

DEPARTAMENTO DE FÍSICA APLICADA I
ELECTROMAGNETISME

SENSORES DE FIBRA ÓPTICA CODIFICADOS EN
FRECUENCIA MEDIDA DE VOLTAJE Y CORRIENTE

LLUÍS MARTÍNEZ LEÓN

UNIVERSITAT DE VALENCIA
Servei de Publicacions
2002

Aquesta Tesi Doctoral va ser presentada a Burjassot el día 12 de
Juliol de 2002 davant un tribunal format per:

- Dr. D. Alfredo Segura García del Río
- Dr. D. José Capmany Francoy
- Dr. D. Ignacio R. Matías Maestro
- Dr. D. Javier Pelayo Zueco
- Dr. D. José Luis Cruz Muñoz

Va ser dirigida per:
Prof. Dr Miguel V. Andrés Bou

©Copyright: Servei de Publicacions
Lluís Martínez León

Depòsit legal:

I.S.B.N.:84-370-5631-4

Edita: Universitat de València
Servei de Publicacions
C/ Artes Gráficas, 13 bajo
46010 València
Spain
Telèfon: 963864115

VNIVERSITAT VALÈNCIA

Departament de Física Aplicada i Electromagnetisme



SENSORES DE FIBRA ÓPTICA CODIFICADOS EN FRECUENCIA: MEDIDA DE VOLTAJE Y CORRIENTE

TESIS DOCTORAL
Lluís Martínez León
Abril de 2002

D. Miguel V. ANDRÉS BOU, Profesor Titular de Física Aplicada de la Universitat de València

CERTIFICA: que la presente memoria “Sensores de fibra óptica codificados en frecuencia: medida de voltaje y corriente”, resume el trabajo de investigación realizado, bajo su dirección, por D. Lluís Martínez León y constituye su Tesis para optar al grado de Doctor.

Y para que conste y en cumplimiento de la legislación vigente, firma el presente certificado en Burjassot, a veinticuatro de abril de dos mil dos.

Fdo.: Dr. Miguel V. Andrés Bou

Una tesis doctoral recoge los frutos de una siembra realizada años atrás, cuando se decide plantar una nueva variedad de cultivo que parece prometedora. Las semillas se entierran con la mirada desconfiadamente puesta en el cielo, inspeccionado a la espera de las nubes que han de traer el esperado riego. Cuando llegan las primeras lluvias, aparecen frágiles los tiernos brotes de las plantas más precoces. En el campo, que ha dejado de ser un árido erial, los tallos se elevan imperceptiblemente jornada a jornada. De vez en cuando hace falta enderezar los pequeños vástagos, aunque con fuerza van extendiendo las raíces bajo la tierra, mientras sus hojas ocupan el vacío que les pertenece. Un día el campo se cubre de color, y casi sin darse cuenta llega el momento de iniciar la cosecha.

El experto conocedor de la botánica, de las técnicas agronómicas, que conoce de memoria cada estría de los troncos, y cada nervio de las hojas es mi director de tesis. Te enseña cómo levantar la azada para cavar el surco que hará fluir el agua para regar el plantel, cómo reconocer el ejemplar enfermo y te aconseja cómo conseguir frutas más dulces. Se ilusiona con el resultado de un nuevo injerto, y se preocupa noche y día por que el cultivo crezca con fuerza. Esa es la manera de trabajar de Miguel: profesional, honesta y de amplias miras. Sirvan estas líneas para agradecerle su completa labor, su dedicación y el interés demostrado en estos años tanto a nivel científico como personal.

La misma tierra es trabajada por mucha gente cercana, que con energía y buen hacer aprovechan cada gota de savia. Por ello, quisiera agradecer al equipo de investigadores más curtidos y de jóvenes investigadores de Fibras y de Semiconductores su esfuerzo y todo el apoyo y colaboración que he recibido durante estos años. Asimismo, quiero expresar todo mi aprecio y reconocimiento al conjunto del Departamento. Desde los primeros días a estos últimos tiempos, no somos pocos los que hemos compartido nuestras horas de trabajo en el laboratorio o en el despacho, los cursos, el café de la mañana que parece que no ha acabado de arreglar el mundo, la bulliciosa hora de la comida, la excursión a la máquina de café, las reuniones o el empujar alguna que otra caja por los pasillos del Departamento. Con unos u otros, la lucha contra una fibra que se resistía a la máquina empalmadora, contra un código indescifrable, la domesticación de una

pieza mecánica, la búsqueda del contacto que falla o el envío de tal papel, quedan en la memoria como imágenes indelebles del trabajo cotidiano.

Quiero también agradecer a la empresa Electrotécnica Arteche su apuesta por la Investigación y Desarrollo y su apoyo a la labor investigadora que hemos realizado, y en particular a Adolfo Íbero y José Miguel Nogueiras por su siempre fructífera y cálida colaboración.

Todos los miembros del Área de Óptica de la *Universitat Jaume I* de Castelló han propiciado con su acogida que me haya sentido como en casa desde el primer día. Gracias por toda la comprensión y ayuda de estos meses.

A nivel más personal, quiero acordarme en estas líneas de todos los que han estado más próximos en este tiempo. Aquellos que no sólo hemos convivido dentro, sino también fuera de la Universidad, en cenas, *despedidas de licenciado*, aventuras múltiples, *A las once en el Lisboa* o *A las nueve en las Torres*, reuniones informales de *Ximo Instruments* o, recientemente, mis nuevos compañeros de Ciencias Experimentales; todos los que acudimos a las sesiones del *Macarena*; aquellos se encuentran a más de un tiro de piedra; mis amigos de Inglés, l@s niñ@s de Amnistía, mi familia y los amigos *de siempre*.

Finalmente, estas últimas líneas van dirigidas a mi madre y mis hermanos, que con paciencia también han ido viviendo de cerca el desarrollo de esta tesis, por su apoyo incondicional y por tener la suerte de contar con los cinco. Esta memoria está dedicada a ellos.

ÍNDICE

Capítulo 1: Introducción

1.1. Proyecto de tesis doctoral	1
1.2. Sensores de fibra óptica de voltaje y corriente	2
1.3. Objetivos de la tesis doctoral	10
1.4. Contenido de la memoria	11

Capítulo 2: Modulación de fase: codificación en frecuencia

2.1. Introducción	15
2.2. Modulación de fase de una señal óptica	16
2.3. Detección coherente	20
2.4. Interferómetro Mach-Zehnder	23
2.5. Análisis de la señal de salida del interferómetro Mach-Zehnder	28

Capítulo 3: Bobinados de fibra sobre transductores piezoeléctricos y magnetostriictivos

3.1. Introducción	33
3.2. Piezoelectricidad	34
3.3. Magnetostricción	42
3.4. Bobinados sobre transductores cilíndricos	48
3.5. Bobinados multicapa	54

Capítulo 4: Montaje y caracterización de los sensores

4.1. Introducción	61
4.2. Descripción de los componentes empleados	62
4.3. Montaje de los sensores	68
4.4. Procedimiento de calibración	70
4.5. Calibración de los sensores de voltaje	73
4.6. Calibración de los sensores de corriente	82

Capítulo 5: Respuesta de los sensores en función de la temperatura

5.1. Introducción	87
5.2. Evaluación de los efectos de la temperatura en los transductores piezoeléctricos	

como moduladores de fase	88
5.3. Medida de la respuesta en temperatura de los sensores de voltaje	90
5.4. Compensación de la dependencia con la temperatura de los sensores de voltaje	94
5.5. Estudio de la respuesta en temperatura de los sensores de corriente	104
Capítulo 6: Reconstrucción de la señal de excitación	
6.1. Introducción	107
6.2. Reconstrucción por el <i>método de paso por cero</i>	108
6.3. Reconstrucción por el <i>método de recuento de franjas</i>	112
Capítulo 7: Valoraciones finales	
7.1. Introducción	121
7.2. Resumen del trabajo realizado	123
7.3. Conclusiones	124
7.4. Desarrollos futuros del trabajo realizado	125
Índice de figuras	129
Índice de tablas	130

Capítulo 1

Introducción

1.1. Proyecto de tesis doctoral

Esta memoria presenta el trabajo de tesis doctoral titulado “Sensores de fibra óptica codificados en frecuencia: medida de voltaje y corriente”, que ha sido desarrollado en el Departamento de Física Aplicada y Electromagnetismo de la *Universitat de València*, bajo la dirección del Dr. Miguel V. Andrés. La investigación se fundamenta en varias de las líneas de trabajo del Laboratorio de Fibras Ópticas, que cuenta con una dilatada experiencia en el tema de sensores, así como en interferómetros de fibra y en dispositivos moduladores basados en materiales piezoeléctricos y magnetostrictivos. El equipo investigador del Laboratorio de Fibras Ópticas está integrado en el grupo de Semiconductores y Fibras Ópticas del Instituto de Ciencia de los Materiales de la *Universitat de València* (ICMUV), y constituye, junto a otros investigadores, el grupo de investigación interdepartamental Guías de Ondas y Fibras Ópticas, grupo reconocido por la Generalitat Valenciana.

Este estudio sobre sensores de fibra codificados en frecuencia se ha financiado fundamentalmente con el contrato de investigación “Desarrollo de sensores de fibra óptica” suscrito con la empresa Electrotécnica Artech, S. A., y en parte con el proyecto CICYT-FEDER 1FD97-0684, denominado “Sensores de fibra óptica para la medida de la corriente y el voltaje en tendidos de alta tensión”, en el que han participado las empresas Iberdrola, S. A., y Electrotécnica Artech, S. A. El trabajo se inicia en febrero de 1998, con el objetivo de demostrar la viabilidad de diseñar sensores de fibra óptica sencillos y

codificados en frecuencia. Posteriormente, la ejecución satisfactoria de fases sucesivas del proyecto ha conducido a la realización de varios prototipos. El trabajo realizado en el marco del proyecto 1FD97-0684 (junio 1999 – diciembre 2001) nos ha permitido estudiar distintos sistemas sensores (unos fundamentados en el efecto Faraday y otros en redes de Bragg, esencialmente), todos ellos orientados a la medida de voltaje y corriente en instalaciones de generación o distribución de energía eléctrica, y con el objetivo de poder establecer las ventajas e inconvenientes de las distintas alternativas en base a la realización de nuestros propios montajes experimentales.

En esta Introducción, describiremos los objetivos de la tesis pero antes, en el siguiente apartado, resumimos las características comunes de los sensores de fibra óptica y el estado actual de la investigación sobre sensores ópticos de voltaje y corriente. Terminaremos el capítulo de introducción avanzando el contenido de las restantes secciones de esta memoria.

1.2. Sensores de fibra óptica de voltaje y corriente

Dentro del concepto de sensores de fibra óptica¹ deben incluirse todos aquellos sistemas de medida que contengan fibra óptica, cuenten con al menos una fuente de luz y contemplen una modificación de la señal de luz, producida por la magnitud a medir, que pueda ser detectada y cuantificada. Sensores de estas características se utilizan en aplicaciones tan dispares como la detección submarina², la monitorización de tensiones mecánicas en distintas clases de estructuras³, los giróscopos⁴, la medida de temperatura⁵, o los sensores químicos⁶ y biomédicos, entre algunos ejemplos. Desde hace más de dos décadas, diversas propuestas se encuentran en condiciones de competir con los sensores convencionales. A pesar de que el funcionamiento de los sensores clásicos está muy bien establecido, los sensores de fibras suponen a menudo la única alternativa eficiente para nuevas aplicaciones (como por ejemplo en el caso de la medida de deformaciones de estructuras de obra civil), además de poder ofrecer ventajas específicas en relación a las soluciones más tradicionales.

Respecto al caso particular de los sensores de corriente y voltaje, cabe destacar la importancia socioeconómica de poder disponer de sistemas de medida adecuados en las instalaciones de generación, y en las cada vez más complejas redes de distribución, en una época en la que aumenta progresivamente el consumo eléctrico general y van apareciendo nuevos clientes industriales. Al conectar a la red las complicadas cargas de las instalaciones

productivas, se incrementa el ruido y los transitorios en la señal, que requieren ser medidos con exactitud para una correcta gestión de la red. Las compañías eléctricas no pueden permitirse medir de manera poco precisa, y además necesitan disponer de una información continua del estado de la red mediante la monitorización de múltiples puntos de la misma. A medida que, en relación a la creciente demanda, se elevan los niveles de voltaje y la complejidad de las líneas, el tamaño, el peso y finalmente el coste de los sensores de corriente y voltaje convencionales crecen proporcionalmente. Si bien los sensores tradicionales presentan diversas limitaciones, sus resultados están ampliamente contrastados, y sólo en la medida que los sistemas alternativos que se propongan presenten claras ventajas será realista predecir la sustitución de unos por otros. Una ventaja de los sensores de fibra óptica, que quiero destacar en estos momentos, es la naturaleza dieléctrica de la fibra y, en consecuencia, la posibilidad de simplificar substancialmente el aislamiento de las cabezas sensoras respecto a tierra. Con ello, se reduce la contaminación asociada a la rotura de los aislantes en caso de accidente y, también, el coste de los mismos. La sustitución de las líneas de transmisión de cobre por fibras ópticas supone otra ventaja destacable, al facilitar, por ejemplo, la monitorización de sensores a grandes distancias e incorporar todas las ventajas de los sistemas de comunicaciones ópticas. Para que los sensores de fibra óptica acaben de fructificar, el avanzado estado de desarrollo de los componentes y sistemas de fibra necesita complementarse con un esfuerzo por idear formas sencillas y robustas de monitorizar el estado de los elementos sensores, los cuales, a su vez, deberán ser robustos y presentar alta sensibilidad.

Los sensores de fibra suelen clasificarse en intrínsecos y extrínsecos. En los primeros, la interacción que fundamenta la medida ocurre en el interior de un dispositivo construido con la propia fibra, mientras que en los segundos la fibra sólo se aprovecha para guiar la luz hasta el elemento sensor y recoger la salida del mismo, que es externo a la fibra. Los sensores de fibra también se clasifican en puntuales, cuando se evalúa una magnitud en un lugar específico, distribuidos, si la medida es continua a lo largo de la fibra, o casi distribuidos, cuando mediante alguna técnica de multiplexación el sistema incorpora una serie de sensores puntuales distribuidos a lo largo de la fibra. La técnica más común de monitorización de un sensor distribuido corresponde a las medidas de OTDR (Reflectometría Óptica en el Dominio del Tiempo), empleada para medir, por ejemplo, la distribución de temperatura a lo largo de una fibra por dispersión Raman^{5, 7}, Rayleigh o Brillouin⁸.

En cuanto a la forma de codificar la información, los sensores de fibra pueden valerse de varios parámetros de la luz como son su frecuencia o longitud de onda, la intensidad, la fase y la polarización. Finalmente, el detector óptico que se emplee proporcionará una señal eléctrica. Podemos distinguir, en estos momentos, tres grandes grupos de sensores. En primer lugar, los codificados en amplitud, en los que la intensidad óptica se relaciona directamente con la magnitud a medir, idealmente mediante una relación lineal. En segundo lugar, los sensores codificados en frecuencia, en los que la intensidad de la señal óptica proporcionada por el sensor está modulada en frecuencia y dicha modulación es la que contiene la información de la magnitud a medir. Finalmente, en tercer lugar, los sensores codificados en longitud de onda en los que es el contenido espectral de la señal óptica, proporcionada por el sensor, el que contiene la información de la medida. Este último tipo de sensor se fundamenta principalmente en el empleo de redes de Bragg como elementos sensores.

Los sensores que estudiamos en este trabajo quedarían clasificados en el segundo grupo. Podemos avanzar que la codificación en frecuencia, junto a la codificación en longitud de onda, son formas muy robustas de codificar la información, por lo que este tipo de sensores presenta un interés intrínseco destacable.

