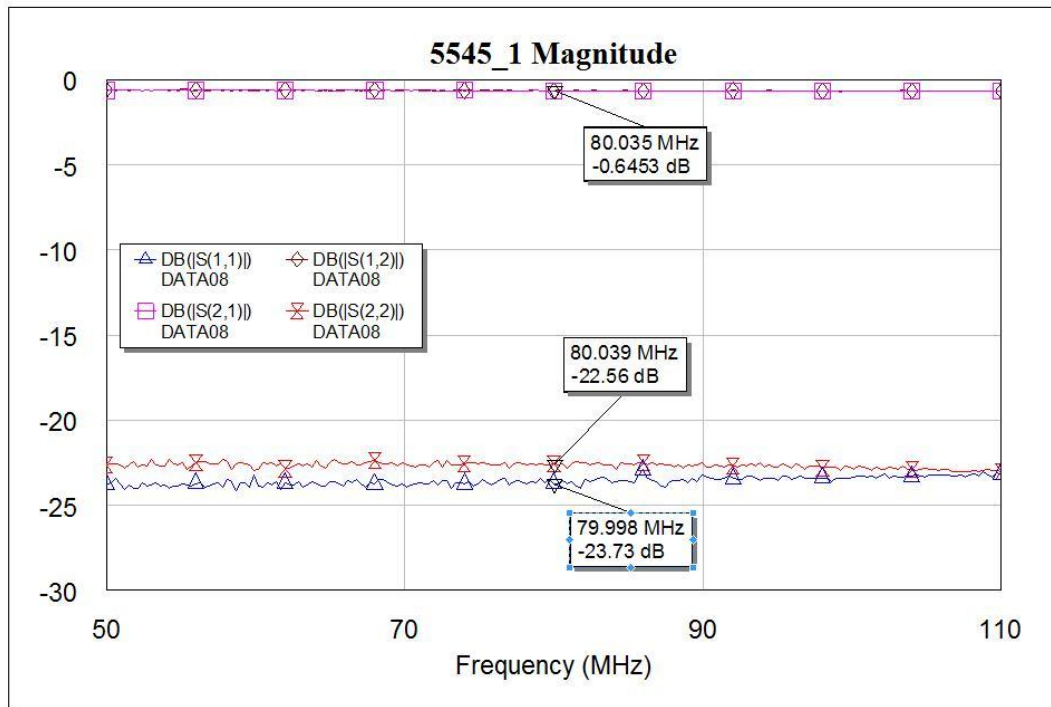
Notes

- [1] Parameters listed are typical values. They are guaranteed only when maximum and/or minimum limits are given.
- [2] Not recommended for freq. domain applications above 15 GHz due to higher order mode resonances.
- [3] 10 ps risetime step response measured using a PSPL Model 4015C 15 ps pulse generator and an HP-54124A, 50 GHz oscilloscope.
- [4] Frequency response measured using a Wiltron 37369A, 40 MHz - 40 GHz network analyzer.

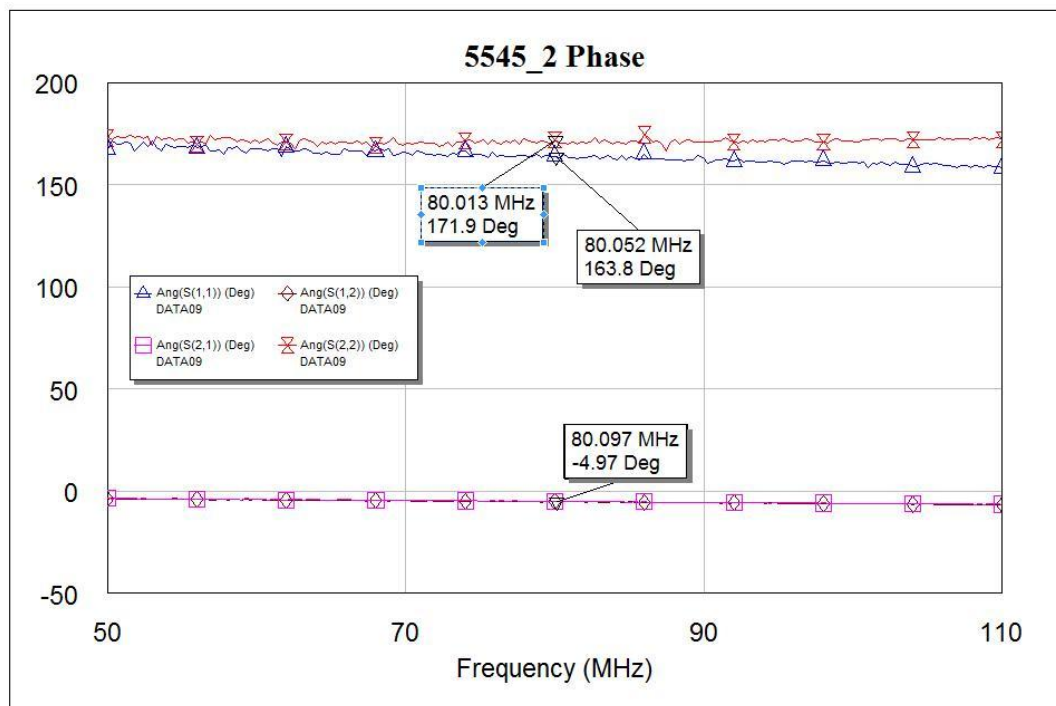
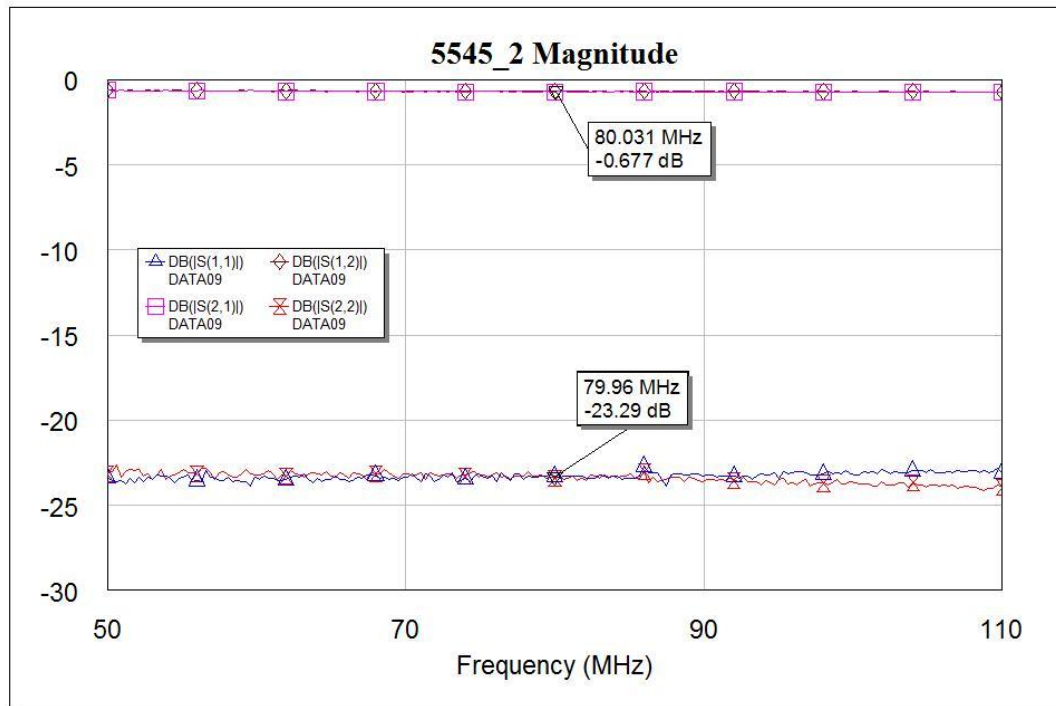
PICOSECOND PULSE LABS P.O. Box 44 BOULDER, CO 80306, USA TEL: 1.303.443.1249 FAX: 1.303.447.2236

4.5.2.3 MEDIDAS Y CARACTERIZACIÓN

i. (1)



ii. (2)



4.6 DC BLOCK

4.6.1 K261

4.6.1.1 CARACTERÍSTICAS GENERALES

Fabricante Anritsu

Modelo K261

Número de serie 0503037

Otros



4.6.1.2 DATOS DEL FABRICANTE

OPERATION AND MAINTENANCE MANUAL FOR MODEL K261 AND V261 DC BLOCK

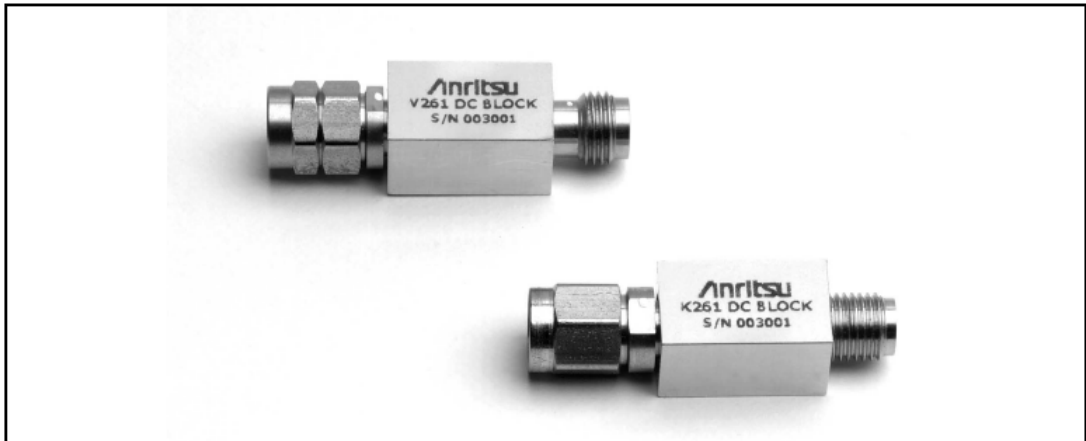


Figure 1. Model K261 and V261 DC Blocks

1. INTRODUCTION

This manual describes the Models K261 and V261 DC Blocks (Figure 1). It provides specifications and a list of precautions the user should observe when using these devices.

2. DESCRIPTION

The K261 and V261 Precision DC Blocks have been optimized for optical communications and other high-speed pulse, data or microwave applications.

Designed to apply AC drive signals to a device while eliminating any DC components, these DC Blocks feature wide bandwidth, excellent low frequency response, minimum insertion loss and flat group delay. Precision K Connectors® and V Connectors® assure excellent impedance match across the wide bandwidths available.

3. SPECIFICATIONS

Table 2 provides performance specifications.

4. PRECAUTIONS

ANRITSU K261 and V261 DC Blocks are high-quality, precision laboratory devices and should receive the same care and respect afforded other such components. Complying with the following precautionary notes will guarantee longer component life and less equipment downtime due to connector failure. Also, such compliance will ensure that RF component failures are not due to misuse or abuse—two failure modes not covered under the ANRITSU warranty.

- a. **Beware of Destructive Pin Depth on Mating Connectors.** Measure the pin depth of the connector that mates with the RF component, *before* mating. Use an ANRITSU Pin Depth Gauge (Figure 2, Table 1) or equivalent. Based on RF components returned for repair, destructive pin depth on mating connectors is the major cause of failure in the field. When an RF component connector is mated with a connector having a destructive pin depth, damage will likely occur to the RF component connector. (A destructive pin



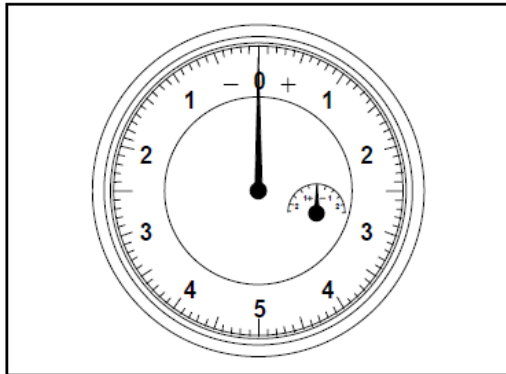


Figure 2. Pin Depth Gauge

Table 1. Available Gauging Sets

Model	Connector Type	Gauging Set Model
V261	V	Consult Factory
K261	K	01-162

depth has a center pin that is too long in respect to the connector's reference plane.)