Las ventajas generales de los sensores de fibra óptica^{1, 9} frente a otras clases de dispositivos radican en las siguientes propiedades:

- Son ligeros y de tamaño reducido, lo que puede facilitar su transporte, instalación y mantenimiento.
- La capacidad de multiplexación de sensores es alta^{2, 10}. Además, la posibilidad de compatibilizar en una misma red de fibra las aplicaciones de comunicaciones con las de metrología permite incrementar su eficiencia. La multiplexación de sensores en una red reduce los costes al disminuir el número de fuentes de luz y de sistemas de detección necesarios, así como la longitud de la fibra de interconexión.
- Presentan un alto grado de inmunidad a la interferencia electromagnética.
- Son intrínsecamente aislantes. En una red de alta tensión, los sensores de fibra de voltaje y corriente garantizan la separación galvánica entre el punto de medida a alto voltaje y los equipos de lectura, a tierra, en contraste con la inseguridad potencial de los cables conductores presentes en los sistemas de medida convencionales.

- No necesitan alimentación eléctrica en el punto de medida.
- El coste de la fibra es bajo o por lo menos más competitivo que el de una línea de transmisión de cobre.
- Pueden trabajar en entornos peligrosos, como son los radioactivos⁷, permiten la operación remota y son mínimamente invasivos.
- Generalmente proporcionan un amplio ancho de banda (necesario en sensores de voltaje y corriente para la medida de armónicos y transitorios).
- Los sensores ópticos intrínsecos pueden ofrecer un gran rango dinámico, sin saturación, ni histéresis, al no existir un límite de saturación de las propiedades de la luz medidas.
- La conexión de las señales ópticas de salida con instrumentos electrónicos es fácil y el nivel de las señales es compatible con el requerido en el procesado digital.

En particular, si se trata del empleo de sensores de corriente y voltaje en redes de alta tensión, se añade a estas características favorables la posibilidad de superar algunos inconvenientes de los dispositivos clásicos. Como ya se ha mencionado anteriormente, el sistema de aislamiento que requiere un transformador de medida convencional es una fuente de problemas. Entre ellos, las devastadoras consecuencias de las faltas en los transformadores aislados con aceite, aceite que también cumple el papel de refrigerante del transformador. El estallido del recipiente del transformador presenta un riesgo para los operarios de la instalación, y produce el vertido del aceite contaminante. Asimismo, también causa un alto riesgo medioambiental otro tipo de aislante, el gas SF₆, de uso muy frecuente en transformadores, y que resulta bastante peligroso en caso de accidente. Otros problemas habituales aparecen al utilizar sensores convencionales con voluminosos y pesados núcleos magnéticos, que requieren aislamientos muy robustos, además de presentar histéresis y saturación. La saturación de los núcleos puede llegar a deformar la forma de onda de la señal, y proporcionar entonces una medida falseada, que dificulta tomar una decisión correcta en caso de falta, instante en que resulta crítico disponer de información fiable para decidir si la red debe ser desconectada.

Las aplicaciones de fibra óptica en las instalaciones de generación y distribución de electricidad no se limitan a la medida óptica de corriente y voltaje. La más básica supone la introducción de la fibra como soporte óptico para las comunicaciones con los sistemas de

medida convencionales instalados en la línea de alta tensión. La información de un sensor tradicional puede transmitirse mediante la fibra desde la parte de alto voltaje a la de tierra¹¹. Otras aplicaciones se centran en la monitorización de los transformadores de potencia, con la medida de la temperatura¹², el nivel del aceite y las vibraciones del núcleo. Las medidas de temperatura del aceite en distintos puntos del transformador permiten modelizar el gradiente y obtener información sobre el aislamiento y su envejecimiento. Los datos sobre vibraciones (normalmente del exterior del transformador, aunque también de los núcleos magnéticos¹³) informan sobre cargas transitorias o sobre fallos permanentes.

Si nos centramos en los sensores ópticos de corriente y voltaje, frente a la tradicional tecnología fundamentada en los fenómenos de inducción y capacidad, los sensores ópticos ofrecen múltiples opciones. Entre los sensores extrínsecos para la medida de tensión destacan los dispositivos de óptica integrada basados en el efecto electroóptico (por ejemplo en dispositivos de LiNbO_3). Este efecto genera una modificación anisótropa del índice de refracción del material (en el efecto Pockels la variación es lineal con el campo eléctrico), que puede medirse mediante una configuración polarimétrica¹⁴ o interferométrica¹⁵.

Otros sensores electroópticos también fundamentados en el efecto Pockels, pero construidos con componentes ópticos discretos, emplean cristales BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$)¹⁶, BTO ($\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$)¹⁷, niobato de litio (LiNbO_3)¹⁸ o cuarzo¹⁹. Cabe señalar que la familia de sensores electroópticos codifican la medida en la intensidad de la señal y que si el objetivo final es medir el voltaje, será necesario establecer una relación entre el campo eléctrico medido y el voltaje. En ese sentido, existen dos configuraciones posibles de medida del efecto Pockels²⁰, la longitudinal y la transversal, según se aplique al cristal el campo eléctrico en la misma dirección de propagación de la luz o en la perpendicular.

Los sensores ópticos de corriente se basan mayoritariamente en el efecto Faraday. Este efecto magnetoóptico puede describirse como una birrefringencia circular generada por el campo magnético que, para luz linealmente polarizada propagándose en la dirección del campo magnético, produce una rotación de la dirección de polarización. Si nos fijamos en los sensores construidos con componentes ópticos discretos, el esfuerzo investigador se ha centrado en la elección del medio material idóneo. Los cristales YIG ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, *Yttrium Iron Garnet*) han sido extensamente utilizados en esta clase de dispositivos²¹. Recientemente, se ha demostrado que una mezcla de granates de hierro y de tierras raras, que tienen efectos

Faraday con coeficientes térmicos opuestos, sirve para compensar la dependencia con la temperatura. Así, los cristales de $(\text{YbBiY})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, presentan mayor estabilidad térmica y doble eficiencia Faraday que el YIG²². La incorporación de bismuto aumenta la sensibilidad pero introduce histéresis²³. Otras propuestas²⁴ investigan la eficiencia de granates de hierro y Gd, o otros elementos como Bi, La, o Ga, películas de TbBi-IG, películas o cristales de Ce:YIG²⁵, cristales de SF_6 ²⁶ y de $\text{Cd}_{0.55}\text{Mn}_{0.45}\text{Te}$ ²⁷.

Los sensores de corriente fundamentados en el efecto Faraday son sensores codificados en amplitud y, al igual que en el caso de los electroópticos, es necesario establecer una relación entre el campo magnético medido y la corriente. Este último hecho constituye en principio una dificultad añadida, pero puede superarse diseñando configuraciones en las que la luz recorra un camino cerrado en torno a la corriente a medir. El teorema de Ampère nos garantiza que el efecto Faraday acumulado en un bucle cerrado está directamente determinado por la intensidad de la corriente. Para aproximarse a estas condiciones con varios cristales discretos, se pueden emplear pares de prismas complementarios entre los cristales magnetoópticos hasta cerrar el bucle²⁴. Otras configuraciones que prefieren preocuparse por obtener una gran sensibilidad utilizan un anillo magnético abierto como concentrador de campo²⁸.

Diseñar un sensor de corriente fundamentado en el efecto Faraday de la propia fibra óptica permite de forma natural aprovechar la propiedad que acabamos de mencionar. Los sensores de corriente extrínsecos como los descritos tienen una alta sensibilidad que se deriva de un efecto Faraday intenso, pero presentan problemas con el alineamiento y su desajuste con la temperatura. A pesar de que el efecto Faraday de la sílice es sensiblemente más débil, el empleo del efecto Faraday en fibra óptica es una de las opciones más estudiadas en el campo de los sensores ópticos de corriente, ya que su sensibilidad puede aumentarse incrementando la longitud de fibra bobinada. Sin embargo, estos sensores presentan un problema grave que aumenta al añadir más fibra. La birrefringencia lineal inducida por curvatura, junto a la birrefringencia lineal residual de la fibra, limita la sensibilidad²⁹, incluso impide la medida, e incrementa los efectos de la temperatura.

La medida del efecto Faraday en fibra suele realizarse mediante montajes polarimétricos o interferométricos. Los primeros requieren la orientación precisa de la polarización de entrada y de los ejes del analizador, pueden ofrecer un gran ancho de banda y su montaje es sencillo. Los segundos suelen estar constituidos por un interferómetro Sagnac, presentan una sensibilidad mayor, sobre todo en corriente continua, y su

realización es más compleja. Dependiendo de la longitud del interferómetro, son también más sensibles a vibraciones y perturbaciones externas no recíprocas³⁰. La longitud de onda utilizada en una experiencia Faraday es una variable importante, pues dicho efecto, en fibra convencional, es proporcional al cuadrado de la frecuencia de la luz empleada³¹.

Como indicábamos anteriormente, la presencia de birrefringencia lineal en la fibra supone uno de los principales problemas de este tipo de dispositivos. La birrefringencia lineal residual de una fibra se debe a las tensiones mecánicas originadas en el proceso de fabricación o a una ligera elipticidad del núcleo. El propio bobinado de la fibra, con el fin de incrementar la longitud de interacción con el campo magnético, induce una cantidad importante de birrefringencia lineal adicional. Ésta también puede ser inducida por vibraciones mecánicas. La magnitud de la birrefringencia depende de la temperatura, añadiendo otra fuente de inestabilidad. Dada la relevancia de los sensores de efecto Faraday en fibra, resulta ilustrativo revisar brevemente todo el trabajo de investigación desarrollado para superar los problemas que acabamos de señalar. Por una parte, se hace necesario emplear fibra mantenedora de polarización, lineal³² o circular³³, para controlar el estado de polarización de la luz a la entrada del sensor. Por otra parte, los problemas motivados por la presencia de birrefringencia lineal en la fibra sensora se intentan resolver introduciendo birrefringencia circular adicional en la fibra³⁴⁻³⁸, utilizando fibra óptica de baja fotoelasticidad^{39, 40} o tratando térmicamente la fibra⁴¹⁻⁴⁴. Cada una de estas técnicas presentan sus limitaciones, como pueden ser el incrementar la dependencia con la temperatura, el no reducir suficientemente los efectos de la birrefringencia o el introducir una fragilidad mecánica importante, respectivamente.

Además de las configuraciones polarimétricas e interferométricas, se ha investigado la medida del efecto Faraday a partir de la frecuencia óptica de emisión de láseres de fibra óptica de distinto tipo^{45, 46}.

Finalmente señalar que además de los efectos térmicos y los asociados a la birrefringencia, se ha descrito también cómo el efecto Kerr perturba la medida del efecto Faraday en instalaciones de muy alta tensión⁴⁷.

Antes de pasar a comentar la extensa familia de sensores interferométricos de fibra, podemos señalar que en los últimos años se han propuesto soluciones distintas, como son el transformador de corriente óptico basado en el desplazamiento de las paredes de los dominios magnéticos de una lámina cristalina de ortoferrita⁴⁸ y las fundamentadas en redes de Bragg grabadas en fibra óptica. Estas últimas se caracterizan por codificar la

información en longitud de onda, lo que les confiere un interés destacable. Así, por ejemplo, se ha propuesto la medida de corriente mediante una red de Bragg con una cubierta metálica⁴⁹, que aumenta su temperatura en función de la corriente suministrada desde un transformador de corriente convencional. La configuración más habitual de los sensores de redes de Bragg en fibra emplea un transductor, a menudo un material piezoeléctrico, para la medida de voltajes⁵⁰ o corrientes⁵¹.

La última gran familia de sensores que nos queda por describir corresponde a aquellos basados en un interferómetro, en los que la magnitud medida produce una diferencia de fase, que es detectada a la salida en forma de modulación de la intensidad de la luz. Los sensores interferométricos ofrecen una gran sensibilidad, lo que constituye su mayor atractivo. Sin embargo, su empleo como sensor se ve fuertemente limitado por los problemas de la deriva de fase en equilibrio y el desajuste de la polarización. Los problemas de deriva de la fase los podemos relacionar con su sensibilidad a vibraciones y ondas acústicas, por un lado, y con los efectos asociados a las fluctuaciones de temperatura, por otro lado. Este problema de la deriva de la fase fuerza en muchos casos la incorporación de dispositivos retroalimentados de compensación⁵². Los problemas de desajuste de la polarización, *polarization-induced fading*, se relacionan con la variación de la birrefringencia de la fibra con la temperatura, que obliga a controlar la polarización para mantener una visibilidad constante. Algunas de las soluciones que se han propuesto a lo largo de los años, son la utilización de dos longitudes de onda, dos polarizaciones, o un acoplador 3×3 ^{53, 54}, que incrementan la complejidad del interferómetro y del procesamiento de datos requerido.

La modulación de fase necesaria en los sensores interferométricos suele obtenerse mediante transductores de tipo magnetostrictivo, electrostrictivo o piezoeléctrico. Los materiales magnetostrictivos han sido utilizados en sensores de campo magnético, empleando distintos materiales y geometrías. Entre las opciones llevadas a la práctica mencionamos la fibra con un material magnetostrictivo (Ni , Zn , Co , $-\text{Fe}_x\text{O}_4$) como cubierta⁵⁵, solución que resulta de difícil fabricación. También se ha probado el empaquetado conjunto de fibra y alambre magnetostrictivo cubierto todo él con una capa de acrilato⁵⁴. En otra configuración propuesta, una pieza de Metglas ($\text{Fe}_{77.5}\text{B}_{15}\text{Si}_{7.5}$) modula la cavidad de un interferómetro Fabry-Pérot⁵⁶. Sin duda, la configuración más sencilla y extendida consiste en el bobinado de fibra sobre transductores cilíndricos de material magnetostrictivo: Metglas⁵⁷, níquel⁵⁸, etc.

Los materiales electrostrictivos, como las cerámicas de titanato de plomo dopado con niobato de plomo magnesio (PT:PMN)⁵⁹, se emplean cuando interesa aprovechar su dependencia cuadrática con el campo eléctrico. En la mayoría de los casos se prefiere la linealidad del efecto piezoeléctrico. Entonces, la configuración más sencilla vuelve a ser el bobinado sobre tubos de esos materiales, que pueden estar conectados a los núcleos magnéticos de transformadores de corriente convencionales⁶⁰, a un anillo Rogowski⁶¹, o directamente a la línea de tensión a través de un divisor capacitivo.

En muchas aplicaciones se requiere la medida simultánea del voltaje y la corriente. Algunas propuestas combinan un piezoeléctrico y un magnetostrictivo sobre una fibra óptica⁶², o bien un electrostrictivo (PT:PMN) y un magnetostrictivo⁶³ ($\text{Fe}_{78}\text{B}_{13}\text{S}_9$, Metglas), o los efectos Faraday y Kerr⁴⁷. La medida directa de la potencia eléctrica es un tema de gran interés que puede realizarse mediante la aplicación de señales proporcionales al voltaje y la corriente, por ejemplo en las caras de un cristal de niobato de litio⁶⁴.

La medida simultánea de la temperatura puede resolver el problema de la dependencia con la temperatura de la calibración del sensor, que puede corregirse en base a esa medida. Así, por ejemplo, con un sensor electroóptico puede obtenerse el voltaje, y además la temperatura aprovechando la dependencia de la birrefringencia de la lámina retardadora utilizada⁶⁵, o aprovechando la dependencia de la actividad óptica del cristal electroóptico¹⁹.

Alternativamente, si se consigue compensar la dependencia térmica del transductor, se obtiene automáticamente la medida correcta de la magnitud deseada. Así por ejemplo, la dependencia con la temperatura de unas láminas $\lambda/4$ construidas con una fibra de núcleo elíptico puede cancelar la variación intrínseca del efecto Faraday con la temperatura⁴³.

1.3. Objetivos de la tesis doctoral

El objetivo primero de esta tesis es mostrar una nueva concepción de sensores de fibra óptica de voltaje y corriente, para señales de 50 Hz, cuya característica clave es la codificación en frecuencia de la medida. La consecución de este objetivo significará la solución de todos aquellos problemas que presentan los sensores codificados en amplitud asociados a las múltiples fuentes que perturban la intensidad de la luz en un sistema de fibra óptica.

El punto esencial en que se sustenta la nueva propuesta de sensor codificado en frecuencia es el conseguir moduladores de fase de alta eficiencia y elevado rango dinámico, controlados por voltaje o corriente. Resuelto este problema, abordaremos cuestiones como la sensibilidad y calibración del sensor, su dependencia con la temperatura y el desarrollo de técnicas de compensación o corrección.

Finalmente, y dada la forma específica de codificación del sensor, se abordará el desarrollo de métodos sencillos de decodificación de la salida del sistema, con el objetivo de poder medir tanto la amplitud de las señales de voltaje y corriente como su forma de onda.

1.4. Contenido de la memoria

Después de haber expuesto en el presente capítulo un resumen de los antecedentes y de haber intentado proporcionar una perspectiva actual de la investigación sobre sensores de fibra óptica de corriente y voltaje, junto a los objetivos de este trabajo, en el siguiente capítulo formulamos y desarrollamos las ideas básicas sobre modulación de fase y codificación en frecuencia que fundamentan las nuevas propuestas del sensor.

En el tercer capítulo abordamos cómo construir moduladores de fase eficientes controlados por tensión o corriente, que constituyen los elementos clave para poder desarrollar las ideas del capítulo dos, tal y como decíamos en el apartado anterior 1.3. En el capítulo cuarto describiremos el trabajo de montaje y caracterización básica de los sensores de voltaje y corriente propuestos. Para pasar, en el capítulo quinto, a estudiar la estabilidad térmica de los sensores y una técnica de compensación pasiva de los efectos de la temperatura, así como una propuesta de medida simultánea de la temperatura para la corrección de sus efectos.

En el capítulo sexto tratamos la cuestión de la decodificación de la salida de nuestros sensores, desarrollando dos métodos concretos, y finalmente, en el capítulo séptimo realizamos una valoración del trabajo realizado, estableciendo las principales conclusiones y las tareas para seguir avanzando en la dirección de consolidar las expectativas de utilización práctica de nuestras propuestas.

¹ K. T. V. Grattan, T. Sun, "Fiber optic sensor technology: an overview", *Sensors and Actuators A*, Vol. 82, pp. 40-61, 2000.

² B. J. Vakoc, M. J. F. Digonnet, G. S. Kino, "A novel fiber-optic sensor array based on the Sagnac interferometer", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 17, N° 11, pp. 2316-2326, 1999.

³ J. P. Dakin, M. Volanthen, "Distributed and multiplexed fibre grating sensors, including discussion of problem areas", *IEICE Transactions on Electronics*, Vol. E83, N° 3, pp. 391-399, 2000.

⁴ H. Lefèvre, *The fiber-optic gyroscope*, Artech House, 1993.

- ⁵ H. H. Kee, G. P. Lees, T. P. Newson, "1,65 mm Raman-based distributed temperature sensor", *Electronics Letters*, Vol. 35, N° 21, pp. 1869-1871, 1999.
- ⁶ D. Flannery, S. W. James, R. P. Tatam, G. J. Ashwell, "Fiber-optic chemical sensing with Langmuir-Blodgett overlay waveguides", *Applied Optics*, Vol. 38, N° 36, pp. 7370-7374, 1999.
- ⁷ A. Kimura, E. Takada, K. Fujita, M. Nakazawa, H. Takahashi, S. Ichige, "Application of a Raman distributed temperature sensor to the experimental fast reactor JOYO with correction techniques", *Measurement Science and Technology*, Vol. 12, pp. 966-973, 2001.
- ⁸ G. P. Lees, P. C. Wait, M. J. Cole, T. P. Newson, "Advances in optical fiber distributed temperature sensing using the Landau-Placzek ratio", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 10, N° 1, pp. 126-128, 1998.
- ⁹ A. D. Kersey, "A review of recent developments in fiber optic sensor technology", *Optical Fiber Technology*, Vol. 2, pp. 291-317, 1996.
- ¹⁰ A. D. Kersey, A. Dandridge, "Multiplexed Mach-Zehnder ladder array with ten sensor elements", *Electronics Letters*, Vol. 25, N° 19, pp. 1298-1299, 1989.
- ¹¹ Z. Gang, L. Shaohui, Z. Zhipeng, C. Wei, "A novel electro-optic hybrid current measurement instrument for high-voltage power lines", *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. 50, N° 1, pp. 59-61, 2001.
- ¹² G. Betta, A. Pietrosanto, A. Scaglione, "An enhanced fiber-optic temperature sensor system for power transformer monitoring", *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. 50, N° 5, pp. 1138-1143, 2001.
- ¹³ H. Lamela Rivera, J. A. García-Souto, J. Sanz, "Measurements of mechanical vibrations at magnetic cores of power transformers with fiber-optic interferometric sensor", *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 6, N° 5, pp. 788-797, 2000.
- ¹⁴ N. A. F. Jaeger, F. Rahmatian, "Integrated optics Pockels cell high-voltage sensor", *IEEE Transactions on Power Delivery*, Vol. 10, N° 1, pp. 127-134, 1995.
- ¹⁵ T. Ichikawa, M. Kagami, H. Ito, "Fabrication and characterization of a retroreflective type of practical LiNbO₃ voltage sensor operating in the range of 6 Hz to 2 GHz", *IEICE Transactions on Electronics*, Vol. E83-C, N° 3, pp. 355-359, 2000.
- ¹⁶ J. C. Santos, M. C. Taplamacioglu, K. Hikada, "Pockels high-voltage measurement system", *IEEE Transactions on Power Delivery*, Vol. 15, N° 1, pp. 8-12, 2000.
- ¹⁷ V. N. Filippov, A. N. Starodumov, Y. O. Barmenkov, V. V. Makarov, "Fiber-optic voltage sensor based on a Bi₁₂TiO₂₀", *Applied Optics*, Vol. 39, N° 9, pp. 1389-1393, 2000.
- ¹⁸ M. Passard, C. Barthod, M. Fortin, C. Galez, J. Bouillot, "Design and optimization of a low-frequency electric field sensor using Pockels effect", *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. 50, N° 5, pp. 1053-1058, 2001.
- ¹⁹ X. Zheng, Y. Liao, "A technique for fiber optic voltage sensor to realize temperature compensation", *IEICE Transactions on electronics*, Vol. E83-C, N° 3, pp. 342-346, 2000.
- ²⁰ J. M. Cabrera, F. Agulló López, F. Jesús López, *Óptica electromagnética. Vol. II: Materiales y aplicaciones*, Addison-Wesley/Universidad Autónoma de Madrid, pp. 152-155, 2000.
- ²¹ T. Yoshino, K. Minegishi, M. Nitta, "A very sensitive Faraday effect current sensor using a YIG/ring-core transformer in a transverse configuration", *Measurement Science and Technology*, Vol. 12, pp. 850-853, 2001.
- ²² W. Zhao, "Magneto-optic properties and sensing performance of garnet YbBi:YIG", *Sensors and Actuators A*, Vol. 89, pp. 250-254, 2001.
- ²³ Z. Meng, Y. Hu, Z. Chen, X. Long, "Miniature optical fiber sensor for alternating magnetic fields based on In-BiCa vanadium iron garnet crystal", *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 37, N° 5, pp. 3807-3809, 2001.
- ²⁴ K. B. Rochford, A. H. Rose, G. W. Day, "Magneto-optic sensors based on iron garnets", *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 32, N° 5, pp. 4113-4117, 1996.
- ²⁵ O. Kamada, S. Higuchi, "Magnetic field sensors using Ce:YIG single crystals as a Faraday element", *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 37, N° 4, pp. 2013-2015, 2001.
- ²⁶ B. Yi, B. C. B. Chu, K. S. Chiang, "New design of a detachable bulk-optic Faraday effect current clamp", *Optical Engineering*, Vol. 40, N° 6, pp. 914-920, 2001.
- ²⁷ H. Guerrero, R. Pérez del Real, R. Fernández de Caleyá, "Magnetic field biasing in Faraday effect sensors", *Applied Physics Letters*, Vol. 74, N° 24, pp. 3702-3704, 1999.
- ²⁸ B. Yi, B. C. B. Chu, K. S. Chiang, H. S. H. Chung, "New design of optical electric-current sensor for sensitivity improvement", *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. 49, N° 2, pp. 418-423, 2000.
- ²⁹ P. R. Forman, F. R. Jahoda, "Linear birefringence effects on fiber-optic current sensors", *Applied Optics*, Vol. 27, N° 15, pp. 3088-3096, 1988.
- ³⁰ G. Frosio, R. Dändliker, "Reciprocal reflection interferometer for a fiber-optic Faraday current sensor", *Applied Optics*, Vol. 33, N° 25, pp. 6111-6122, 1994.
- ³¹ J. L. Cruz, M. V. Andrés, M. A. Hernández, "Faraday effect in standard optical fibers: dispersion of the effective Verdet constant", *Applied Optics*, Vol. 35, N° 6, 1996.

- ³² J. W. Dawson, T. W. MacDougall, E. Hernandez, “Verdet constant limited temperature response of a fiber-optic current sensor”, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 7, N° 12, pp. 1468-1470, 1995.
- ³³ H. Lin, W.-W. Lin, M.-H. Chen, “Modified in-line Sagnac interferometer with passive demodulation technique for environmental immunity of a fiber-optic current sensor”, *Applied Optics*, Vol. 38, N° 13, pp. 2760-2766, 1999.
- ³⁴ S. X. Short, J. U. de Arruda, A. A. Tselikov, J. N. Blake, “Elimination of Birrefringence Induced Scale Factor Errors in the In-Line Sagnac Interferometer Current Sensor”, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 16, N° 10, pp. 1844-1850, 1998.
- ³⁵ F. Briffod, L. Thévenaz, Ph. Robert, “Performance and stability of a field optics current sensor”, en 14th International Conference on Optical Fiber Sensors, A. G. Mignani, H. C. Lefèvre, Editores, *Proceedings of the SPIE*, Vol. 4185, pp. 344-347, 2000.
- ³⁶ R. I. Laming, D. N. Payne, “Electric current sensors employing spun highly birefringent optical fibers”, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 7, N° 12, pp. 2084-2094, 1989.
- ³⁷ X. Dong, B. C. B. Chu, K. H. Kong, K. S. Chiang, “Phase drift compensation for electric current sensor employing a twisted fiber or a spun highly birefringent fiber”, *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 6, N° 5, pp. 803-809, 2000.
- ³⁸ F. Briffod, L. Thévenaz, P.-A. Nicati, A. Küng, P.-A. Robert, “Polarimetric current sensor using an in-line Faraday rotator”, *IEICE Transactions on electronics*, Vol. E83-C, N° 3, pp. 331-335, 2000.
- ³⁹ K. Kurosawa, K. Yamashita, T. Sowa, Y. Yamada, “Flexible fiber Faraday effect current sensor using flint glass fiber and reflection scheme”, *IEICE Transactions on Electronics*, Vol. E83-C, N° 3, pp. 326-330, 2000.
- ⁴⁰ C. Helmig, D. Peier, J. Teunissen, “Optical current sensor using flint glass fibers as sensing element”, en 14th International Conference on Optical Fiber Sensors, A. G. Mignani, H. C. Lefèvre, Editores, *Proceedings of the SPIE*, Vol. 4185, pp. 520-523, 2000.
- ⁴¹ D. Tang, A. H. Rose, G. W. Day, S. M. Etzel, “Annealing of linear birefringence in single-mode fiber coils: application to optical fiber current sensors”, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 9, N° 8, pp. 1031-1037, 1991.
- ⁴² A. H. Rose, “Devitrification in annealed optical fiber”, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 15, N° 5, pp. 808-814, 1997.
- ⁴³ K. Bohnert, P. Gabus, H. Brändle, “Temperature and vibration insensitive fiber-optic current sensor”, en 14th International Conference on Optical Fiber Sensors, A. G. Mignani, H. C. Lefèvre, Editores, *Proceedings of the SPIE*, Vol. 4185, pp. 336-339, 2000.
- ⁴⁴ A. H. Rose, Z. B. Ren, G. W. Day, “Twisting and annealing optical fiber for current sensors”, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 14, N° 11, pp. 2492-2498, 1996.
- ⁴⁵ A. Küng, P.-A. Nicati, P. A. Robert, “Reciprocal and quasi-reciprocal Brillouin fiber-optic current sensors”, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 8, N° 12, pp. 1680-1682, 1996.
- ⁴⁶ M. Lae Lee, J. Sik Park, W. Joo Lee, S. Hyun Yun, Y. Hee Lee, B. Yoon Kim, “A polarimetric current sensor using an orthogonally polarized dual-frequency fibre laser”, *Measurement Science and Technology*, Vol. 9, pp. 952-959, 1998.
- ⁴⁷ A. H. Rose, S. M. Etzel, K. B. Rochford, “Optical fiber current sensors in high electric field environments”, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, N° 6, pp. 1042-1048, 1999.
- ⁴⁸ Y. S. Didosyan, H. Hauser, F. Haberl, “Magneto-optical current transformer of high bandwidth and large temperature range”, *Sensors and Actuators A*, Vol. 92, pp. 67-73, 2001.
- ⁴⁹ P. M. Cavaleiro, F. M. Araújo, A. B. Lobo Ribeiro, “Metal-coated fibre Bragg grating sensor for electric current metering”, *Electronics Letters*, Vol. 34, N° 11, pp. 1133-1135, 1998.
- ⁵⁰ M. Pacheco, F. Mendoza-Santoyo, A. Méndez, L. A. Zenteno, “Piezoelectric-modulated optical fibre Bragg grating high-voltage sensor”, *Measurement Science and Technology*, Vol. 10, pp. 777-782, 1999.
- ⁵¹ N. E. Fisher, P. J. Henderson, D. A. Jackson, “The interrogation of a conventional current transformer using an in-fibre Bragg grating”, *Measurement Science and Technology*, Vol. 8, pp. 1080-1084, 1997.
- ⁵² D. A. Jackson, R. Priest, A. Dandridge, A. B. Tveten, “Elimination of drift in a single-mode optical fiber interferometer using a piezoelectrically stretched coiled fiber”, *Applied Optics*, Vol. 19, N° 17, pp. 2926-2929, 1980.
- ⁵³ S. K. Sheem, T. G. Giallorenzi, K. Koo, “Optical techniques to solve the signal fading problem in fiber interferometers”, *Applied Optics*, Vol. 21, N° 4, pp. 689-693, 1982.
- ⁵⁴ P. Coghill, I. M. Basset, D. Wong, S. B. Poole, “A passive high sensitivity magnetic field sensor based on metallic glass wire”, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 14, N° 8, pp. 1918-1925, 1996.
- ⁵⁵ A. Yariv, H. V. Winsor, “Proposal for detection of magnetic fields through magnetostrictive perturbation of optical fibers”, *Optics Letters*, Vol. 5, N° 3, pp. 87-89, 1980.
- ⁵⁶ K. D. Oh, J. Ranade, V. Arya, A. Wang, R. O. Claus, “Optical fiber Fabry-Perot interferometric sensor for magnetic field measurement”, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 9, N° 6, pp. 797-799, 1997.
- ⁵⁷ D. M. Dagenais, F. Bucholtz, K. P. Koo, A. Dandridge, “Detection of Low-Frequency Magnetic Signals in a Magnetostrictive Fiber-Optic Sensor With Suppressed Residual Signal”, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 7, N° 6, pp. 881-886, 1989.