The center pin on an RF component connector has a precision tolerance measured in mils (1/1000 inch), whereas connectors on test devices that mate with RF components may not be precision types. Their pins may not have the proper depth. *They must be measured before mating to ensure suitability.* When gauging pin depth, if the test device connector measures out of tolerance in the "+" region, the center pin is too long. Mating under this condition will likely damage the RF component connector. On the other hand, if the test device connector measures out of tolerance in the "-" region, the center pin is too short. While this will not cause any damage, it will result in a poor connection and a consequent degradation in performance.

The pin depth for DC Block models are as shown below:

K261: 0.000 to -0.005.

V261: 0.000 to -0.003.

b. Avoid Over Torquing Connectors. Over torquing connectors is destructive; it may damage the connector center pin. *Never* use pliers to tighten connectors.

c. Avoid Mechanical Shock. RF components are designed to withstand years of normal bench handling. However, do not drop or otherwise treat them roughly. They are laboratory-quality devices and, like other such devices, require careful handling.

d. Keep DC Block Connectors Clean. The precise geometry that makes the RF component's high performance possible can be easily disturbed by dirt and other contamination adhering to connector interfaces. When not in use, keep the connectors covered. Refer to paragraph 5 for cleaning instructions.

5. MAINTENANCE

ANRITSU recommends that no maintenance other than cleaning be attempted by the customer. The DC Block should be returned to ANRITSU for repair and/or service when needed.

The traditional method of cleaning K Connectors with a cotton swab and alcohol can break the male connector pin on the precision connectors. The reason: the cotton swab has a larger diameter than the connector (that is, the area between the inner wall and the center pin.)

We still recommend using a cotton swab; however, you need to trim the swab before inserting into the connector.

For best results, observe the following precautions:

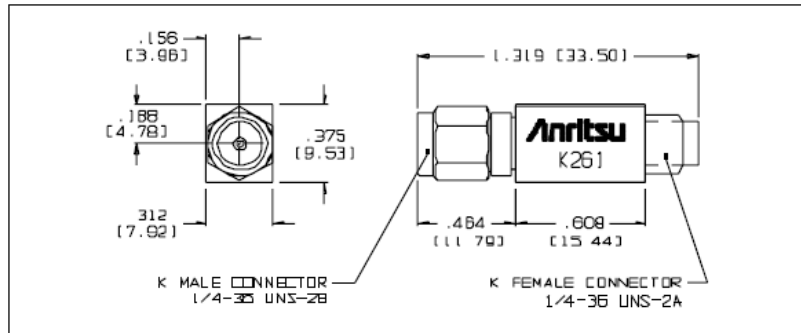
Use either the finger saver that has been provided with the DC Block or use a 5 inch-pound torque wrench when connecting to other devices. No other tools are recommended.

Always spin the coupling nut to tighten connections. Spinning the connector body causes premature wear to the connector interface.

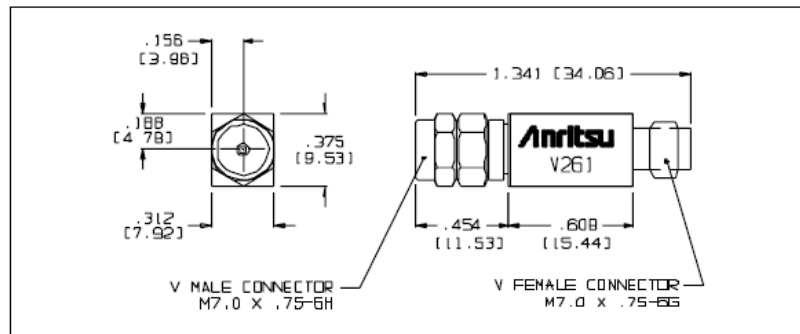
Do not disturb connector center pin. Improper use (see above) of a cotton swab or other such probe to clean the inner connector may cause the center conductor to hinge on its bead and weaken or shear the internal connection.

Table 2. Performance Specifications, 1 of 2

Specification	K261	V261
Frequency Range, 3dB BW	10 kHz to 40 GHz	50kHz to 65 GHz
Insertion Loss	<1.0 dB typical	<2.0 dB typical
Return Loss	See Figure 2 and 3	See Figure 4 and 5
Rise Time	< 7 ps typical	< 5 ps typical
Group Delay	110 ± 1 ps typical	113 ± 1 ps typical
Max DC Voltage	16VDC	16VDC
Max RF Power	1 W	1 W
RF Connectors	Input: K Male Output: K Female	Input: V Male Output: V Female



Outline Drawing, K261



Outline Drawing, V261

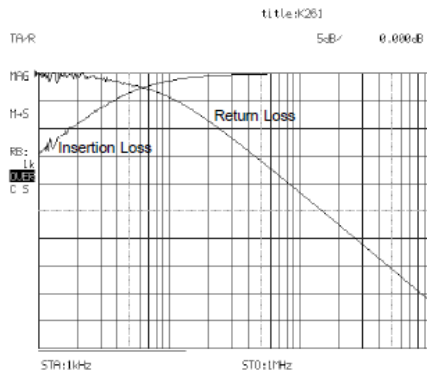


Figure 2. Typical K261 Insertion Loss and Return Loss, 1 kHz to 1 MHz

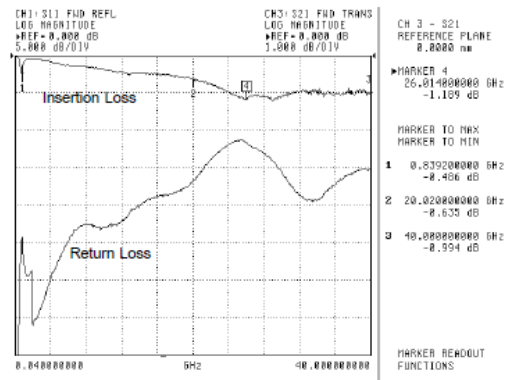


Figure 3. Typical K261 Insertion Loss and Return Loss, 40 MHz to 40 GHz

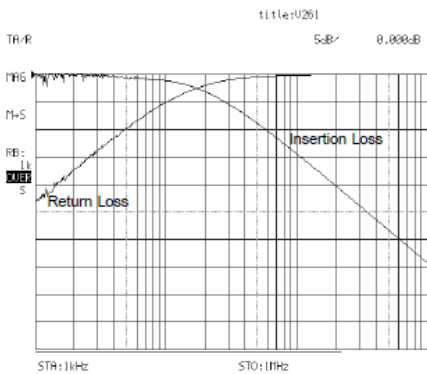


Figure 4. Typical V261 Insertion Loss and Return Loss, 1 kHz to 1 MHz

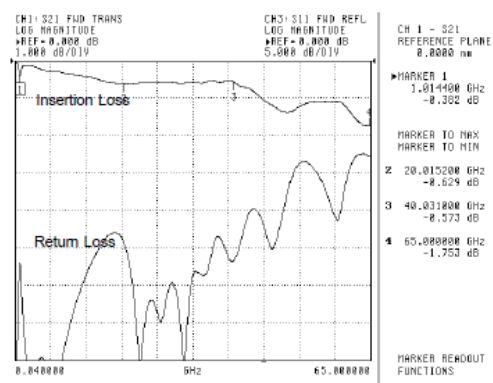


Figure 5. Typical V261 Insertion Loss and Return Loss, 40 MHz to 65 GHz

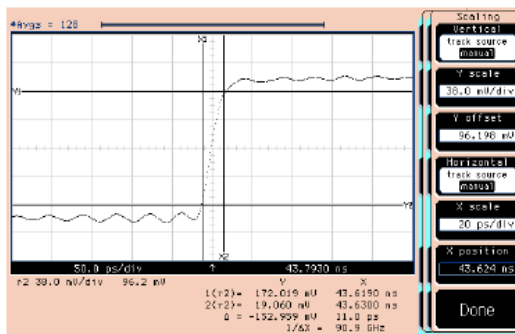


Figure 6. Typical Uncorrected Pulse Response for V261.

Absolute risetime for the DC Block is derived from this measured data by applying the RSS method to compensate for the risetime of the input pulse.

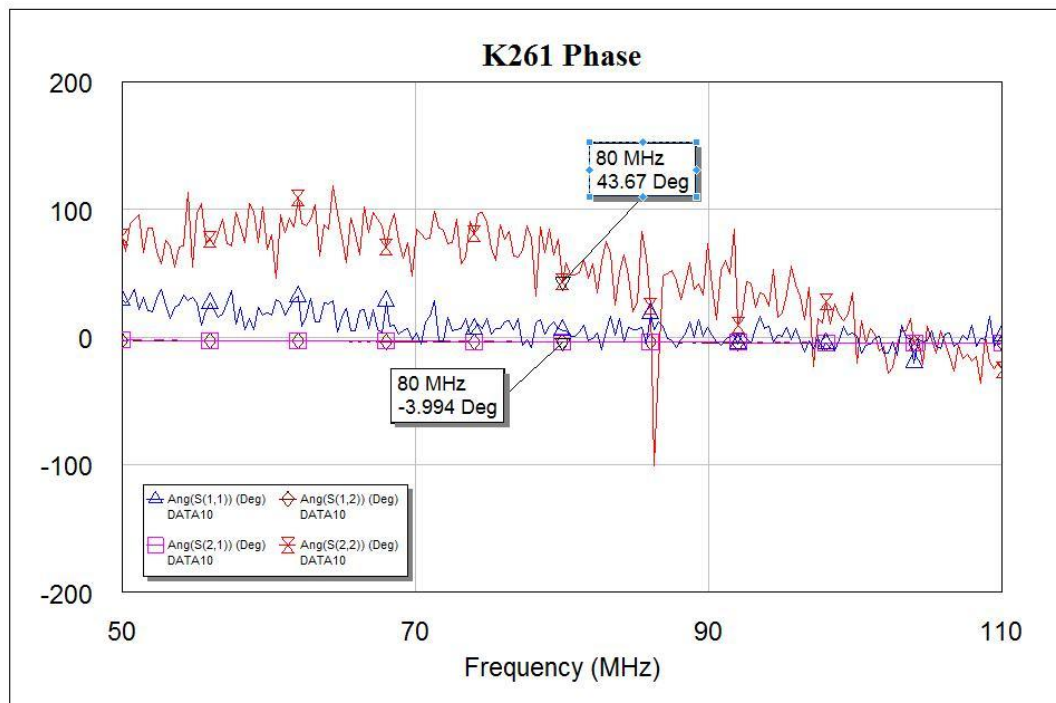
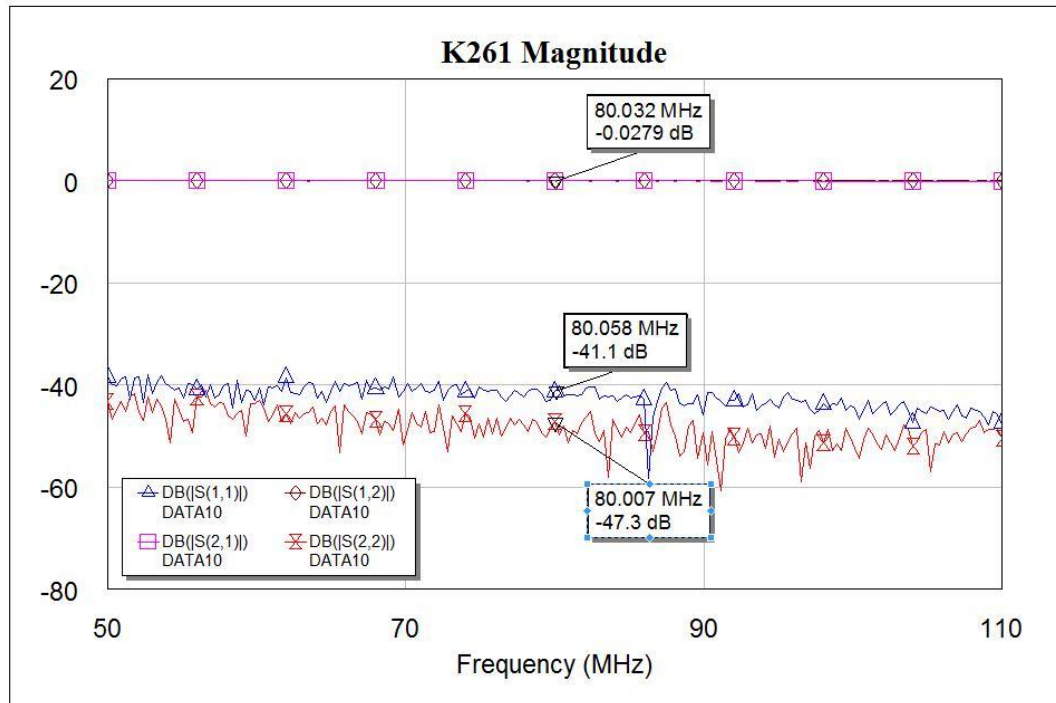
$$T_{meas} = \sqrt{T_{BT}^2 + T_{PG}^2}$$