- ⁵⁸ S. C. Rashleigh, "Magnetic-field sensing with a single-mode fiber", *Optics Letters*, Vol. 6, N° 1, pp. 19-21, 1981.
- ⁵⁹ L. Fabiny, S. T. Vohra, F. Bucholtz, "High-resolution fiber-optic low-frequency voltage sensor based on the electrostrictive effect", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 5, N° 8, pp. 952-953, 1993.
- ⁶⁰ Y. N. Ning, B. C. B. Chu, D. A. Jackson, "Interrogation of a conventional current transformer by a fiber-optic interferometer", *Optics Letters*, Vol. 16, N° 18, pp. 1448-1450, 1991.
- ⁶¹ T. Wang, C. Luo, S. Zheng, "A fiber-optic current sensor based on a differentiating Sagnac interferometer", *IEEE Transactions on instrumentation and measurement*, Vol. 50, N° 3, pp. 705-708, 2001.
- ⁶² N. Rajkumar, V. Jagadeesh Kumar, P. Sankaran, "Fiber sensor for the simultaneous measurement of current and voltage in a high-voltage system", *Applied Optics*, Vol. 32, N° 7, pp. 1225-1228, 1993.
- ⁶³ L. Fabiny, S. T. Vohra, F. Bucholtz, "Multiplexed Low-Frequency Electric and Magnetic Field Fiber Optic Sensors", *Optical Fiber Technology*, Vol. 2, pp. 106-113, 1996.
- ⁶⁴ C. Li, X. Cui, T. Yoshino, "Measurement of AC electric power based on dual transverse Pockels effect", *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. 50, N° 5, pp. 1375-1380, 2001.
- ⁶⁵ V. Filippov, A. N. Starodumov, V. P. Minkovich, F. G. Peña Lecona, "Fiber Sensor for simultaneous measurement of voltage and temperature", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 12, N° 11, pp. 1543-1545, 2000.

Capítulo 2

Modulación de fase: codificación en frecuencia

2.1. Introducción

Una de las propiedades más destacable de los sensores estudiados en este trabajo se refiere a la codificación en frecuencia de la medida. En nuestro caso, a diferencia de otros muchos sensores ópticos que emplean la codificación en amplitud o modulación de intensidad, la información se transmite en el espectro de frecuencias de una señal óptica, sin que su contenido sea perturbado por posibles fluctuaciones en el nivel de la señal. La señal óptica generada en el sensor se transmite por una fibra óptica y podrá atenuarse, disminuyendo de intensidad en su recorrido hacia los dispositivos de detección y procesado de la señal, pero difícilmente verá alteradas sus propiedades espectrales. Por tanto, la señal viaja sin degradarse, incluso a lo largo de varios kilómetros, sin verse afectada por el desajuste de conectores ópticos, ni el envejecimiento de la fuente.

La modulación de fase de una señal de luz que se propaga por una fibra óptica puede analizarse en términos de la modificación de su espectro óptico. Una señal modulada en fase experimenta una redistribución de las componentes de su espectro en frecuencias ópticas, que se ensancha como resultado de la modulación. La información sobre la modulación de fase aplicada es transmitida por la luz en términos de la amplitud relativa de las diferentes componentes de su espectro.

Los métodos utilizados para la detección y demodulación de señales moduladas en frecuencia, amplitud, o fase, corresponden a procedimientos bien establecidos, como son

los procesos de detección homodina y heterodina. El sistema óptico que hemos empleado en nuestros sensores consiste en un interferómetro Mach-Zehnder de fibra óptica, que podemos reconocer como una configuración homodina.

Mediante transductores de materiales piezoeléctricos o magnetostrictivos generamos la modulación de fase de la señal de luz. Para ello, bobinamos una longitud determinada de fibra óptica, que sufre una deformación solidaria a la de estos materiales cuando son excitados con un voltaje o una corriente. Las propiedades fotoelásticas de la fibra convierten el efecto de su deformación en un cambio en la fase de la luz que por ella se propaga.

La integración de un modulador de fase en un brazo de un interferómetro Mach-Zehnder constituye el esquema básico de los sensores desarrollados en este trabajo. La configuración Mach-Zehnder permite además realizar ópticamente la suma o la resta de señales de excitación, o sea voltajes o corrientes eléctricas a. c., llevando a cabo estas operaciones vectorialmente, es decir, teniendo en cuenta tanto su amplitud como su fase. Al mismo tiempo, el sistema posibilita la reconstrucción íntegra de las señales de voltaje o corriente que actúan sobre los elementos sensores, puesto que la salida del interferómetro nos proporciona una información completa sobre la amplitud y la forma de onda que ha excitado estos materiales.

2.2. Modulación de fase de una señal óptica

La modulación de la fase de una onda armónica conlleva la transformación de sus propiedades en el dominio de la frecuencia¹. Consideremos una onda continua de luz que se propaga por una fibra óptica monomodo, en un punto dado de la misma

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega t + \phi) \quad (\text{Ec. 2.1})$$

caracterizada por su amplitud E_0 , su frecuencia ω y su fase ϕ . Cualquiera de estas propiedades de la onda puede ser modulada para transmitir información.

Supongamos entonces que la fase de la señal de luz no toma un valor fijo, sino que es variable con el tiempo. La envolvente de la onda será constante, pero su fase instantánea va a variar en función de la señal de modulación, que en nuestro caso consideramos una función sinusoidal de la forma

$$\phi(t) = \phi_0 + \phi_p \text{sen } \Omega t \quad (\text{Ec. 2.2})$$

donde ϕ_0 es la fase inicial de la luz en el instante $t = 0$ y ϕ_p es la amplitud de la modulación de fase, modulación que varía con el tiempo de forma armónica con una frecuencia Ω . Sustituyendo una ecuación en la otra, y al mismo tiempo realizando sencillas transformaciones trigonométricas, llegamos a

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \left(\cos(\omega t + \phi_0) \cos(\phi_p \text{sen } \Omega t) - \text{sen}(\omega t + \phi_0) \text{sen}(\phi_p \text{sen } \Omega t) \right) \quad (\text{Ec. 2.3})$$

Para conocer el espectro de esta señal cuya fase modulamos, utilizamos el desarrollo en serie a partir de las funciones de Bessel de las siguientes combinaciones de funciones trigonométricas²:

$$\cos(\phi_p \text{sen } \Omega t) = J_0(\phi_p) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\phi_p) \cos 2n \Omega t \quad (\text{Ec. 2.4})$$

$$\text{sen}(\phi_p \text{sen } \Omega t) = 2 \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(\phi_p) \text{sen}(2n+1)\Omega t \quad (\text{Ec. 2.5})$$

Estos desarrollos conducen a la expresión

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \left[J_0(\phi_p) \cos(\omega t + \phi_0) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\phi_p) \cos 2n \Omega t \cos(\omega t + \phi_0) - 2 \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(\phi_p) \text{sen}(2n+1)\Omega t \text{sen}(\omega t + \phi_0) \right] \quad (\text{Ec. 2.6})$$

Si seguidamente aplicamos las relaciones trigonométricas correspondientes al producto de senos y cosenos, llegamos a la expresión

$$\begin{aligned} \vec{E} = \vec{E}_0 & \left[J_0(\phi_p) \cos(\omega t + \phi_0) + \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\phi_p) (\cos(\omega t + 2n\Omega t + \phi_0) + \cos(\omega t - 2n\Omega t + \phi_0)) + \right. \\ & \left. + \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(\phi_p) (\cos(\omega t + (2n+1)\Omega t + \phi_0) - \cos(\omega t - (2n+1)\Omega t + \phi_0)) \right] \quad (\text{Ec. 2.7}) \end{aligned}$$

que puede ser simplificada gracias a la propiedad de las funciones de Bessel, $J_{-n}(\phi_p) = (-1)^n J_n(\phi_p)$ (Ec. 2.8), para llegar a la forma más compacta

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\phi_p) \cos((\omega + n\Omega)t + \phi_0) \quad (\text{Ec. 2.9})$$

La ecuación anterior nos proporciona el espectro de Fourier de la onda de luz una vez que le hemos aplicado una modulación de fase sinusoidal. Como consecuencia de esta modulación, su espectro ha pasado de estar formado por una única frecuencia a incluir un conjunto infinito de frecuencias.

En efecto, el espectro de la onda está formado por una frecuencia central, la misma de la señal de luz antes de aplicar la modulación de fase, ω , y un número en principio infinito de frecuencias laterales, de valor $\omega \pm n\Omega$, con una separación entre ellas correspondiente a la frecuencia de modulación, Ω . La señal óptica original, de frecuencia ω , es la llamada onda portadora, puesto que sobre ella se transmite la modulación.

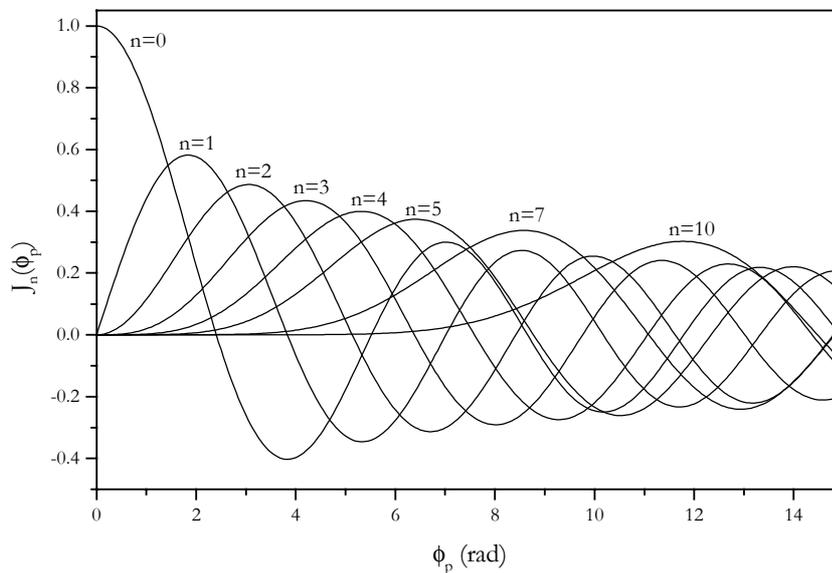


Figura 2.1. Funciones de Bessel de distintos órdenes en función de la amplitud de modulación.

El término correspondiente al origen de fases, ϕ_0 , introduce un desplazamiento temporal en cada una de las funciones armónicas simples que componen la señal. La amplitud de cada componente espectral está determinada por las funciones de Bessel de

argumento ϕ_p , la amplitud de la modulación aplicada (ver figura 2.1). Los valores de las funciones de Bessel, $J_n(\phi_p)$, son significativos hasta valores de n cercanos al argumento ϕ_p de la función, en los que alcanzan un máximo. Luego decaen monótonamente para valores $n > \phi_p$, como puede observarse en la figura 2.1, y más claramente en la figura 2.2. En ella se muestran las funciones de Bessel en función del orden n para valores fijos de la amplitud de modulación ϕ_p . Esta propiedad de las funciones de Bessel, la atenuación brusca del valor de $J_n(\phi_p)$ para valores de $n > \phi_p$, tiene un interés especial en nuestro caso pues significa que el espectro generado tiene en la práctica un ancho de banda finito.

En consecuencia, el número de componentes espectrales de amplitud no despreciable depende del valor de ϕ_p . Por ejemplo, para valores pequeños, $\phi_p < 1$ sólo J_0 y J_1 serán importantes, y para valores mayores el espectro se amplía.

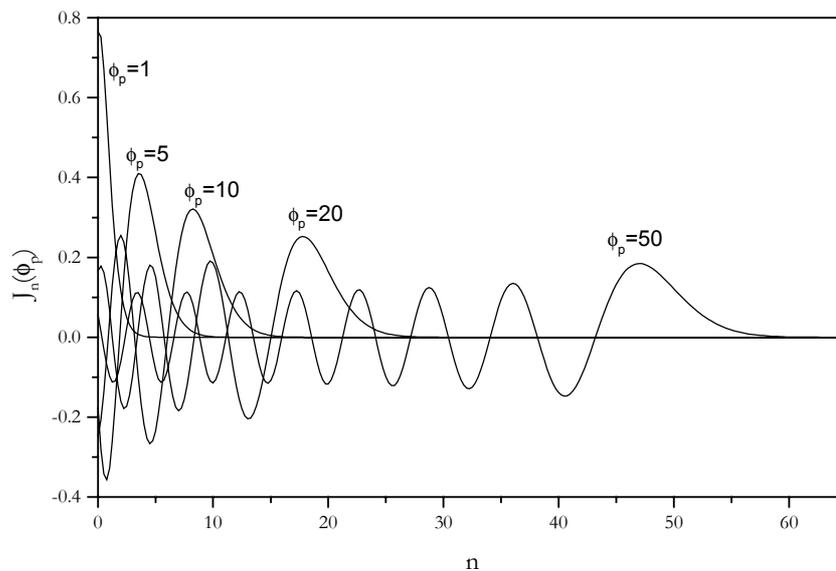


Figura 2.2. Valor de las funciones de Bessel en función del orden n para valores fijos de su argumento ϕ_p (la amplitud de modulación).

En la figura 2.3 representamos esquemáticamente la distribución espectral de amplitudes que resulta de la modulación de fase para distintos ejemplos en los que la amplitud de modulación es pequeña. La figura representa el valor absoluto de las funciones de Bessel correspondientes a $\phi_p = 0.2, 1, 5$ y 10 rad. La figura muestra cómo para una modulación de fase creciente se produce un ensanchamiento del espectro.

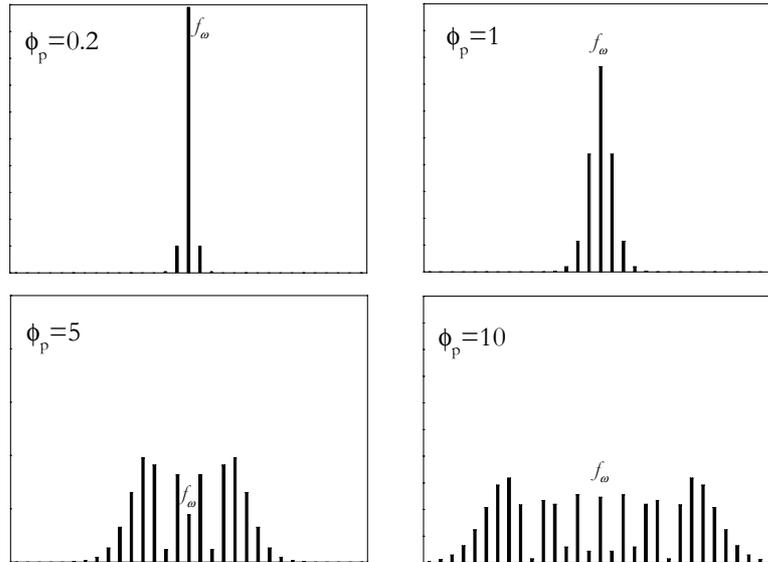


Figura 2.3. Espectro para distintos valores de la amplitud de la modulación.

Para valores mucho más grandes de la amplitud de modulación ϕ_p , el espectro generado es tan amplio, que siendo la separación entre armónicos pequeña en términos relativos, puede considerarse como un continuo. En ese caso, la función envolvente de las componentes espectrales es muy plana en sus primeras tres cuartas partes, presenta un máximo cerca de $n = \phi_p$ y se atenúa bruscamente para $n > \phi_p$,³ definiendo con precisión una banda de frecuencias cuya anchura espectral está directamente determinada por ϕ_p .

La potencia transmitida por una señal modulada en fase es constante. Independientemente del valor de la amplitud de modulación, el peso relativo de cada componente espectral está repartido de manera que la potencia total se mantiene invariable. El ensanchamiento del espectro supone la redistribución de la potencia total en las distintas componentes.

2.3. Detección coherente

En el proceso de detección directa de una señal óptica, ésta se convierte en una señal eléctrica en el fotodetector, proporcional a su intensidad. Con este método se puede medir una señal que puede estar modulada en intensidad, pero de la cual no es posible conocer su fase o su frecuencia.

Las oscilaciones electromagnéticas de una onda de luz se producen entre los 10^{14} y los 10^{15} Hz, frecuencias que ningún detector puede alcanzar, ya que los tiempos de

respuesta más rápidos son del orden del nanosegundo. La medida que proporciona un fotodetector en un proceso de detección directa es, en realidad, una media de la intensidad de la onda electromagnética recibida durante un gran número de ciclos.

Sin embargo, si combinamos nuestra señal óptica con una señal de referencia que cumpla determinadas condiciones, procedimiento que recibe el nombre de detección coherente^{4,5,6}, sí que podremos medir su amplitud y fase. Si las frecuencias de las ondas son iguales, estaremos realizando un proceso denominado detección homodina. Por el contrario, si son distintas, pero habitualmente cercanas, se trata de la llamada detección heterodina.

En los procesos de detección coherente, el espectro de la señal detectada está centrado en una frecuencia intermedia, resultado de restar las dos frecuencias ópticas involucradas. Para el caso homodino, el espectro está por lo tanto centrado en el origen de frecuencias, y la detección se produce en la llamada banda base. Para la detección heterodina, la frecuencia del oscilador local y de la fuente principal suelen ser ligeramente distintas, y la salida está centrada en una frecuencia no nula.

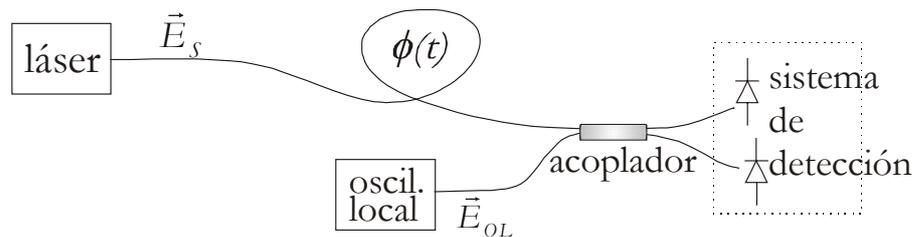


Figura 2.4. Sistema de detección coherente.

La figura 2.4 es un esquema del sistema de detección coherente que nos va a permitir obtener la información de la modulación de fase $\phi(t)$, generada por nuestros sensores. Representamos la señal principal con el subíndice S , y la señal de referencia (oscilador local) con el subíndice OL . La señal en la que estamos interesados tiene su fase modulada y por tanto cuenta con una determinada distribución espectral. Los cálculos siguientes nos van a proporcionar la expresión de la señal que recibe el detector. La fotocorriente generada estará determinada por la intensidad óptica, por tanto será proporcional al cuadrado del campo eléctrico, y tiene la forma

$$i(t) = C \left\langle \left[\vec{E}_{0(S)} \cos(\omega_S t + \phi_S) + \vec{E}_{0(OL)} \cos(\omega_{OL} t + \phi_{OL}) \right]^2 \right\rangle \quad (\text{Ec. 2.10})$$

donde C es una constante de proporcionalidad. El detector realiza un promedio de las oscilaciones de frecuencia óptica de acuerdo con su tiempo de respuesta, promedio que representamos con el símbolo $\langle \rangle$. Suponiendo que ambas señales tienen la misma polarización, al desarrollar la Ec. 2.10, obtenemos

$$i(t) = C \left(E_{0(S)}^2 \cos^2(\omega_S t + \phi_S) + E_{0(OL)}^2 \cos^2(\omega_{OL} t + \phi_{OL}) + E_{0(S)} E_{0(OL)} \cos((\omega_S - \omega_{OL})t + (\phi_S - \phi_{OL})) + E_{0(S)} E_{0(OL)} \cos((\omega_S + \omega_{OL})t + (\phi_S + \phi_{OL})) \right) \quad (\text{Ec. 2.11})$$

Seguidamente, consideremos que sólo el término asociado a la frecuencia diferencia, $\omega_S - \omega_{OL}$, varía lentamente con el tiempo en relación al tiempo de respuesta del detector, mientras que el resto de términos lo hacen rápidamente. Con ello, el resultado del promediado será

$$i(t) = C \left(\frac{E_{0(S)}^2 + E_{0(OL)}^2}{2} + E_{0(S)} E_{0(OL)} \cos((\omega_S - \omega_{OL})t + (\phi_S - \phi_{OL})) \right) \quad (\text{Ec. 2.12})$$

La diferencia entre la frecuencia de la señal principal y la de la señal de referencia es la llamada frecuencia intermedia. Para que esta señal sea efectivamente detectada, la frecuencia intermedia debe caer dentro del ancho de banda eléctrico del dispositivo detector.

En el caso práctico de tener una señal modulada en fase, el espectro en frecuencia de esta señal principal no está compuesto por una única componente, sino que responde a la distribución de frecuencias estudiada anteriormente. La fase ϕ_s ahora incluirá la modulación en fase de la señal y el mismo desarrollo realizado anteriormente a partir de la Ec. 2.1, ahora lo podríamos reproducir con la ecuación 2.12. Con la única diferencia de que ahora reobtendremos el espectro descrito por la Ec. 2.9 centrado en la frecuencia intermedia, $\omega_S - \omega_{OL}$, en lugar de estar centrado en la frecuencia de la señal óptica.

La figura 2.5 simboliza los rangos de frecuencia en los que se produce la detección de una señal modulada en fase, para los tres tipos de medida: detección directa, detección heterodina y detección homodina. Dado que la detección de señales ópticas involucra un promediado, de acuerdo con el tiempo de respuesta del detector, comprendemos ahora porqué sólo con un proceso de detección coherente, con una medida centrada en el origen

de frecuencias (detección homodina) o en una frecuencia intermedia (detección heterodina), puede recuperarse la información de la señal modulada en fase.

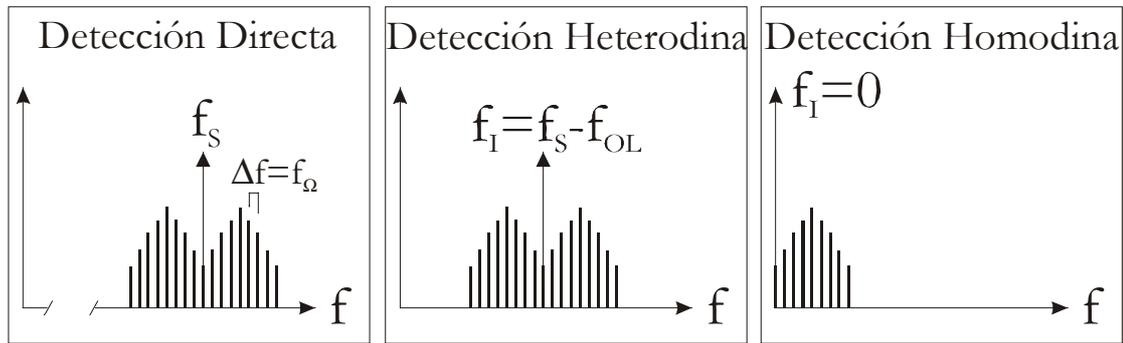


Figura 2.5. Detección directa y coherente (homodina y heterodina) de una señal modulada en fase.

Las condiciones óptimas de detección coherente implican que la polarización de las ondas provenientes de las dos fuentes estén correctamente ajustadas. A menudo se emplea fibra mantenedora de polarización para asegurar el cumplimiento de esta condición, y evitar que cambios de la presión del aire o la temperatura ambiental disminuyan la sensibilidad o anulen la interferencia.

Una manera práctica de realizar la combinación de los dos haces de luz es mediante un acoplador direccional de fibra. Este dispositivo pasivo ofrece un acoplo excelente entre las dos ondas que en él interfieren ya que combina los haces manteniendo la propagación guiada de forma que los frentes de onda son coherentes. Además, al utilizarse un acoplador convencional 2×2 se puede detectar sus dos salidas complementarias y restarlas electrónicamente, con el fin de eliminar la componente continua de la señal, que puede fluctuar a lo largo del tiempo y puede contener algo de ruido que de esta forma se elimina.

2.4. Interferómetro Mach-Zehnder

La realización práctica de un sistema de detección homodina, en el caso de que el generador principal y el oscilador local estén ubicados físicamente en el mismo lugar, puede simplificarse si se emplea como oscilador local una parte de la onda proporcionada por el generador principal. Este montaje coincide con la configuración interferométrica Mach-Zehnder, tal y como muestra el esquema de la figura 2.6. De esta forma nuestro sistema de modulación de fase y detección homodina puede analizarse de forma equivalente como la salida de un interferómetro Mach-Zehnder. Esta perspectiva puede resultar más estándar en el conjunto de las aplicaciones de sensor de las fibras ópticas, pero destacando ahora que la información de nuestro sistema estará contenida no en la amplitud de la salida del

interferómetro sino en su espectro de frecuencias. En esencia, nuestro sistema sensor codificará en frecuencia la información y no en amplitud.

El análisis de nuestro sistema como interferómetro Mach-Zehnder nos permite de forma sencilla establecer ciertas reglas para un diseño óptimo del sistema. En primer lugar, conviene diseñar el interferómetro de manera que la diferencia de longitud entre los dos brazos sea mínima, siempre menor que la longitud de coherencia del láser. En segundo lugar, conviene ajustar la polarización en ambos brazos del interferómetro para que coincida en el segundo acoplador y la interferencia sea eficiente. En cualquier caso, podemos ya adelantar en este momento que un desajuste de la polarización no tendrá una relevancia grande, ya que sólo significará una reducción en la amplitud de la señal pero no modificará su contenido espectral. En tercer lugar, dado que ambos brazos del interferómetro tendrán la misma longitud de fibra, podemos aprovechar la fibra del brazo de referencia incorporando una modulación de fase de signo opuesto y con ello duplicar su eficiencia como sensor.

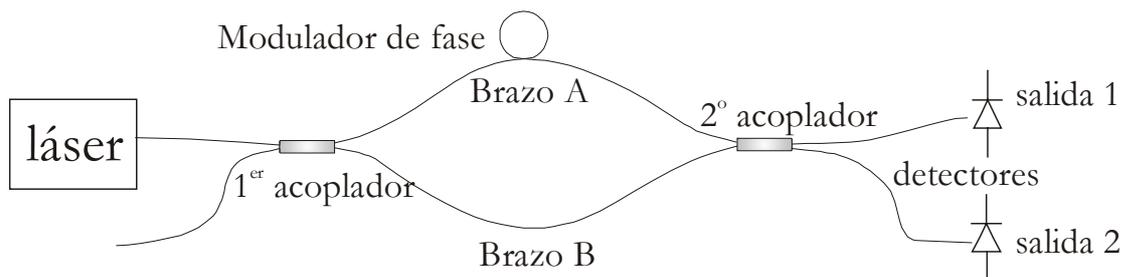


Figura 2.6. Interferómetro Mach-Zehnder.

Antes de pasar a analizar nuestro sistema como interferómetro y ver con más detalle las características más relevantes, cabe mencionar que muchas aplicaciones típicas del interferómetro Mach-Zehnder como sensor se fundamentan en la sencilla relación que existe entre la modulación de fase aplicada y la transmitancia del interferómetro, con el objetivo de medir variaciones de fase muy pequeñas, pudiéndose alcanzar sensibilidades del orden de 10^{-6} radianes⁷. En estos casos el sistema opera como un sensor codificado en amplitud. Éste no será nuestro caso, debido a que la modulación de fase de gran amplitud de nuestros transductores nos permitirá tratar nuestro sistema como sensor codificado en frecuencia.

Gran parte de los sensores de voltaje basados en el interferómetro Mach-Zehnder emplean transductores piezoeléctricos, por sus características lineales, aunque en los últimos años también han sido utilizados transductores electrostrictivos⁸. La respuesta

cuadrática de estos materiales posibilita el multiplexado de varios sensores, si a cada uno se le superpone una señal conocida de mayor frecuencia, distinta para cada sensor del conjunto. Con la aplicación de una señal de alta frecuencia se logra al mismo tiempo la reducción del ruido en la medida, que es inversamente proporcional a la frecuencia de la modulación. Para la medida de la corriente o del campo magnético se emplean usualmente materiales magnetostrictivos, que ofrecen también una respuesta cuadrática a la excitación.

Como hemos adelantado, en nuestros sensores la modulación de la fase de la luz que transmite la fibra óptica se realiza mediante su deformación, que produce un cambio de longitud en la fibra, que se estira o se contrae, y una variación del índice de refracción, a través de las propiedades fotoelásticas de la fibra. Como elementos moduladores de la fase utilizamos bobinados de fibra sobre materiales piezoeléctricos o magnetostrictivos. El capítulo 3 incluye el desarrollo de un modelo teórico de la acción de estos materiales sobre la fibra bobinada alrededor de ellos.

Si ϕ_A y ϕ_B son las fases de la luz, que se propaga por cada uno de los brazos del interferómetro Mach-Zehnder, a la entrada del segundo acoplador (ver figura 2.6), entonces la intensidad de luz en cada una de las dos salidas de ese acoplador, normalizada con la intensidad a la entrada del interferómetro, resulta ser:

$$\begin{aligned} T_1 &= \frac{1}{2}(1 - \cos(\phi_A - \phi_B)) \\ T_2 &= \frac{1}{2}(1 + \cos(\phi_A - \phi_B)) \end{aligned} \quad \text{(Ecs. 2.13)}$$

donde hemos supuesto que ambos acopladores son iguales e ideales, sin pérdidas y con coeficientes de acoplo directo y cruzado idénticos. Así mismo, hemos supuesto que la atenuación de la luz a lo largo de la fibra es despreciable. Las señales de las dos salidas son complementarias, al estar desfasadas en 180° . Si el circuito de detección se encarga de restarlas electrónicamente, obtendremos una señal sin componente continua.

La diferencia entre los cambios de fase producidos en los caminos ópticos de cada brazo causa las interferencias. En general, ϕ_A y ϕ_B tienen en cuenta tanto la modulación de fase que podemos aplicar en cada uno de los brazos como las variaciones de fase producidas por los cambios de presión y temperatura del entorno.

Las ecuaciones 2.13 coinciden con la ecuación 2.12 del apartado anterior, si tenemos en cuenta que las amplitudes del oscilador local y de la señal son iguales, así como sus frecuencias. De este modo, la modulación de fase introducida en el brazo A del

interferómetro determinará el espectro de frecuencias de la señal de salida del interferómetro. El análisis del sistema como interferómetro, ecuación 2.13, nos permite comprender de forma inmediata el efecto de introducir un segundo modulador de fase en el brazo B. Si este segundo modulador trabaja en oposición de fase respecto al primero, entonces el efecto será el de una modulación de amplitud doble respecto al caso de disponer un único modulador en el brazo A. Dado que el brazo B deberá tener la misma longitud de fibra que el A, para asegurar una interferencia eficiente, lo mejor será aprovechar esa fibra óptica para incorporar un segundo modulador.

Si la aplicación de excitaciones opuestas a los moduladores de cada brazo permite obtener el efecto suma de las dos modulaciones, en el caso de contar con moduladores de la misma eficiencia y aplicar exactamente la misma excitación a los dos brazos, la modulación de uno cancelaría la del otro. De esta forma, la construcción de un sensor diferencial es bastante sencilla. La salida del interferómetro cuando aplicamos dos excitaciones distintas a los moduladores de fase de cada brazo depende directamente de la resta de los valores de esas excitaciones. Cabe resaltar esta propiedad, la capacidad del sensor de realizar ópticamente la suma y resta de señales.

Un interferómetro ideal montado con componentes de características independientes de la polarización de la luz, generará unas señales de salida completamente independientes de la polarización de entrada. Asimismo, las señales de salida tampoco dependerían de los posibles cambios de polarización producidos a lo largo de la fibra siempre que influyeran por igual a los dos brazos del interferómetro. En la realidad, es imposible evitar cierto efecto diferencial entre los dos brazos del interferómetro, debido a las fluctuaciones de la temperatura, la presión y otras acciones accidentales, resultando que el desajuste entre las polarizaciones de las dos ondas que interfieren en el segundo acoplador modificará la salida del interferómetro. En general, una desviación del comportamiento ideal producirá una reducción de la visibilidad de las franjas de interferencia y, eventualmente, puede llegar a cancelar por completo el término interferencial de la salida del sistema.