T_{meas} = Uncorrected rise time

T_{BT} = Absolute Bias Tee risetime

T_{PG} = Rise time of input pulse

4.6.1.3 MEDIDAS Y CARACTERIZACIÓN



4.6.2 5505

4.6.2.1 CARACTERÍSTICAS GENERALES

Fabricante Picosecond Pulse Labs

Modelo	5505
Número de serie	15 7/95
Otros	

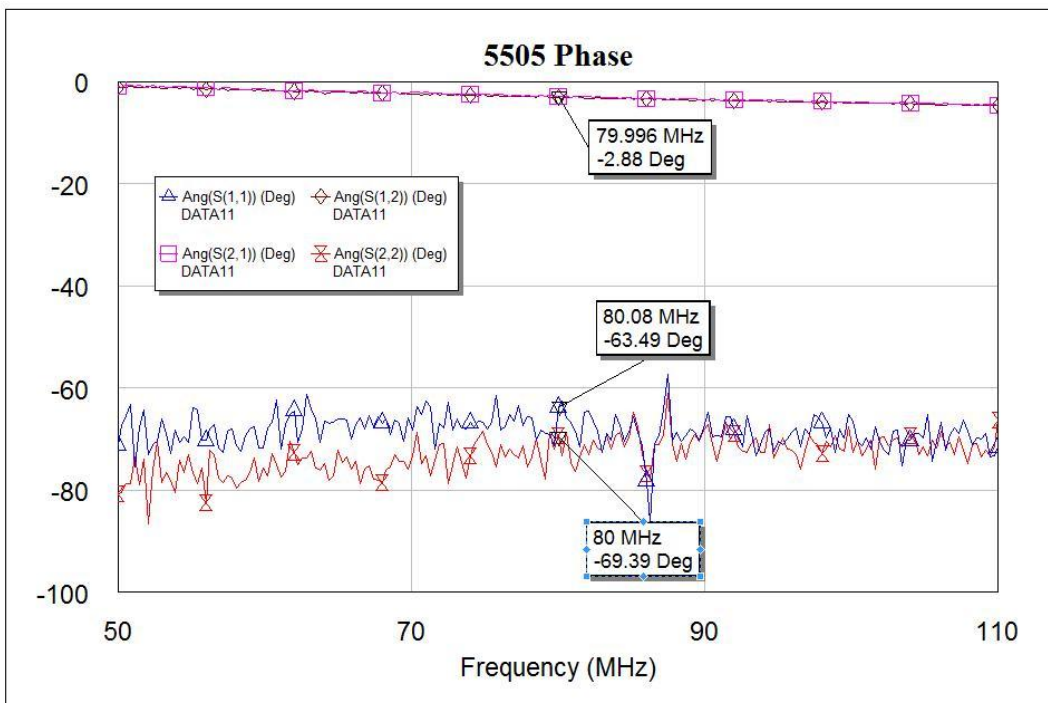
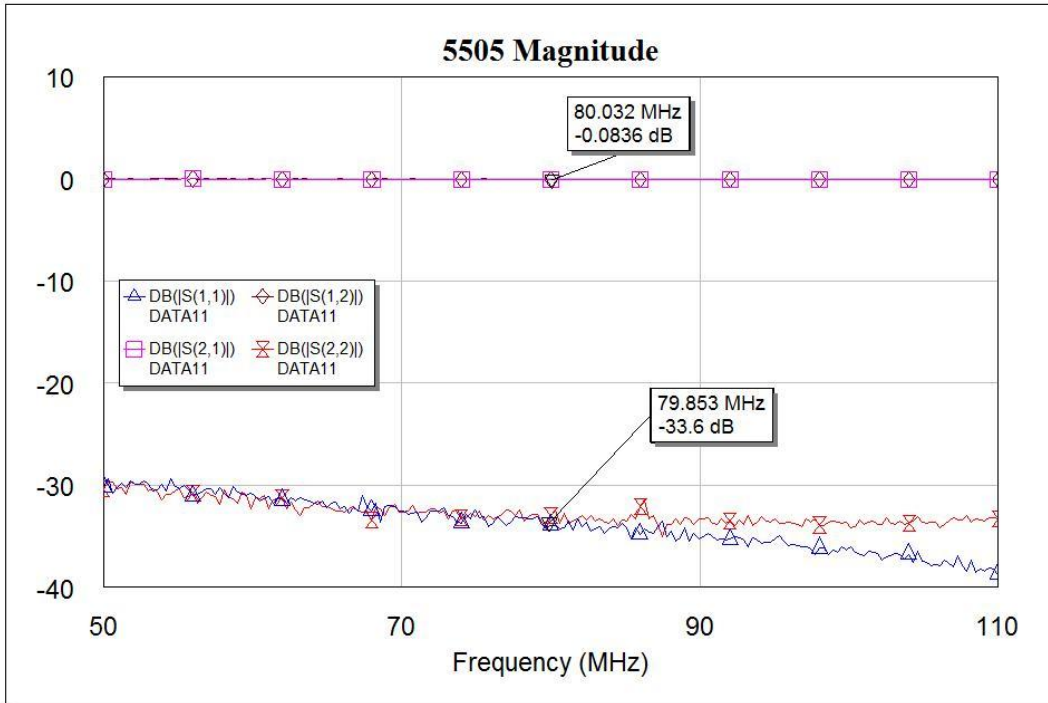




4.6.2.2 DATOS DEL FABRICANTE

No se ha encontrado datasheet de este producto en la web del fabricante.

4.6.2.3 MEDIDAS Y CARACTERIZACIÓN




4.7 FILTROS


4.7.1 SLP-100+

4.7.1.1 CARACTERÍSTICAS GENERALES

Fabricante	Mini-Circuits
Modelo	SLP-100+
Número de serie	(1) 10429 (2) 10309
Otros	



(1)



(2)



4.7.1.2 DATOS DEL FABRICANTE

Coaxial

Low Pass Filter

50Ω DC to 98 MHz

Maximum Ratings

Operating Temperature	-55°C to 100°C
Storage Temperature	-55°C to 100°C
RF Power Input	0.5W max.

Features

- good attenuation rate, 1.35 typ. 20dB/ 3dB BW ratio
- rugged shielded case
- other SLP models available with wide selection of cut-off frequencies

Applications

- lab use
- test equipment
- video equipment

SLP-100+



Connectors	Model	Price	Qty.
SMA	SLP-100+	\$34.95 ea.	(1-9)

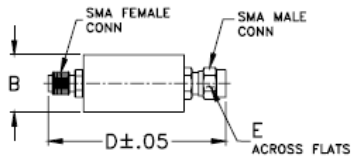
+ RoHS compliant in accordance with EU Directive (2002/95/EC)

The + Suffix has been added in order to identify RoHS Compliance. See our web site for RoHS Compliance methodologies and qualifications.

Low Pass Filter Electrical Specifications

PASSBAND (MHz)	f _{co} (MHz) Nom.	STOPBAND (MHz)		VSWR (:1)	
		(loss > 20 dB)	(loss > 40 dB)	Passband Typ.	Stopband Typ.
DC-98	108	146-189	189-400	1.7	18

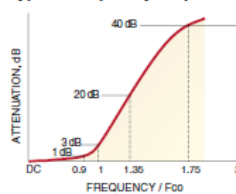
Outline Drawing



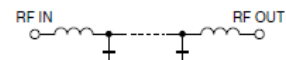
Outline Dimensions (inch)

B	D	E	wt
.67	1.98	.312	grams
17.02	50.29	7.92	42.0

typical frequency response

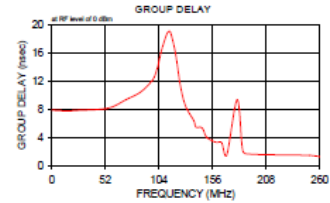
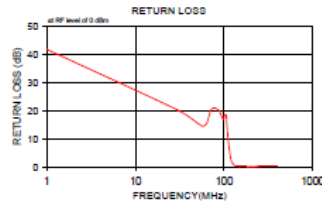
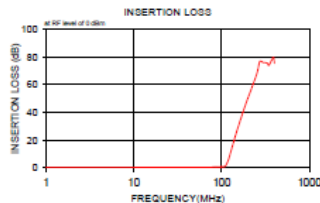


electrical schematic



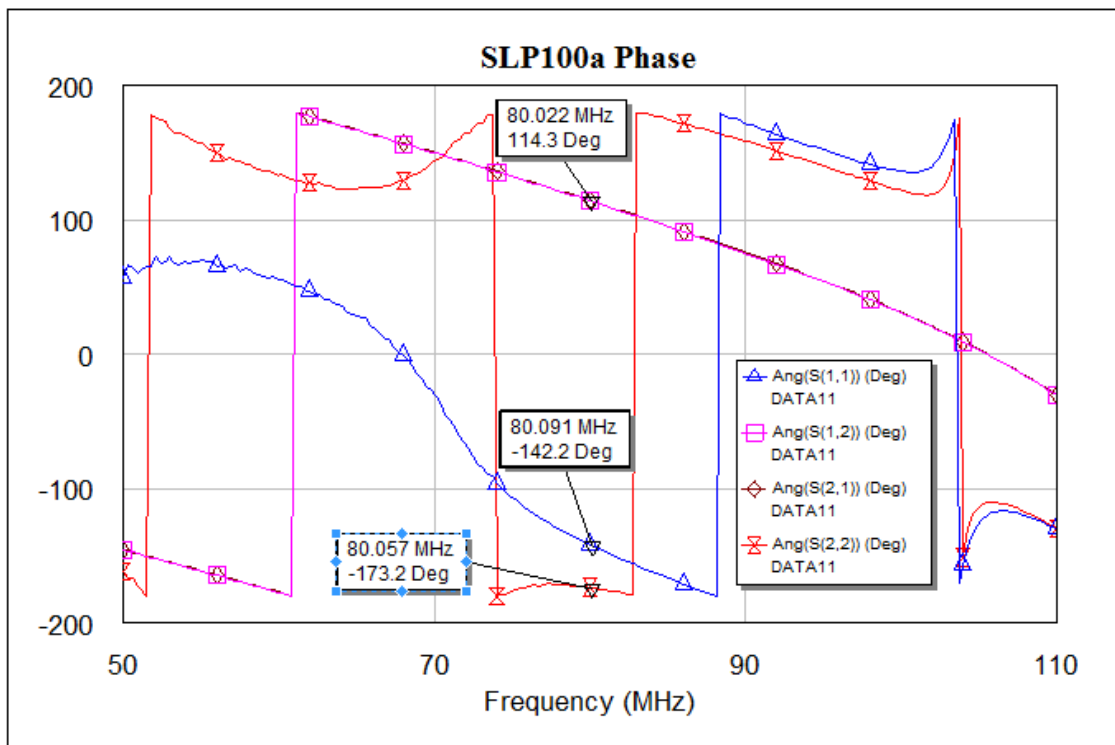
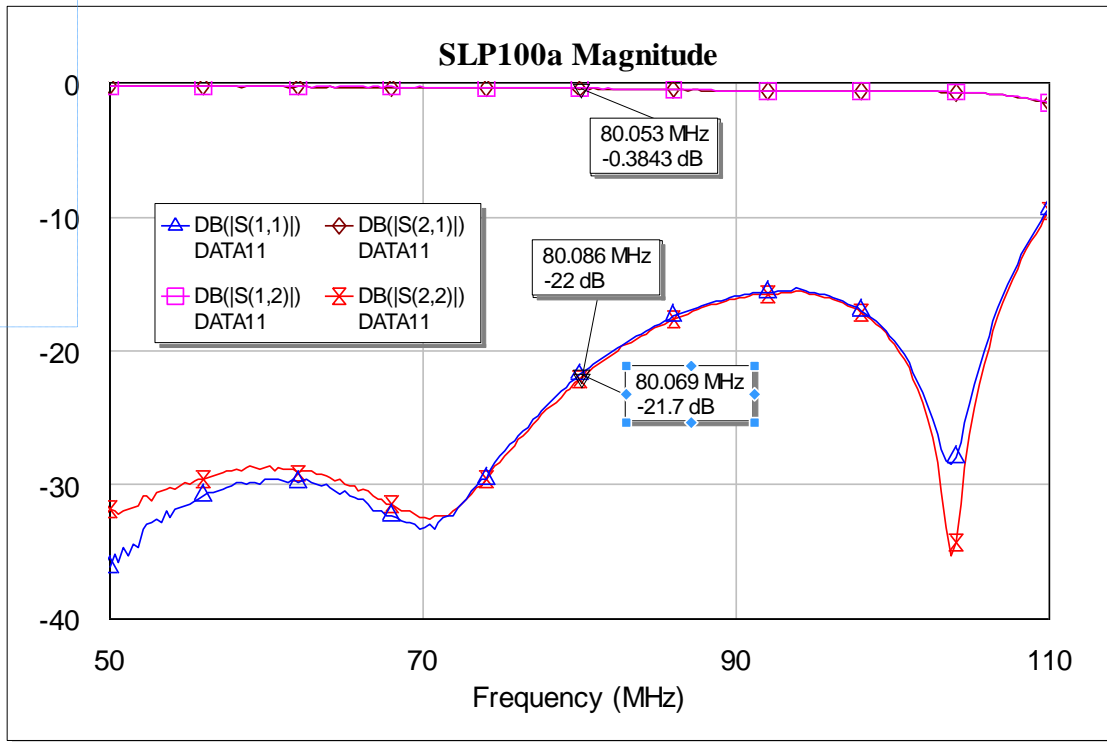
Typical Performance Data