Se han propuesto diferentes soluciones para evitar este fenómeno. Una posibilidad es montar el interferómetro con fibra mantenedora de polarización, lo que incrementa la complejidad y dificultad del montaje al requerir acopladores contruidos con fibra mantenedora de polarización, realizar todos los empalmes asegurando la correcta alineación de las fibras y, finalmente, asegurarse que los moduladores de fase, que son los elementos sensores, no modifiquen la polarización. En nuestro caso, el empleo de moduladores de

fase de muy alta eficiencia construidos con bobinas de fibra de centenas de metros limitaría seriamente la viabilidad de esta solución. Otra posibilidad es la inclusión de controladores de polarización y un sistema electrónico que corrija los cambios de polarización, lo que complica enormemente el sistema, que precisamente tiene como fuerte atractivo su sencillez y robustez.

La disminución de la amplitud de la señal de salida debido a los desajustes de la polarización entre los brazos del interferómetro no se convierte en un problema crítico en nuestro caso, a pesar de que muchos de nuestros interferómetros ni siquiera incluyen controladores de polarización. La clave radica en que el contenido espectral de la señal de salida no se modifica y, en consecuencia, los cambios de polarización no tienen efectos importantes en nuestro modo de operar el sistema. Únicamente se precisa evitar la cancelación total del término interferencial que imposibilitaría la medida del espectro de la señal de salida.

La deriva de fase supone otro de los problemas clásicos del interferómetro Mach-Zehnder. De nuevo, si la influencia de las perturbaciones ambientales (cambios de presión y temperatura, por ejemplo) es diferente para cada uno de los brazos del interferómetro, la salida presenta una serie de fluctuaciones de frecuencia baja, normalmente menor que 10 Hz. Para sortear los problemas relacionados con estas fluctuaciones, tradicionalmente se utiliza un compensador de deriva⁹, un dispositivo electrónico de realimentación que aplica un cambio de fase de compensación, por ejemplo para que la salida del interferómetro esté en cuadratura, en el nivel de máxima sensibilidad. Otras alternativas publicadas se fundamentan en emplear acopladores 3×3 , en lugar de 2×2 , para generar varias señales con desfases distintos que permiten recuperar la información completa de la interferencia mediante un procesado de señal no muy complejo^{10, 11}. De todas formas, el error relativo que introduce la deriva de fase en la medida de un sensor es tanto menor cuanto mayor sea la amplitud de la modulación de fase ϕ_p , de modo que puede ser mínimo para configuraciones para las que el rango de modulación de fase es suficientemente amplio.

En nuestros interferómetros, los dos brazos se han montado siempre lo más próximos que sea posible, para minimizar los efectos de las perturbaciones del entorno en la diferencia de fase entre los dos brazos y, con ello, conseguir de manera efectiva que las variaciones ambientales no influyan en la medida. En condiciones habituales de trabajo, la deriva de fase no produce un efecto sustancial en el espectro de frecuencias, dicho de otro modo, no produce más que una indeterminación de ± 1 franja de interferencia, mientras

que la excitación puede generar miles de franjas, tal y como analizaremos con más detalle en el capítulo 4.

2.5. Análisis de la señal de salida del interferómetro Mach-Zehnder

En este apartado vamos desarrollar con más profundidad algunas de las ideas expresadas anteriormente, para comprender mejor cómo aprovechar las características de la salida codificada en frecuencia de nuestros sensores.

Recordemos que hemos comprobado cómo una señal de luz coherente, cuya fase se modulaba de forma armónica, veía cómo se ensanchaba su espectro de frecuencias. También hemos estudiado cómo en un proceso de detección coherente, al mezclar una señal con un determinado contenido espectral con la de un oscilador local, podemos desplazar el espectro de la señal desde una banda óptica a frecuencias bajas (banda base en nuestro caso) con el fin de poder recuperar electrónicamente esa información.

Vamos a desarrollar el análisis a partir de las ecuaciones 2.13. Si la modulación de fase aplicada en cada brazo tiene la forma

$$\begin{aligned}\phi_A(t) &= \phi_{0A} + \phi_{pA} \text{sen } \Omega t \\ \phi_B(t) &= \phi_{0B} - \phi_{pB} \text{sen } \Omega t\end{aligned}\tag{Ec. 2.14}$$

entonces, la resta de las dos salidas del interferómetro conduce a la función siguiente

$$T_2 - T_1 = \cos((\phi_{0A} - \phi_{0B}) + (\phi_{pA} + \phi_{pB}) \text{sen } \Omega t)\tag{Ec. 2.15}$$

En esta expresión podemos identificar $\phi_0 = \phi_{0A} - \phi_{0B}$ como el valor inicial, o en ausencia de modulación, de la diferencia de fase y $\phi_p = \phi_{pA} + \phi_{pB}$ como la amplitud de modulación de la fase. La ecuación anterior puede desarrollarse en serie, de nuevo utilizando las funciones de Bessel.

$$T_2 - T_1 = \cos(\phi_0) \left(J_0(\phi_p) + \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\phi_p) \cos(2n\Omega t) \right) - \text{sen}(\phi_0) \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(\phi_p) \text{sen}((2n+1)\Omega t)\tag{Ec. 2.16}$$

Las amplitudes de las distintas componentes del espectro en frecuencia de esta señal tienen los valores siguientes:

$$\begin{array}{ll}
 \text{orden } 0 & \cos(\phi_0) J_0(\phi_p) \\
 \text{órdenes pares } n & \cos(\phi_0) J_n(\phi_p) \\
 \text{órdenes impares } n & -\text{sen}(\phi_0) J_n(\phi_p)
 \end{array} \quad (\text{Ecs. 2.17})$$

Estas son las amplitudes de los armónicos de la señal eléctrica final que nos va a proporcionar nuestro sistema sensor. Para ilustrar las características de esta señal, podemos estudiarla tanto en el dominio del tiempo (Ec. 2.15) como en el dominio de la frecuencia (Ecs. 2.17). La figura 2.7 muestra la transmitancia T_i calculada para tres casos, de diferentes amplitudes de modulación y también diferentes valores para la diferencia de fase inicial, considerando una frecuencia de modulación $f_\Omega=50$ Hz. Para el caso (a), al tomar $\phi_0 = \pi/2$, se consigue que la transmitancia oscile en torno a $T_i = 1/2$ y que solamente se exciten los armónicos impares. Además, al tomar un valor pequeño para ϕ_p , sólo aparecen los primeros armónicos y la modulación obtenida es prácticamente una senoide. Para el caso (b), $\phi_0 = 0.7\pi$, tendremos el espectro distribuido entre componentes pares e impares. Se excitan armónicos de mayor frecuencia, ya que $\phi_p = 1.6\pi$, y sobrepasamos una franja por semiperíodo (10 ms). Para el caso (c) $\phi_0 = 0.1\pi$, tienen mayor peso los armónicos pares, y al tomar $\phi_p = 6\pi$ aparecen 6 franjas de interferencia completas por semiperíodo de modulación.

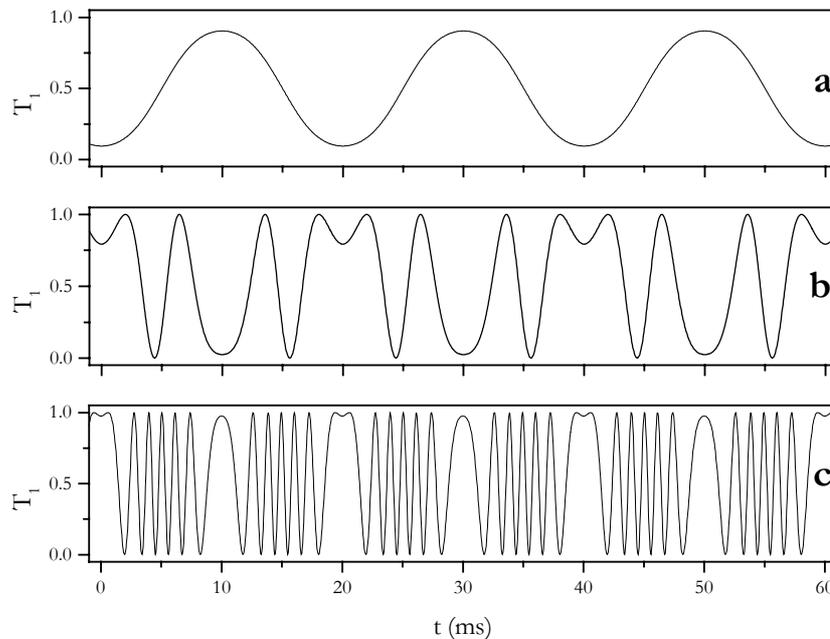


Figura 2.7. Señal de salida del interferómetro Mach-Zehnder: (a) $\phi_0 = \pi/2$, $\phi_p = 0.3\pi$, (b) $\phi_0 = 0.7\pi$, $\phi_p = 1.6\pi$ y (c) $\phi_0 = 0.1\pi$, $\phi_p = 6\pi$.

La figura 2.8 muestra la transmitancia que mediríamos en una de las salidas del interferómetro, calculada cuando $\phi_p = 60\pi$ y $\phi_0 = \pi$. Sobre ella representamos la forma de la modulación sinusoidal de fase. El valor de la amplitud de modulación es lo suficientemente grande como para observar cómo la modulación de fase introducida crea una señal con una amplia distribución de frecuencias (nótese la diferencia entre el período de las franjas más anchas, al principio y al final del semiperíodo de la señal de modulación, en 0 y 10 ms, y el de las franjas centrales, alrededor de 5 ms).

El recuento del número de las franjas de interferencia creadas será uno de los métodos de calibración de nuestros sensores¹², que permitirá medir ϕ_p , el cuál guardará una relación sencilla con la señal de excitación de los moduladores.

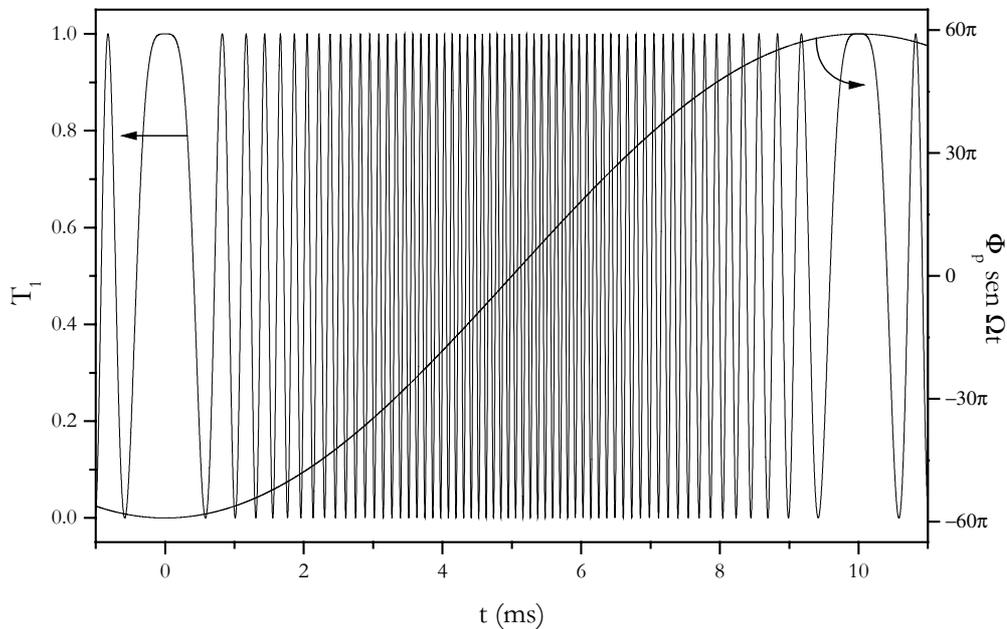


Figura 2.8. Señal de salida del interferómetro Mach-Zehnder: $\phi_0 = \pi$, $\phi_p = 60\pi$.

Para comprender de forma cualitativa el espectro que cabe esperar para esta señal (Ecs. 2.17), podemos razonar en términos del tiempo que se necesita para observar una franja de interferencia completa a la salida del interferómetro. Dicho tiempo es el período local de la modulación de salida y en primera aproximación viene a ser $\dot{\phi} / 2\pi$, donde $\dot{\phi}$ es la derivada de $\phi(t)$ respecto al tiempo. La frecuencia máxima de modulación se observará para los valores extremos de $\dot{\phi}$, que resulta ser $\phi_p f_\Omega$. Por el contrario, la frecuencia de modulación mínima se observará para los puntos máximo y mínimo de $\phi(t)$, que corresponde a $\dot{\phi} = 0$. Estas características se observan con claridad para valores de ϕ_p

grandes, como es el caso de la figura 2.8. Con ello, y en concordancia con las Ecs. 2.17, el espectro de la señal generada puede describirse como una serie de frecuencias discretas separadas f_Ω que cubren el rango $[0, \phi_p f_\Omega]$. Desde el punto de vista de las Ecs. 2.17, la cota superior del intervalo de frecuencias generadas viene determinada por la propiedad de las funciones de Bessel señalada anteriormente: $|J_n(\phi_p)| \ll 1$ si $n > \phi_p$.

Una consecuencia de este análisis es el hecho de que la medida de la cota superior del espectro de frecuencias de la señal nos determina ϕ_p , lo que constituye un método sencillo, alternativo al recuento de franjas mencionado anteriormente.

Esta medida podría realizarse experimentalmente con un analizador de espectros, o mediante la medida directa de la frecuencia que corresponde a las franjas de interferencia de período más corto con un osciloscopio.

La figura 2.9 representa el espectro de frecuencias calculado para tres señales correspondientes a los valores de la amplitud de modulación de la fase: (a) $\phi_p = 60\pi$, (b) $\phi_p = 100\pi$, (c) $\phi_p = 140\pi$, con $\phi_0 = \pi$ en los tres casos. Las frecuencias máximas generadas en cada caso son (a) 9.4 kHz, (b) 15.7 kHz y (c) 22.0 kHz, medidas en el máximo de la envolvente del espectro antes de la caída monótona que presenta. Cabe observar que la escala del eje de ordenadas es logarítmica.

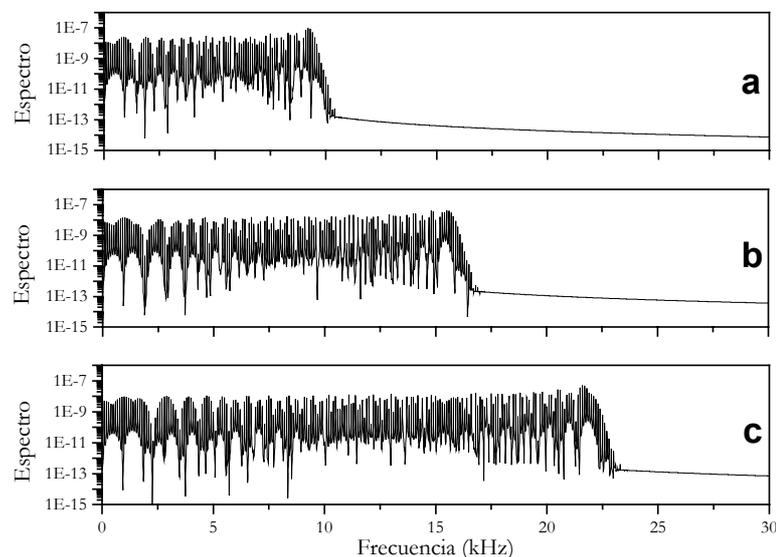


Figura 2.9. Espectros de la señal de salida del interferómetro Mach-Zehnder: (a) $\phi_p = 60\pi$, (b) $\phi_p = 100\pi$ y (c) $\phi_p = 140\pi$.

- ¹ A. B. Carlson, *Communication systems: An introduction to signals and noise in electrical communications*, Irwin/McGraw-Hill, 1986.
- ² M. Abramowitz, I. A. Stegun, *Handbook of mathematical functions*, Dover Publications, 1972.
- ³ J. L. Cruz, J. Marzal, M. V. Andrés, "An all-fiber RF modulation technique: frequency response calibration of optical detectors", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 43, N° 9, pp. 2361-2363, 1995.
- ⁴ W. Johnstone, "Optical detection", en *Principles of Modern Optical Systems*, Editado por Ivan Andonovic y Deepak Uttamchandani, Artech House, 1989.
- ⁵ M. C. Brain, "Coherent optical systems and networks", en *Principles of Modern Optical Systems, Vol. II*, Editado por Deepak Uttamchandani y Ivan Andonovic, Artech House, 1992.
- ⁶ H. B. Killen, *Fiber Optic Communications*, Prentice Hall, 1991.
- ⁷ D. A. Jackson, A. Drandridge, S. K. Sheem, "Measurement of small phase shifts using a single-mode optical-fibre interferometer", *Optics Letters*, Vol. 5, N° 4, pp. 139-141, 1980.
- ⁸ L. Fabiny, S. T. Vohra, F. Bucholtz, "Multiplexed low-frequency electric and magnetic field fiber optic sensors", *Optical Fiber technology*, Vol. 2, pp. 106-113, 1996.
- ⁹ D. A. Jackson, R. Priest, A. Drandridge, A. B. Tveten, "Elimination of drift in a single-mode optical fiber interferometer using a piezoelectrically stretched coiled fiber", *Applied Optics*, Vol. 19, N° 17, pp. 2926-2929, 1980.
- ¹⁰ S. K. Sheem, T. G. Giallorenzi, K. Koo, "Optical techniques to solve the signal fading problem in fiber interferometers", *Applied Optics*, Vol. 21, N°4, pp. 689-693, 1982.
- ¹¹ P. Coghill, I. M. Basset, D. Wong, S. B. Poole, "A passive high sensitivity magnetic field sensor based on metallic glass wire", *Journal of Lightwave technology*, Vol. 14, N° 8, pp. 1918-1925, 1996.
- ¹² T. Yoshino, K. Kurosawa, K. Itoh, T. Ose, "Fiber-optic Fabry-Perot interferometer and its sensor applications", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol QE-18, N° 10, pp. 1624-1633, 1982.

Capítulo 3

Bobinados de fibra sobre transductores piezoeléctricos y magnetostrictivos

3.1. Introducción

Nuestros sensores codificados en frecuencia basados en interferómetros de fibra óptica son capaces de medir directamente voltajes y corrientes gracias a dos fenómenos que convierten la excitación electromagnética de un material en una acción elástica, la piezoelectricidad y la magnetostricción, respectivamente. Ambos efectos son conocidos en profundidad y se aprovechan para múltiples aplicaciones de sensores, y en especial la que nos ocupa, la medición de campos electromagnéticos. En nuestros sistemas, la deformación generada por los transductores piezoeléctricos y magnetostrictivos produce la modulación de la fase en la luz guiada por la fibra bobinada sobre ellos.

La piezoelectricidad produce un efecto lineal para un amplio rango de valores de campo eléctrico, mientras que la magnetostricción muestra, para campos pequeños, un comportamiento cuadrático respecto a la excitación magnética aplicada. Como hemos mencionado anteriormente, otro fenómeno de transducción, la electrostricción, se emplea también para la medida de campos eléctricos. La electrostricción está presente en todos los dieléctricos, pero sólo es perceptible en materiales de constante dieléctrica muy alta, habitualmente ferroeléctricos, y tiene una dependencia cuadrática con el campo eléctrico.

En nuestros sensores, la sensibilidad depende del grado de optimización de las características de los transductores. Tenemos como objetivo el generar en los sensores una modulación de fase de amplitud grande que dé lugar a frecuencias de modulación altas, o, dicho con otras palabras, a un alto número de franjas de interferencia, para que ofrezcan una alta sensibilidad y se minimice el error en la medida. El estudio de los efectos físicos implicados en la deformación de una fibra bobinada sobre un transductor piezoeléctrico o magnetostrictivo parece entonces indispensable para obtener el diseño óptimo de los sensores. Por ello, desarrollamos en los apartados siguientes tanto un estudio resumido de la piezoelectricidad y de la magnetostricción como un modelo teórico que simule el resultado de la deformación del transductor en la fibra y el cambio de fase producido.

Con el fin de preparar bobinas multicapa que incrementen la sensibilidad, al aumentar la longitud de fibra sensora, se ha diseñado y construido una bobinadora de fibra semiautomática, descrita en la última parte del capítulo.

3.2. Piezoelectricidad

La investigación sobre los cristales piroeléctricos que desarrollaron Pierre Curie y su hermano Jacques en el comienzo de su carrera científica les condujo al descubrimiento de la piezoelectricidad en 1880. El interés de los hermanos Curie se centraba en estudiar las relaciones entre la simetría cristalina y propiedades como la piroelectricidad¹. Disponían de muestras de la mayoría de los cristales piroeléctricos conocidos en aquella época, como por ejemplo la turmalina, el cuarzo o la sal de Seignette (*Rochelle salt* para los anglosajones). Éstos se caracterizan por presentar una polarización de carácter espontáneo, aunque de magnitud dependiente de la temperatura, que puede ser inapreciable a temperatura ambiente. La piroelectricidad era conocida en Europa desde que en el siglo anterior los holandeses trajeran de Ceilán cristales de turmalina, en los que aparecían, al ser calentados, distribuciones de carga de signo opuesto en cada extremo.

Para comprobar el efecto de las variaciones de presión en estos cristales, los Curie cortaban sus muestras siguiendo un eje de simetría cristalina determinado, y las colocaban entre dos electrodos de estaño, entre los que medían la diferencia de potencial generada en función de la presión aplicada con un torno. Las diferencias de potencial aparecidas, que eran de un signo si los cristales eran comprimidos o de signo contrario si eran tensionados, se anulaban cuando el cristal volvía a su estado inicial. Con estas experiencias revelaron la existencia del efecto piezoeléctrico directo, que supone la aparición de una polarización eléctrica como respuesta a la aplicación de una acción mecánica en una dirección

determinada, en ciertos materiales. La magnitud de esta polarización es directamente proporcional a la tensión mecánica y su sentido depende del tipo de fuerza aplicada, tensora o compresora.

El efecto piezoeléctrico inverso, la deformación de un material debida a un campo eléctrico, fue predicho por Lippman² en 1881 como consecuencia termodinámica de la existencia del efecto directo, mientras se ocupaba de la aplicación de métodos termodinámicos al estudio de fenómenos eléctricos. Ambos efectos, directo e inverso, son manifestaciones reversibles de la misma propiedad del cristal. El efecto piezoeléctrico inverso fue verificado experimentalmente a finales de ese año por Jacques y Pierre Curie, al comprobar cómo la aplicación de un campo eléctrico a un material piezoeléctrico producía la dilatación de unas dimensiones y la contracción de otras. También verificaron que el hecho de obtener una contracción o una dilatación en una dirección determinada responde al signo del campo eléctrico. Los hermanos Curie midieron, con una precisión muy buena ya en aquella época, algunos de los coeficientes piezoeléctricos del cuarzo y de la turmalina. Este trabajo les condujo a la fabricación de diferentes aparatos para medir presiones, cargas y variaciones de longitud, que fueron utilizados posteriormente en la investigación radioactiva de Pierre y Marie Curie.

La formulación teórica de la piezoelectricidad fue completada por Woldemar Voigt en 1894. Voigt determinó cuáles de las 32 clases cristalinas pueden mostrar propiedades piezoeléctricas, y qué coeficientes piezoeléctricos resultan nulos en cada simetría, pues de las 32 clases o grupos puntuales, sólo veinte, las que cumplen ciertos requisitos de asimetría, exhiben el efecto piezoeléctrico. Ni los materiales conductores ni los de un alto grado de simetría pueden ser piezoeléctricos. Así, la piezoelectricidad se presenta solamente en cristales que carecen de centro de inversión, porque la aplicación de una tensión mecánica sobre una celda cristalina centrosimétrica no genera ningún momento eléctrico resultante. La existencia de un centro de simetría provoca que se compensen los desplazamientos relativos y que, en consecuencia, no se defina ninguna dirección de polarización. De estas veinte clases piezoeléctricas, sólo diez cuentan con un único eje que puede presentar polarización espontánea, las que corresponden a los cristales piroeléctricos. Entre los piroeléctricos, los ferroeléctricos son aquellos que cambian el signo de su polarización espontánea por la aplicación de un campo eléctrico. De manera análoga a las propiedades magnéticas de los materiales ferromagnéticos, los ferroeléctricos poseen una alta constante dieléctrica, muestran también una histéresis considerable, y sus propiedades eléctricas varían apreciablemente con la temperatura. Basándonos en esta clasificación

según las clases cristalinas, podemos concluir que todos los cristales ferroeléctricos son piezoeléctricos, sin embargo no todos los piezoeléctricos muestran ferroelectricidad (por ejemplo el cuarzo no es ferroeléctrico). Cristales como el titanato de bario (BaTiO_3) y otras sales de titanio, estaño, o zirconio, de la misma estructura cristalina que la perovskita (CaTiO_3) son al mismo tiempo piezoeléctricos y ferroeléctricos.

La investigación militar que se originó a raíz del estallido de la Primera Guerra Mundial, y posteriormente el gran desarrollo de la electrónica, extendieron enormemente las aplicaciones de los materiales piezoeléctricos, que fueron utilizados en la emisión y recepción de ondas acústicas submarinas y como resonadores en estabilizadores, osciladores o filtros electrónicos.

En la actualidad, además de las aplicaciones que nos interesan en este trabajo referentes a transductores electromecánicos empleados como sensores, la piezoelectricidad se aprovecha ampliamente en multitud de campos, como en aplicaciones industriales de generación o detección de sonidos y ultrasonidos, control de posición de alta precisión, o incluso en aparatos domésticos tan cotidianos como encendedores o impresoras.

Los monocristales piezoeléctricos han cedido su papel en muchas aplicaciones a las cerámicas piezoeléctricas^{3,4}, compuestos policristalinos más versátiles y de fabricación más barata y sencilla. Entre los monocristales más frecuentes se encuentra el cuarzo, normalmente crecido a partir de disolución, ya que las piezas de mineral de cuarzo resultan únicamente aprovechables cuando la cantidad de defectos presentes no es excesiva. Otros cristales como el KDP (*potassium dihydrogen phosphate*), EDT (*ethylene diamine tartrate*), LiNbO_3 y el BaTiO_3 son también crecidos en procesos industriales.

En un paso más en el desarrollo de nuevos materiales piezoeléctricos, actualmente se fabrican polímeros, que se han utilizado como recubrimiento de fibras ópticas en aplicaciones de modulación. Se trata de películas termoplásticas, de compuestos como el PVF_2 , a las que se les proporciona un tratamiento eléctrico y mecánico, con el fin de aprovechar su piezoelectricidad. De momento, se consiguen sólo eficiencias muy bajas.

Respecto a las cerámicas, que son los materiales piezoeléctricos que empleamos en este proyecto, otra de sus ventajas frente a los cristales consiste en la capacidad de poder elegir con precisión el tamaño, la forma y las características eléctricas del material, según su aplicación. El titanato de bario y el titanato-zirconato de plomo (PZT) son algunas de las cerámicas piezoeléctricas más comunes. La composición de los transductores piezoeléctricos utilizados en este trabajo corresponde a distintos tipos de PZT.

Los pequeños cristales que componen el material PZT presentan también una estructura como la perovskita, de tipo tetragonal, muy cercana a la cúbica. Estas cerámicas están formadas por polvos de óxidos o sales de plomo, zirconio y titanio, que son tratados térmicamente para crear aglomerados compactos de fórmula general $\text{PbTi}_{(1-x)}\text{Zr}_x\text{O}_3$, con x cercano a 0.5. Las propiedades particulares de cada tipo de material dependen de la proporción entre las cantidades de Zr y de Ti. Algunos dopantes pueden mejorar la eficiencia electromecánica del material, aunque a costa de su estabilidad temporal y en temperatura. En comparación con otras cerámicas, como el BaTiO_3 , los materiales de composición general PZT (que pueden tener distintos valores de x y diferentes dopantes) presentan altos puntos de Curie y un alto acoplamiento electromecánico. El PZT es un material fuerte, duro, químicamente inerte y que no se ve afectado por la humedad del entorno.

Para concluir el proceso de fabricación del piezoeléctrico, la cerámica debe someterse a un proceso de polarización mientras el material es enfriado desde una temperatura muy cercana a la de Curie. Como una cerámica de PZT está formada por microcristales elementales de uno o más dominios, orientados inicialmente al azar, no existe en principio momento eléctrico resultante. Hace falta este proceso de polarización para romper la isotropía de la cerámica, que consiste en la aplicación de un campo eléctrico bastante intenso y constante en la dirección en la que queremos alinear la polarización del máximo número de microcristales. Así se obtiene una polarización eléctrica importante en una de las orientaciones, convertida en dirección característica de la pieza desde el punto de vista eléctrico y mecánico. Gracias a esta gran polarización, la cerámica se convierte en piezoeléctrica y ferroeléctrica.

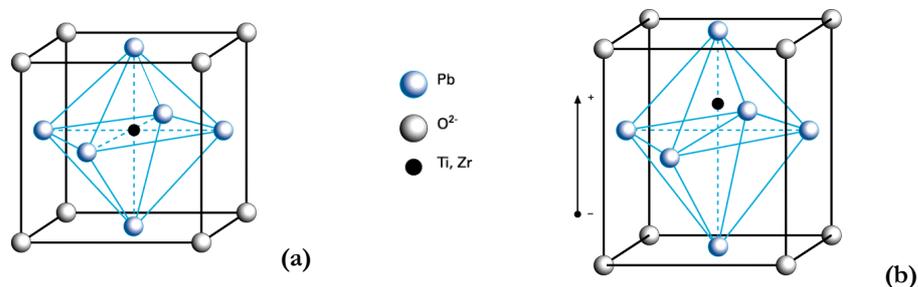


Figura 3.1. Celda cristalina unidad del PZT antes y después del proceso inicial de polarización.

La figura 3.1 muestra la celda cristalina unidad del PZT antes del proceso de polarización (a), y una vez aplicado el proceso (b), gracias al cual ha pasado de una simetría cúbica a una simetría tetragonal / romboédrica. Sin embargo, si el material sobrepasa su

temperatura de Curie característica, puede recuperar la simetría cúbica (que es centrosimétrica) y perder sus propiedades piezoeléctricas, al anularse el momento eléctrico resultante. La temperatura de Curie es en general mayor para las cerámicas que para los cristales. Por encima de esta temperatura que marca la transición de simetría cristalina, las cerámicas pasan de ferroeléctricas a paraeléctricas.

Las propiedades piezoeléctricas que adquiere el material durante su fabricación pueden también perderse si sufre una despolarización por causas eléctricas o mecánicas. Un campo eléctrico muy intenso en dirección contraria a la polarización efectuada en su preparación o una presión mecánica considerable conllevan la pérdida del carácter piezoeléctrico.

Una vez polarizada la cerámica, si le aplicamos un voltaje moderado en la misma dirección y con el mismo signo que el campo de polarización inicial, la pieza se alarga en esa dirección y se contrae en las direcciones perpendiculares. Un voltaje de signo opuesto induce el efecto contrario. Con un voltaje alterno, el material se deforma a la misma frecuencia que la señal aplicada. Si cesa la excitación, la deformación desaparece. De la misma forma, una presión tensora o compresora produce un cambio en el momento dipolar y como consecuencia hace aparecer un voltaje de signo, contrario o igual respectivamente al campo de polarización. El comportamiento es lineal para campos moderados, siempre por debajo del valor del campo del proceso de polarización inicial, en el caso del efecto inverso, y para tensiones mecánicas también moderadas, en el caso del efecto piezoeléctrico directo.