Frequency (MHz)	Insertion Loss (dB)		Return Loss (dB)	Frequency (MHz)	Group Delay (nsec)
	\bar{x}	σ			
1.00	0.02	0.1	41.6	1.00	7.802
29.90	0.16	0.1	20.2	15.00	7.718
58.00	0.34	0.1	14.4	29.90	7.812
72.00	0.31	0.1	20.3	43.90	7.901
86.90	0.41	0.1	20.2	58.00	8.228
98.00	0.58	0.1	18.8	72.00	9.283
102.00	0.62	0.1	18.4	86.90	10.402
106.00	0.75	0.1	18.3	98.00	12.091
108.00	0.93	0.2	15.0	102.00	13.505
112.00	1.72	0.5	9.3	104.00	14.551
120.00	5.98	1.3	2.5	106.00	15.904
130.01	13.62	1.3	0.6	108.00	16.952
138.02	19.37	1.2	0.3	112.00	18.647
140.02	20.73	1.2	0.3	115.00	18.923
146.02	24.55	1.2	0.2	120.00	18.027
150.03	26.95	1.1	0.1	125.00	11.256
160.03	32.54	1.2	0.1	130.00	8.381
170.04	37.64	1.2	0.1	138.00	6.335
180.04	42.35	1.2	0.1	140.00	5.440
185.04	44.43	1.3	0.0	146.00	5.302
189.05	46.24	1.4	0.0	150.00	4.068
250.07	67.20	3.6	0.1	155.00	3.545
271.58	76.41	6.4	0.1	160.00	3.249
300.08	75.73	6.4	0.1	165.00	3.182
330.08	75.45	3.9	0.1	170.00	1.489
343.07	73.72	2.6	0.1	180.00	9.308
360.08	75.87	4.3	0.1	185.00	2.440
371.58	77.51	9.8	0.1	189.00	1.634
390.08	79.32	7.8	0.1	250.00	1.412
400.08	75.28	2.4	0.1	260.00	1.228

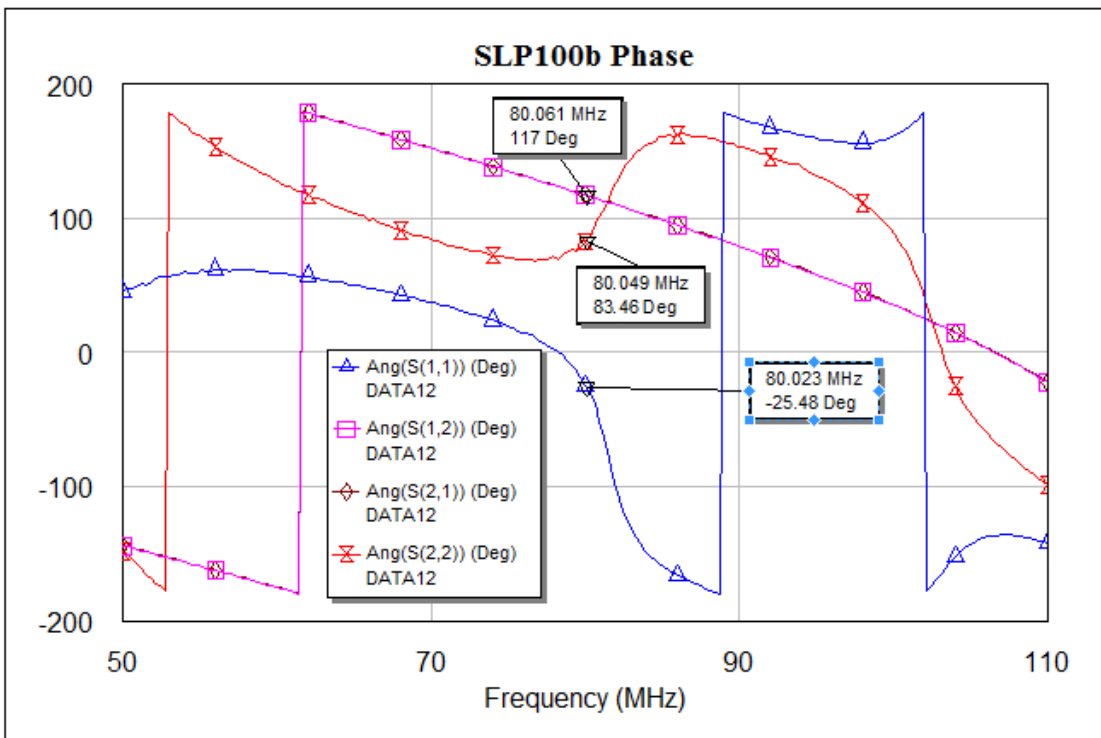
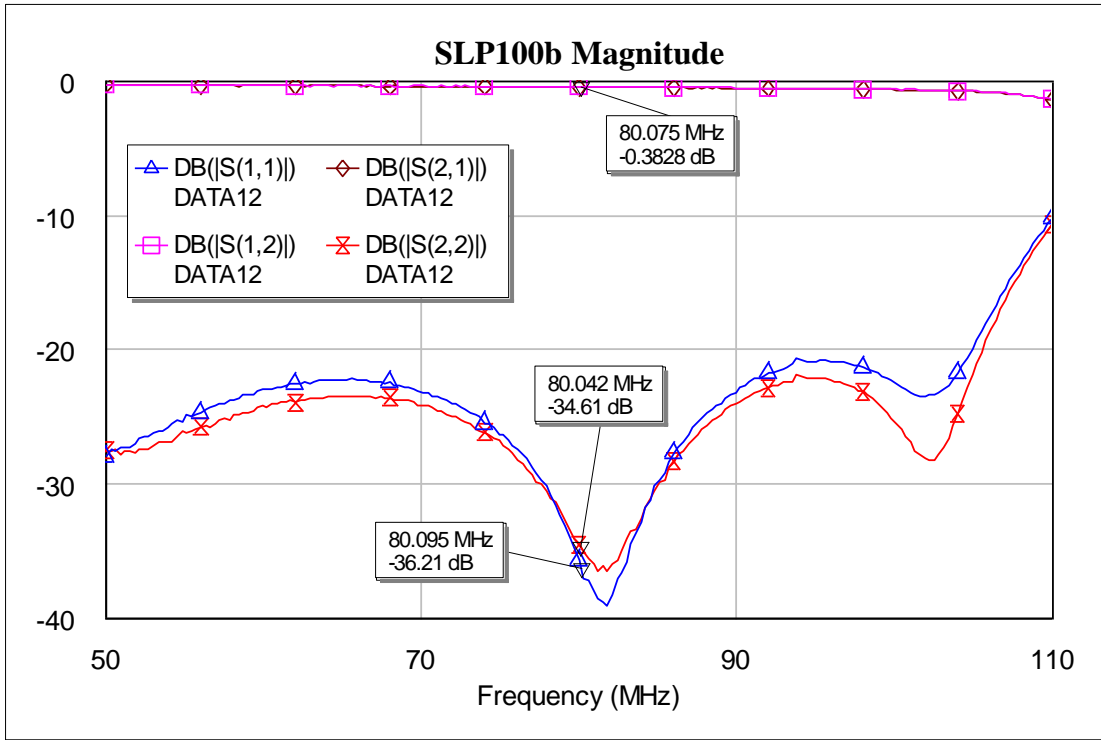


4.7.1.3 MEDIDAS Y CARACTERIZACIÓN

i. (1)



ii. (2)



4.7.2 BPF 80 MHz

4.7.2.1 CARACTERÍSTICAS GENERALES

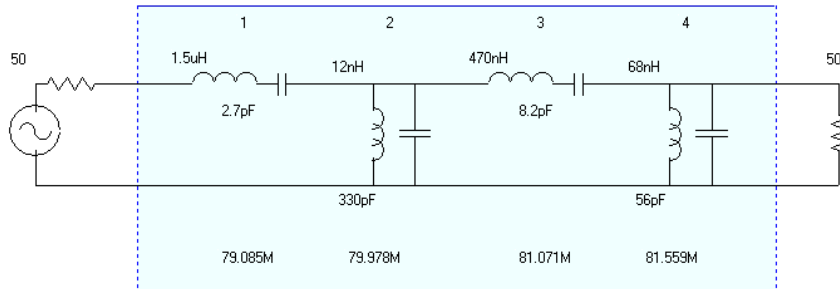
Fabricante	UC3M
Modelo	BPF 80 MHz
Número de serie	(1)1 (2)2
Otros	

(1)		
(2)		

4.7.2.2 DATOS DE DISEÑO

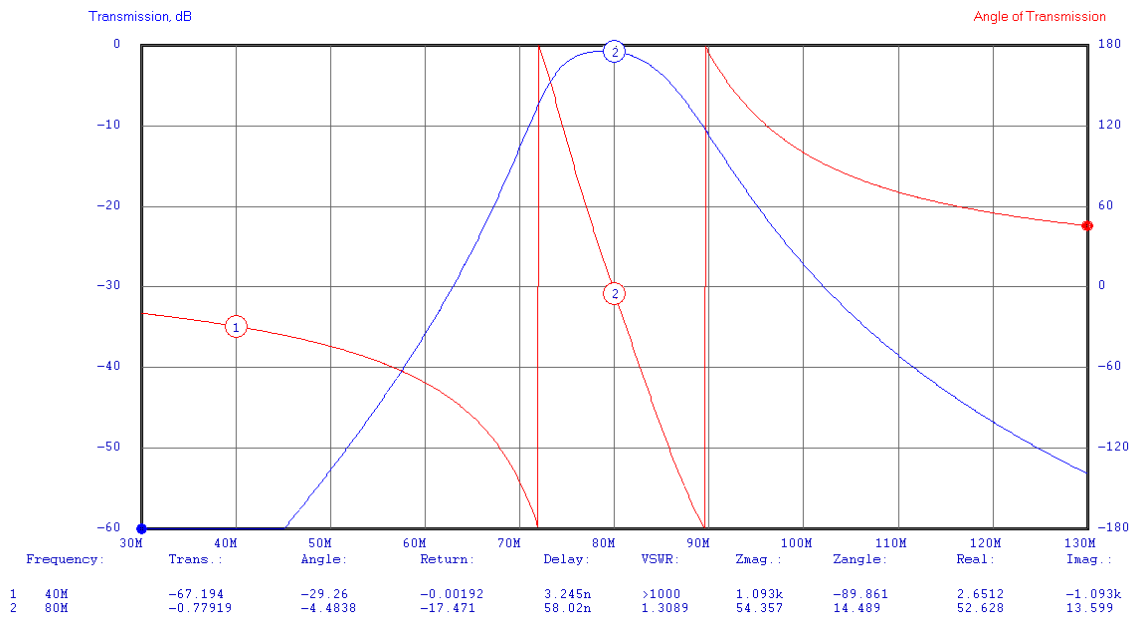
i. FILTRO PASO-BANDA 80 MHz 4º ORDEN

I.1.1.1.1.1 ESQUEMÁTICO



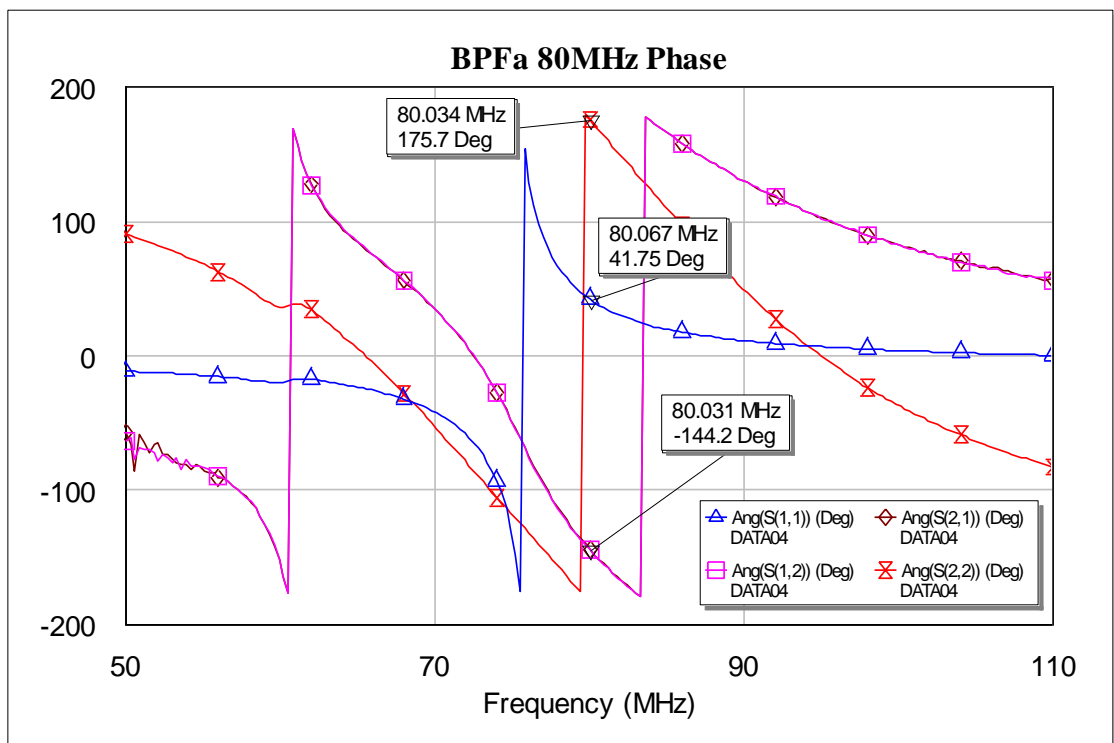
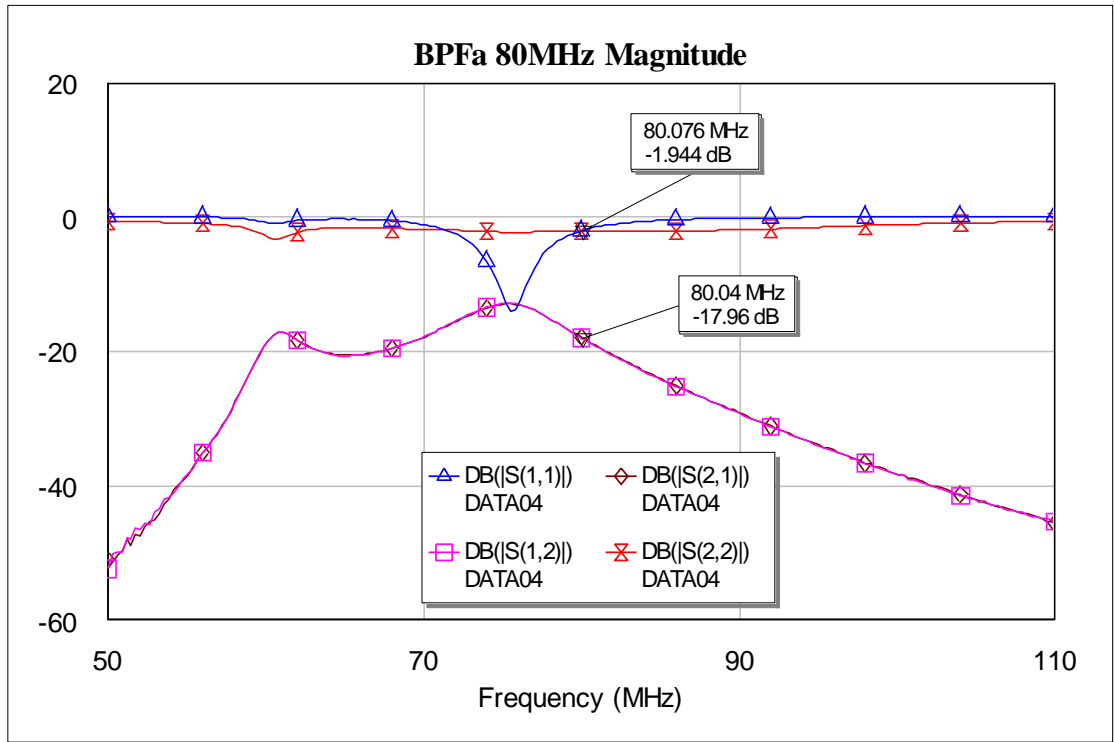
Bandwidth: 10M
Center: 80M
Family: Bessel

I.1.1.1.1.2 DIAGRAMA DE BODE



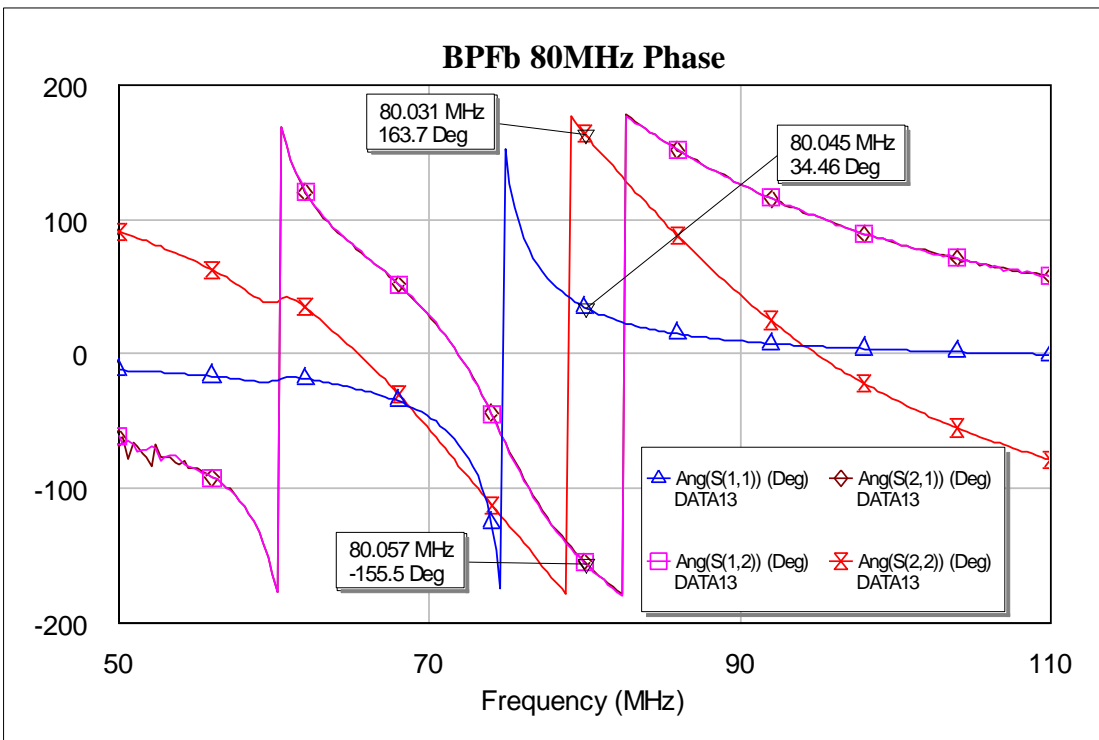
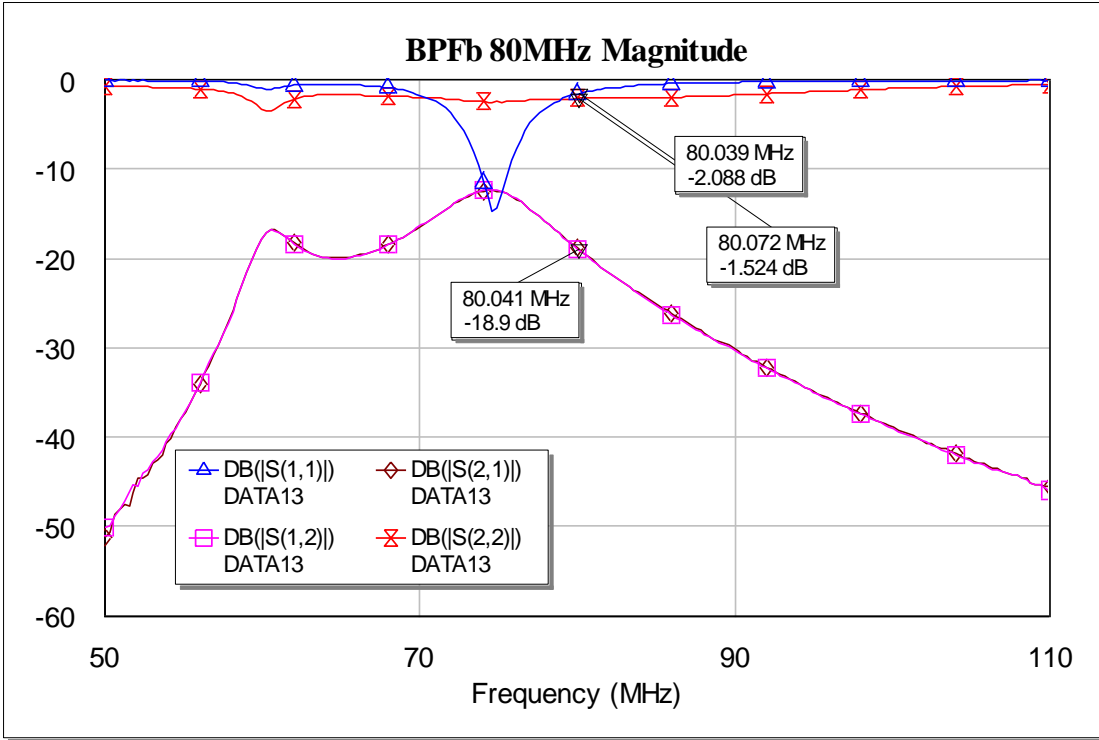
4.7.2.3 MEDIDAS Y CARACTERIZACIÓN

i. (1)





ii. (2)



4.7.3 BPF 40 MHz

4.7.3.1 CARACTERÍSTICAS GENERALES

Fabricante	UC3M
Modelo	BPF 40 MHz
Número de serie	(1)1 (2)2
Otros	

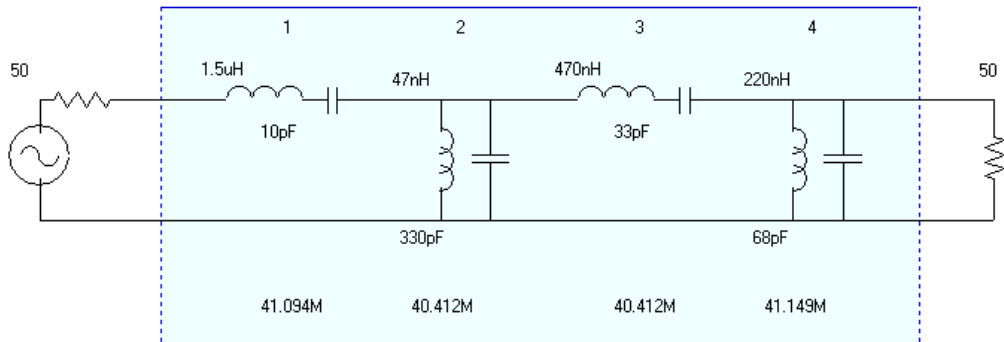
(1)


(2)


4.7.3.2 DATOS DE DISEÑO

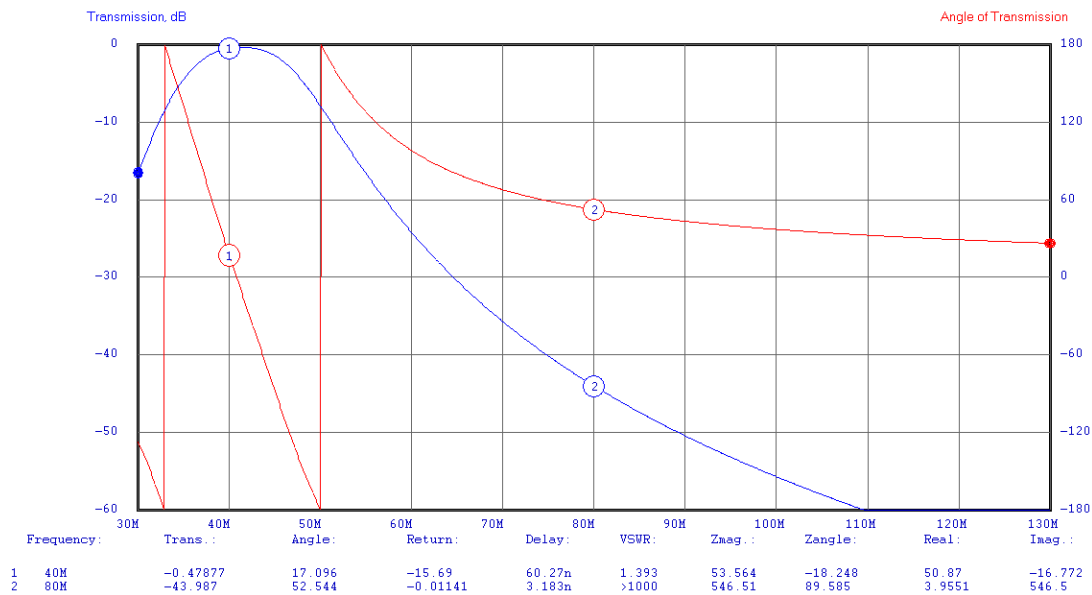
i. FILTRO PASO-BANDA 40 MHz 4º ORDEN

I.1.1.1.1.1.3 ESQUEMÁTICO



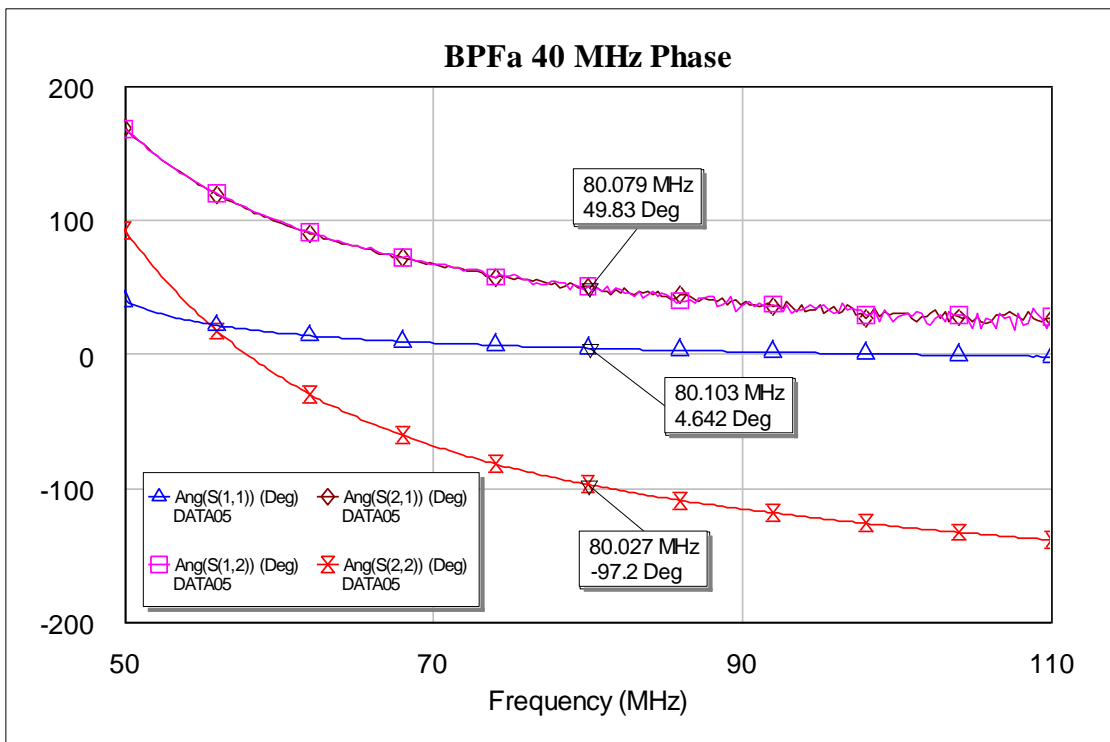
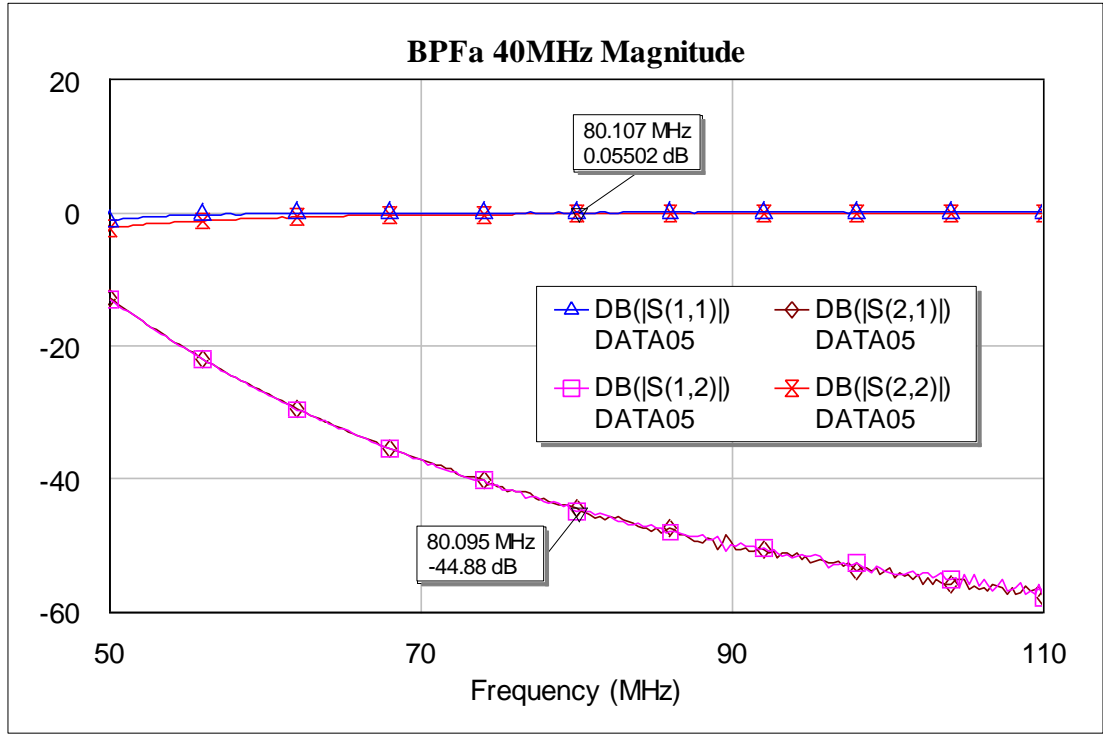
Bandwidth: 10M
Center: 40M
Family: Bessel

I.1.1.1.1.1.4 DIAGRAMA DE BODE



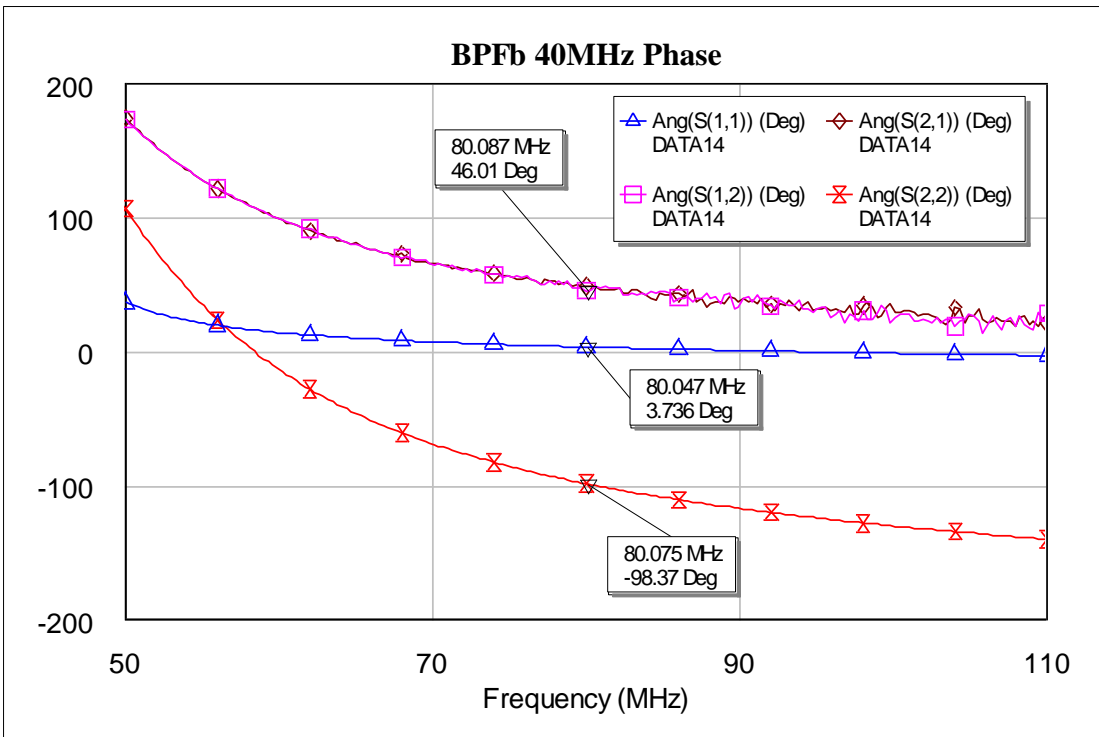
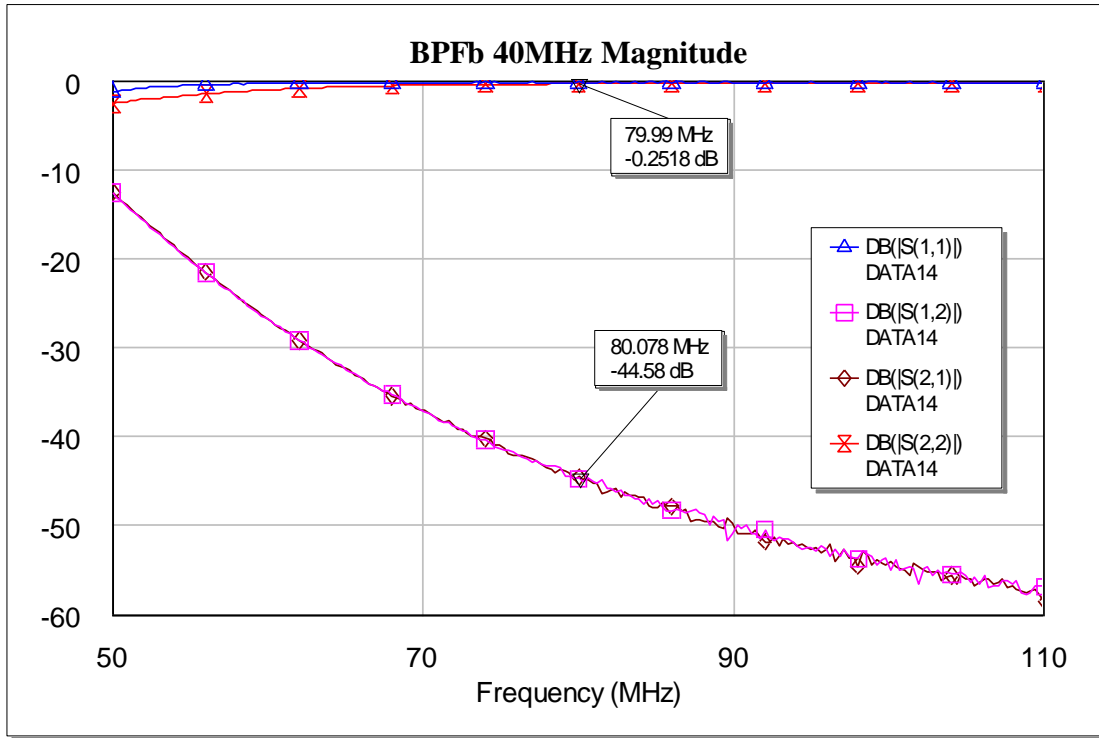
4.7.3.3 MEDIDAS Y CARACTERIZACIÓN

i. (1)





ii. (2)





5

ARRAY

FOTOVOLTAICO

VIGO SYSTEMS

PVM 10.6-C



TEST OF VIGO PHOTODETECTORS	
DETECTOR DESCRIPTION	MEASURED
Manufacturer: Vigo System S.A.	Resistance
Detector Type: PVM-10.6-C linear array 32x1	Noise voltage
Active Area, mm ² : 32x3.3x0.5	Spectral response using MIR8000 FTIR
Window: Ge AR 10.6	
Contract: ZS-130	
TEST CONDITIONS	CALCULATED
Ambient Temperature: 297 K	Voltage responsivity
Responsivity and Detectivity measurement accuracy: 20% or better	Noise density
	Detectivity

TEST RESULTS

Det. No	Responsivity V/W (10.6 μm)	Noise density nV/Hz ^{1/2}	Detectivity cmHz ^{1/2} /W (10.6 μm)	Detector Resistance Ω
1	0.17	1.7	1.3E+7	175
2	0.22	1.8	1.6E+7	190
3	0.21	1.7	1.6E+7	168
4	0.24	1.9	1.6E+7	213
5	0.21	1.7	1.6E+7	179
6	0.24	1.7	1.8E+7	181
7	0.19	1.7	1.5E+7	168
8	0.22	1.8	1.5E+7	204
9	0.19	1.7	1.5E+7	167
10	0.23	1.7	1.7E+7	178
11	0.23	1.7	1.8E+7	169
12	0.21	1.8	1.5E+7	197
13	0.22	1.7	1.6E+7	182
14	0.24	1.6	1.9E+7	164
15	0.19	1.6	1.5E+7	162
16	0.21	1.7	1.6E+7	170
17	0.21	1.7	1.5E+7	186
18	0.21	1.6	1.6E+7	164
19	0.25	1.7	1.9E+7	168
20	0.24	1.8	1.7E+7	196
21	0.24	1.7	1.9E+7	168
22	0.21	1.7	1.6E+7	168
23	0.21	1.7	1.6E+7	173
24	0.19	1.7	1.4E+7	175
25	0.25	1.8	1.8E+7	201
26	0.22	1.8	1.6E+7	195
27	0.24	1.8	1.7E+7	190
28	0.21	1.7	1.6E+7	181
29	0.23	1.7	1.8E+7	172
30	0.24	1.6	1.9E+7	166
31	0.22	1.8	1.5E+7	205
32	0.22	1.8	1.6E+7	188

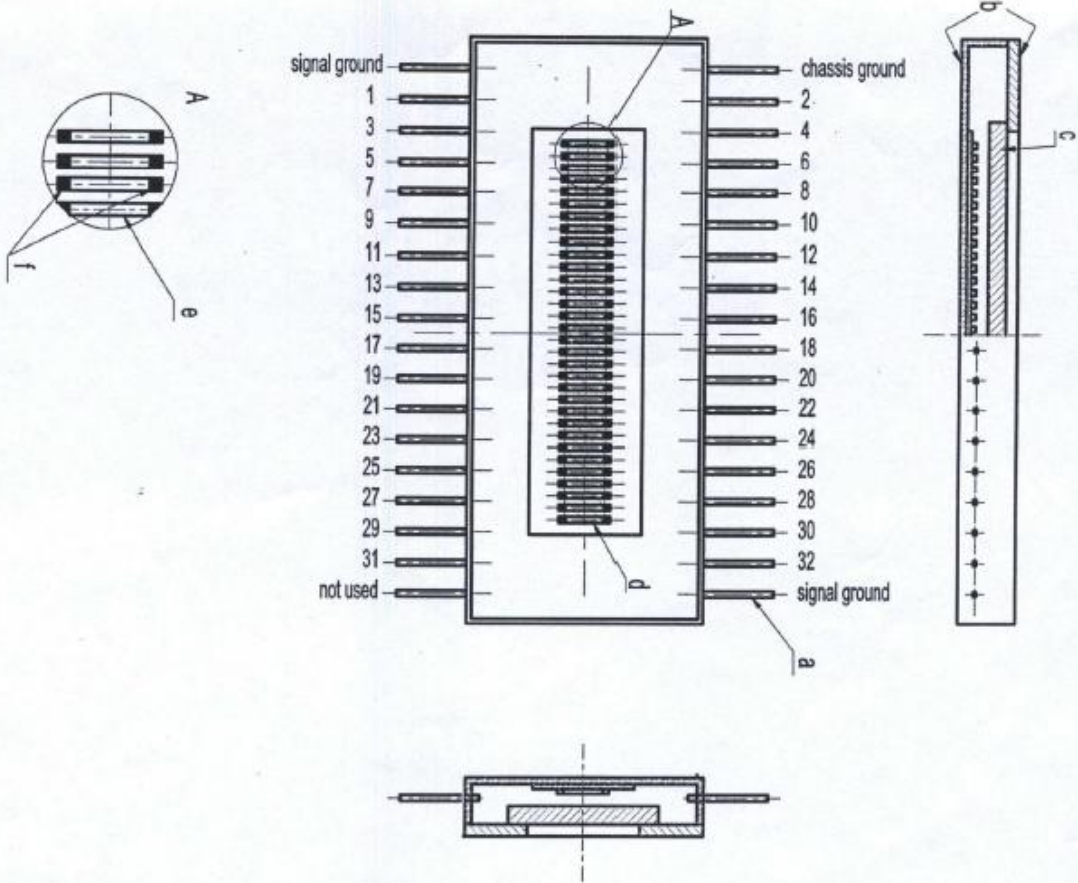
TEST OPERATOR.....M. Pędzińska *M. Pędzińska*

DATE: 28.11.2008

QUALITY CONTROL.....J. Pawluczyk *J. Pawluczyk*

DATE: 28.11.2008

Linear array of 32 PVM detectors, S/N L 101, manufactured by Vigo System



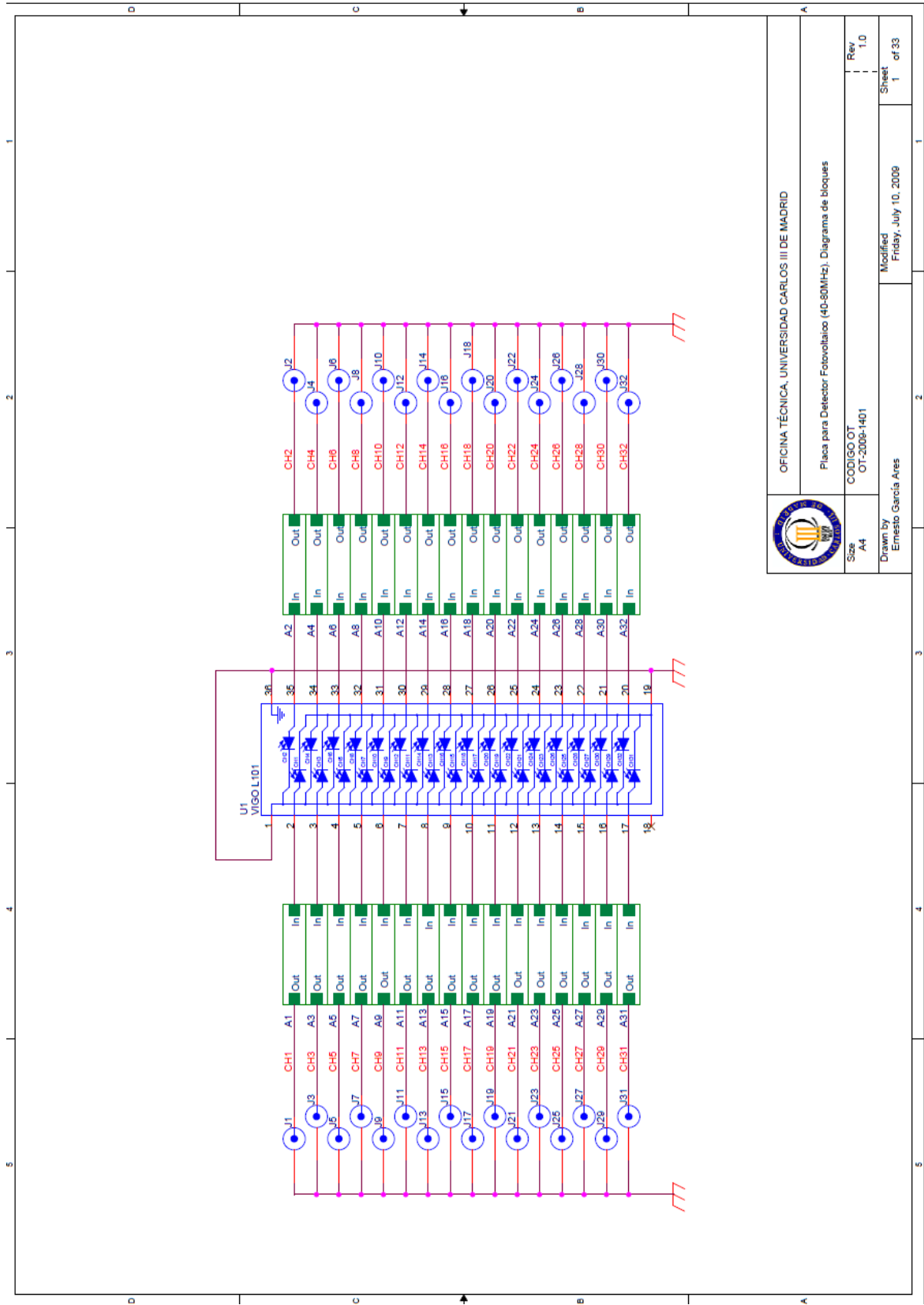
Part mark	Part description
a	Pin (electrical lead of flat-pack)
b	Metal case of flat-pack
c	Window plate, Ge AR 10.6
d	Optical area of detector linear array
e	Photosensitive element - one of 32 detectors in linear array
f	Contact pads of photosensitive element





6

ESQUEMA ELÉCTRICO PLACA ARRAY FOTOVOLTAICO



OFICINA TÉCNICA, UNIVERSIDAD CARLOS III DE MADRID

Placa para Detector Fotovoltaico (40-80MHz). Diagrama de bloques

CODIGO OT OT-2009-1401

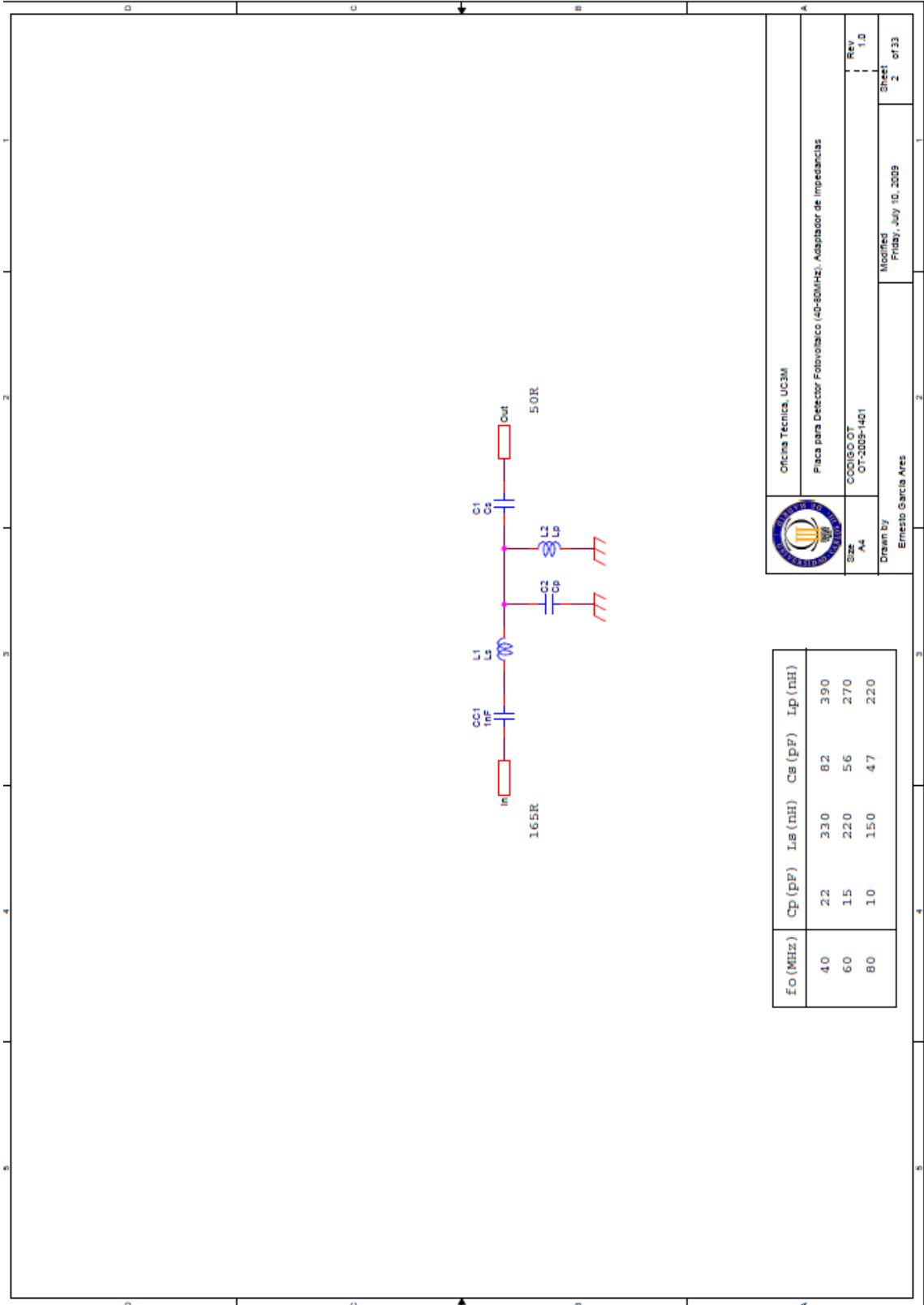
Size A4

Rev 1.0

Drawn by Ernesto García Ares

Modified Friday, July 10, 2009

Sheet 1 of 33



f_0 (MHz)	C_p (pF)	L_s (nH)	C_s (pF)	I_p (nH)
4.0	2.2	3.3	8.2	3.9
6.0	1.5	2.2	5.6	2.7
8.0	1.0	1.5	4.7	2.2

		Oficina Técnica, UC3M	
		Placa para Detector Fotovoltaico (40-80MHz), Adaptador de Impedancias	
Size	A4	CODIGO OT	OT-3009-1401
Drawn By	Ernesto García Arés	Modified	Friday, July 10, 2009
REV	1.0	Sheet	2 of 33



Universidad
Carlos III de Madrid



REFERENCIAS



Universidad
Carlos III de Madrid

Acedo, P. (2000). Tesis Doctoral. *Interferometría láser heterodina para diagnóstico en plasmas de fusión. Experimentos y medidas realizados en el Stellarator TJ-II y el Tokamak C-Mod*. Leganés: Universidad Carlos III de Madrid.

Acedo, P., Lamela, H., Sánchez, M., Estrada, T., & Sánchez, J. (2004). CO₂ He-Ne two-color laser interferometry for low and medium electron density measurements in the TJ-II Stellarator. *Review of Scientific Instruments*. Vol. 75, Nº 11. , 4671-4677.

Acedo, P., Pedreira, P., Criado, A., Lamela, H., Sánchez, M., & Sánchez, J. (2008). Calibration of a High Spatial Resolution Laser Two-Color Heterodyne Interferometer for Density Profile Measurements in the TJ-II Stellarator. *Review of Scientific Instruments - HTPD*. Vol. 79, Nº 10 .

Acedo, P., Pedreira, P., Criado, A., Lamela, H., Sánchez, M., & Sánchez, J. (11-15 May 2008). High spatial resolution laser two-color heterodyne interferometer for density profile measurements in the TJ-II Stellarator. *17th Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics*. Albuquerque, New Mexico, USA.

Acedo, P., Pedreira, P., Criado, A., Lamela, H., Sánchez, M., & Sánchez, J. (9-13 June 2008). Systematic study of the sources of error in the high spatial resolution two-color laser interferometer for the TJ-II Stellarator. *35th EPS Plasma Physics Conference*. Hersonissos, Crete, Greece.

Airila, M., & al, e. (2005). Sightline Optimization of the Multichannel Laser Interferometer for W7-X. *Review of Scientific Instruments* Vol. 76.

Akiyama, T., Tanaka, K., Vyacheslavov, L., Sanin, A., Tokuzawa, T., Ito, Y., y otros. (2003). CO₂ laser imaging interferometer for high spatial resolution electron density profile measurements on LHD. *Review of Scientific Instruments*. Vol. 74, Nº 3 , 1638-1641.

Alejaldre, C., & al, e. (1990). TJ-II Project: A flexible Helic Stellarator. *Fusion Technology*. Vol. 17 , 131-139.

Baker, D., & Lee, S. (1978). Dual Laser Interferometer for Plasma Density Measurements on Large Tokamaks. *Review of Scientific Instruments*. Vol 49, Nº 7 , 919-922.

Ditchburn, R. W., & Fernández Ferrer, J. (1982). Capítulo 10. Detección y medida de la radiación. En R. W. Ditchburn, & J. Fernández Ferrer, *Óptica*. Reverté.

Donné, A. (1995). High spatial resolution interferometry and polarimetry in hot plasmas. *Review of Scientific Instruments*. Vol. 66, Nº 6 , 3407-3423.



(1996). Chapter 2. Analysis of Two-Dimensional Signals and Systems. En J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics. Second edition*. McGraw-Hill Series in Electrical and Computer Engineering.

Guzmán, F. (2004). Master of Science Degree Thesis. *Real-Time Spatially Resolving Phasemeter for LISA Pathfinder*. Hanover: Max Planck Institute for Gravitational Physics.

Hallock, G., Gartman, M., Castles, R., Chiang, K., & Rahman, A. (1990). TEXT upgrade far-infrared interferometer system. *Review of Scientific Instruments*. Vol. 61, Nº 10, 2893-2895.

Hariharan, P. (1992). Appendix 1. Heterodyne Interferometry. En *Basics of Interferometry*. Academic Press, Inc.

(1992). Chapter 1. Introduction. En P. Hariharan, *Basics of Interferometry*. Academic Press, Inc.

(1992). Chapter 2. Interference: A primer. In P. Hariharan, *Basics of Interferometry*. Academic Press, Inc.

(1992). Chapter 3. Two beams interferometers. En P. Hariharan, *Basics of Interferometry*. Academic Press, Inc.

Hutchinson, I. (1987). *Principles of Plasma Diagnostics*. Cambridge University Press.

Irby, J., Marmar, E., Sevillano, E., & Wolfe, S. (1988). Two-color interferometer system for ALCATOR C-MOD. *Review of Scientific Instruments*. Vol. 59, Nº 8, 1568-1570.

Krauss, H. L., Bostian, C. W., & Raab, F. H. (1980). Chapter 2. Electrical noise. En H. L. Krauss, C. W. Bostian, & F. H. Raab, *Solid State Radio Engineering*. John Wiley & Sons.

Lamela, H., Acedo, P., & Irby, J. (2001). Laser Interferometric Experiments for the TJ-II Stellarator Electron-density Measurements. *Review of Scientific Instruments*. Vol. 72, Nº 1, 96-102.

Ma, C., Hutchinson, D., Richards, R., Irby, J., & Luke, T. (1995). CO₂ laser polarimetry for measurement of plasma current profile in Alcator C-Mod. *Review of Scientific Instruments*. Vol. 66, Nº 1, 376-378.

Oppenheim, A. V., & Willsky, A. S. (1996). Chapter 7. Sampling. En A. V. Oppenheim, & A. S. Willsky, *Signals and Systems. 2nd edition*. Prentice Hall.

Pedreira, P., Esteban, L., Criado, A., Acedo, P., Sánchez, M., & Sánchez, J. (29 June - 3 July 2009). Works toward the evaluation of the ultimate spatial resolution of the new two-color heterodyne interferometer for electron



density measurements in the TJ-II Stellarator. *36th EPS Plasma Physics Conference*. Sofia, Bulgaria.

Ruíz Llata, M. (1998). Desarrollo de la electrónica de detección de fase para el interferómetro láser heterodino a dos colores del Stellarator TJII. *Proyecto Fin de Carrera*. Universidad Carlos III de Madrid.

(1991). Chapter 2. Wave Optics. In B. E. Saleh, & M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*. John Wiley & Sons, Inc.

(1991). Chapter 3. Beam Optics. In B. E. Saleh, & M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*. John Wiley & Sons, Inc.

Sánchez, J., & al, e. (1998). Diagnostic Systems for the TJ-II flexible Helic. *Plasma Fusion Res. SERIES. Vol. 1*, 338-341.

(1983). Chapter 4. Wave interference. En W. Steel, *Interferometry*. Cambridge University Press.

Surrel, Y. (s.f.). Fringe Analysis. *National Institute of Metrology, CNAM/INM*.

Tanaka, K., & al, e. (2004). Precise density profile measurements by using a two color YAG/CO₂ laser imaging interferometer on LHD. *Review of Scientific Instruments. Vol. 75, Nº 10*, 3429-3432.

Véron, D., Certain, J., & Crenn, J. (1977). Multichannel Interferometer for electron Density Profile Measurement of Tokamak Plasmas. *Journal of Optical Society of America. Vol. 67, Nº 7*, 964-967.