Dada la ferroelectricidad del PZT, las cerámicas muestra cierta histéresis, dependiendo de su composición particular. Las propiedades piezoeléctricas de las cerámicas cambian con el tiempo, debido a su carácter ferroeléctrico. Tanto su constante dieléctrica, como sus coeficientes piezoeléctricos muestran un proceso de envejecimiento, de manera que las cerámicas son tanto más estables como más tiempo haya transcurrido desde su proceso de polarización. La polarización de las piezas, y las deformaciones introducidas entonces crean tensiones mecánicas que se liberan lentamente gracias a la reorientación de algunos dominios.

Las propiedades piezoeléctricas son descritas por diferentes magnitudes, entre las que destacamos los coeficientes piezoeléctricos de carga, que nos serán útiles para comprender el funcionamiento de los sensores interferométricos aquí presentados. Estos

coeficientes relacionan una variable elástica (tensión o deformación) con una eléctrica (polarización o campo).

Supongamos que aplicamos una tensión mecánica σ a un cristal piezoeléctrico. Si P simboliza el vector momento eléctrico por unidad de volumen o vector polarización eléctrica, la relación entre σ y P que resulta del efecto piezoeléctrico directo tiene la forma⁵

$$P_i = d_{ijk} \sigma_{jk} \quad (\text{Ec. 3.1})$$

donde d_{ijk} , un tensor de orden tres, son los coeficientes piezoeléctricos de carga. Los componentes del tensor de orden dos σ_{ij} son simétricos, así como los d_{ijk} en j y k . Esta equivalencia, $d_{ijk} = d_{ikj}$ se puede demostrar por la simetría del tensor de deformación ε_{ij} y la ecuación del efecto piezoeléctrico inverso que relaciona la intensidad de campo eléctrico aplicado y los componentes del tensor de deformación:

$$\varepsilon_{jk} = d_{ijk} E_i \quad (\text{Ec. 3.2})$$

Por argumentos de conservación de la energía, éstos son los mismos coeficientes piezoeléctricos que aparecen en la ecuación del efecto directo. La simetría de los coeficientes piezoeléctricos permite que se emplee una notación matricial alternativa, reduciendo los términos independientes de 27 a 18. Existe la siguiente relación entre los índices de la notación tensor j, k y el de la nueva notación matricial l :

j	k	l	j	k	l	j	k	l
1	1	1	2	3	4	3	2	4
2	2	2	3	1	5	1	3	5
3	3	3	1	2	6	2	1	6

En ambos casos, los índices $1, 2, 3$ se refieren a tensiones mecánicas o campos aplicados respectivamente en las direcciones x, y, z , al tiempo que, en la nueva notación, los índices $4, 5, 6$ se refieren a acciones de cizalladura. Normalmente se toma el eje 3 como dirección de polarización.

Por convención, la definición de los d_{jl} a partir de los d_{ijk} involucra un factor $1/2$ para los índices $l = 4, 5, 6$. Para mantener la consistencia, el cambio de notación tensorial a matricial de los tensores de tensión y deformación sigue las mismas reglas:

$$\begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{31} \\ \sigma_{12} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{23} & \sigma_{33} \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \sigma_1 & \sigma_6 & \sigma_5 \\ \sigma_6 & \sigma_2 & \sigma_4 \\ \sigma_5 & \sigma_4 & \sigma_3 \end{pmatrix}$$

(Ecs. 3.3)

$$\begin{pmatrix} \epsilon_{11} & \epsilon_{12} & \epsilon_{31} \\ \epsilon_{12} & \epsilon_{22} & \epsilon_{23} \\ \epsilon_{31} & \epsilon_{23} & \epsilon_{33} \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \epsilon_1 & \frac{\epsilon_6}{2} & \frac{\epsilon_5}{2} \\ \frac{\epsilon_6}{2} & \epsilon_2 & \frac{\epsilon_4}{2} \\ \frac{\epsilon_5}{2} & \frac{\epsilon_4}{2} & \epsilon_3 \end{pmatrix}$$

Las relaciones que describen los efectos piezoeléctrico directo e inverso adoptan la nueva forma

$$P_i = d_{ij} \sigma_j \qquad \epsilon_j = d_{ij} E_i \qquad \text{(Ecs. 3.4)}$$

Por ejemplo, el coeficiente d_{31} cuantifica entonces tanto la polarización que aparece en la dirección 3 por aplicación de una tensión mecánica a lo largo del eje 1, como la deformación en la dirección 1 consecuencia de la acción de un campo en la 3. Los coeficientes piezoeléctricos se agrupan en la siguiente matriz,

$$\begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix} \qquad \text{(Ec. 3.5)}$$

que puede simplificarse aún más para alguna de las clases cristalinas. Para las de mayor grado de simetría se anula alguno de los términos, mientras que las clases menos simétricas, como el sistema triclinico, mantienen los 18 términos independientes. Las cerámicas de PZT utilizadas en este trabajo sólo conservan los coeficientes $d_{31} = d_{32}$, $d_{15} = d_{24}$ y d_{33} . Los coeficientes piezoeléctricos de carga se expresan en unidades de C/N o m/V. Sus valores se sitúan en los órdenes de 10^{-12} a 10^{-10} , por lo que en el efecto directo las cargas eléctricas generadas son pequeñas, aunque los voltajes creados grandes, y en el efecto inverso los desplazamientos obtenidos pequeños pero la fuerza que llega a ejercer el piezoeléctrico es importante, lo que le confiere un especial interés como transductor electromecánico.

Los coeficientes piezoeléctricos describen la respuesta del material en las distintas direcciones, para excitaciones estacionarias o alternas, de frecuencia inferior a las frecuencias de resonancia, que están determinadas por la geometría de cada pieza. Un piezoeléctrico en forma de tubo que esté alimentado eléctricamente entre las paredes exterior e interior del tubo, o sea en las mismas condiciones que nuestros elementos sensores, experimenta tres formas básicas de deformación. El tubo se deformará longitudinalmente, en la dirección 1, en la dirección radial 3, como consecuencia de cambios en su radio, y en la misma dirección radial como consecuencia de cambios en su grosor. Para determinadas frecuencias de excitación, las vibraciones periódicas a las que sometemos al tubo entran en resonancia. Estas frecuencias dependen del tipo de material y de la geometría del tubo. En las resonancias, la respuesta del piezoeléctrico puede incrementarse hasta en algunos órdenes de magnitud, según cuál sea su factor de calidad, Q . Las frecuencias fundamentales para las que los modos de vibración circular, longitudinal y en grosor entran en resonancia son respectivamente:

$$F_c = \frac{N_c}{R_i + R_e} \quad F_L = \frac{N_L}{b} \quad F_g = \frac{N_g}{g} \quad (\text{Ec. 3.6})$$

donde N_c , N_L y N_g son las constantes de frecuencia características de cada material, R_e y R_i son los radios interior y exterior del tubo, $g = R_e - R_i$ es su grosor y b su altura. Desde el punto de vista eléctrico, un tubo piezoeléctrico responde a frecuencias bajas básicamente como un condensador⁶. Cerca de la resonancia, la impedancia se transforma e intervienen de manera más destacada las contribuciones inductiva y resistiva. En la frecuencia de resonancia, la impedancia toma un valor muy pequeño y crece hasta un valor máximo en la frecuencia de antirresonancia, cercana a la de resonancia, para volver en frecuencias superiores al comportamiento predominantemente capacitivo.

Hemos empleado cuatro tipos distintos de material PZT, del fabricante cuya marca comercial actual es *Morgan Electro Ceramics*. El tipo 5H (que responde en una clasificación distinta al nombre NAVY VI) se caracteriza⁷ por sus elevados coeficientes piezoeléctricos y su alta permitividad, pero, al mismo tiempo, su eficiencia depende bastante de la temperatura, su temperatura de Curie es baja y su estabilidad temporal limitada. El PZT-4D (NAVY I) muestra una gran resistencia a ser despolarizado, sus propiedades varían poco con la temperatura, pero su eficiencia piezoeléctrica es baja. El PZT-8 (NAVY III) es

bastante similar al PZT-4D, presentando resonancias de factor Q elevado. El PZT-5A (NAVY II) presenta una alta estabilidad temporal.

Tabla 3.1. Propiedades de los materiales piezoeléctricos utilizados

		PZT-5H	PZT-8	PZT-4D	PZT-5A
Coeficientes piezoeléctricos de carga (10^{-12} m/V)	d_{31}	-274	-97	-123	-171
	d_{33}	593	225	289	374
	d_{15}	741	300	496	585
Constante dieléctrica relativa a tensión mecánica constante	K_{33}	3400	1100	1300	1700
Temperatura de Curie (°C)		195	300	320	365
Temperatura máxima de trabajo (°C)		110	175	200	250
Densidad (kg/m^3)		7450	7600	7600	7700
Constantes de frecuencia (Hz m)	N_L	1420	1700	1515	1400
	N_c	890	1070	990	890
	N_g	2000	2070	2000	1880

La tabla 3.1 presenta algunos datos referentes a las propiedades nominales de los materiales utilizados, a 25 °C, 24 horas después de su polarización. El fabricante admite en ellos una tolerancia del 20%. Los valores de los coeficientes piezoeléctricos son sólo válidos para el rango de frecuencias de excitación por debajo de las resonancias fundamentales. El estudio de la variación de los coeficientes piezoeléctricos con la temperatura se presenta en el capítulo 5.

3.3. Magnetostricción

La magnetostricción^{8,9} se define como el cambio de dimensiones que experimentan los materiales ferromagnéticos al aplicarles un campo magnético. La máxima deformación magnetostrictiva observada, el incremento de longitud en una dirección determinada normalizado a su longitud original, se encuentra alrededor de 10^{-5} en el caso de los materiales convencionales y supera el valor 10^{-3} para ciertas aleaciones (materiales de magnetostricción gigante).

James Joule observó por primera vez este tipo de deformación en el hierro en 1842, y por ello este fenómeno recibe en ocasiones su nombre. También fueron descubiertos en la misma época el proceso recíproco, llamado efecto Villari, que explica el cambio en la magnetización del material producido por una acción mecánica, y el efecto Wiedemann,

conocido desde 1862. Este último tipo de magnetostricción implica la torsión de un material ocasionada por un campo magnético helicoidal.

La magnetostricción puede ser positiva, cuando el material se expande al ser magnetizado, o negativa si se contrae. Para los materiales con magnetostricción positiva, la magnetización aumenta con la tensión mecánica, mientras que disminuye si la magnetostricción es negativa. El níquel es el paradigma de material de magnetostricción negativa. Siempre se contrae para valores crecientes del campo magnético. Por contra, el hierro presenta magnetostricción positiva, aunque sólo para campos moderados, ya que para campos altos ésta es negativa.

La deformación magnetostrictiva es una función par del campo, es decir, el signo de la deformación es independiente del signo del campo. Así, bajo la acción de un campo alterno moderado, un material de magnetostricción positiva siempre incrementará una de sus dimensiones cuando crezca el valor absoluto del campo instantáneo, y regresará a su posición inicial cuando éste disminuya. Debido a este carácter rectificador, la aplicación de un campo magnético alterno genera en un magnetostrictivo un movimiento de frecuencia doble respecto a la excitación. No ocurría lo mismo en el caso de los piezoeléctricos, donde el cambio de signo del campo eléctrico aplicado sí que supone pasar de una expansión a una contracción en la dirección considerada, o viceversa. La deformación (positiva o negativa) en la dirección del campo se compensa con una deformación de signo contrario en las direcciones perpendiculares, de forma que en primera aproximación el volumen total no varía.

Las propiedades magnetostrictivas desaparecen cuando se sobrepasa un umbral de temperatura, llamada de Curie, que marca la transición hacia un estado de menor orden. Muchos materiales disminuyen su magnetostricción al mismo tiempo que aumenta la temperatura. Pero el sobrepasar la temperatura de Curie no significa la pérdida irreversible del carácter magnetostrictivo, ya que se recupera cuando el material regresa a temperaturas inferiores.

Los materiales ferromagnéticos presentan regiones llamadas dominios en las que los momentos magnéticos están orientados en una misma dirección. El límite de la deformación que puede alcanzar una pieza magnetostrictiva depende de la distribución previa de los dominios, es decir, de si han sido orientados en una dirección determinada o no. La alineación de los dominios puede forzarse, por ejemplo, mediante una deformación inicial o un tratamiento térmico bajo la acción de un campo magnético. Las acciones

mecánicas sobre un material magnetostrictivo cambian, además del valor límite alcanzable, la forma de la curva de deformación en función del campo aplicado. Así, en materiales con coeficiente de magnetostricción positivo, la compresión inicial de una pieza magnetostrictiva alinea los dominios magnéticos en la dirección perpendicular a su eje. Hay por tanto más dominios susceptibles de girar en presencia de un campo magnético aplicado en la dirección adecuada, y entonces la deformación máxima que puede alcanzarse aumenta, aunque se necesite aplicar un campo bastante mayor para llegar a ese valor máximo. No obstante, el valor máximo que puede deformarse una muestra cuando sus dominios están en un principio orientados aleatoriamente, con igual volumen de dominios magnetizados en todas las direcciones, o sea, globalmente desmagnetizada, sí que es un parámetro propio del material. Corresponde a la llamada deformación en la saturación, λ_s , que se alcanza cuando el material se satura en términos magnéticos.

Una muestra magnetostrictiva exhibe una respuesta diferente en cada etapa del proceso de magnetización, en función del comportamiento de los dominios del material para cada valor del campo. La teoría fenomenológica general que describe la magnetostricción indica que para valores pequeños del campo de excitación magnética se produce el desplazamiento de los límites de los dominios de orientación contraria al campo magnético, a favor de los de orientación favorable, que se expanden. Este aumento de volumen de unos dominios a costa de otros orientados a 180° no produce ninguna deformación en el material. Cuando aumenta más el campo, los dominios giran en la dirección que éste marca. En esta etapa se produce el grueso de la deformación magnetostrictiva. Por último, para campos aún mayores, cuando la mayoría de los dominios están alineados con el campo externo, todo el material se comporta como un único dominio, hasta que se satura. En ese momento, alcanzado el valor de la magnetostricción en la saturación, un incremento del campo no produce ya ningún incremento de la deformación, ni cambio de la polarización magnética del material.

Siguiendo estos supuestos, el modelo desarrollado por Livingston¹⁰ para cintas magnetostrictivas compuestas por materiales metálicos amorfos predice la dependencia de la deformación longitudinal relativa de un material magnetostrictivo, ε , en función del campo magnético aplicado, H , como

$$\varepsilon = \frac{3}{2} \lambda_s \left(\frac{H^2}{H_A^2} - \frac{1}{3} \right) + \frac{\sigma}{E} \quad (\text{Ec. 3.7})$$

Esta expresión de la magnetostricción corresponde a una dependencia cuadrática con el campo. Se refiere a la deformación medida en la dirección del campo aplicado cuando el material pasa de un estado desmagnetizado a una cierta polarización. La deformación sería menor si el material presenta cierta magnetización en la dirección del campo¹¹. En la fórmula interviene la deformación en la dirección de magnetización en la saturación, λ_s . Suponiendo que el volumen permanece constante, la deformación en las direcciones perpendiculares es $-\lambda_s/2$. E es el módulo de Young cuando el material está saturado. H_A es un parámetro llamado campo de anisotropía. En el caso de aplicar al material una tensión longitudinal σ , la deformación depende de ella, por el término en el que interviene explícitamente y a través de H_A . La ecuación anterior, cuando sólo se considera el término de campo magnético, suele escribirse de la forma siguiente, agrupando todos los parámetros en el coeficiente magnetostrictivo C_H ,

$$\varepsilon = C_H H^2 \qquad C_H = \frac{3}{2} \frac{\lambda_s}{H_A^2} \qquad \text{(Ecs. 3.8)}$$

El comportamiento cuadrático respecto al campo se sigue en materiales que cumplen las hipótesis del modelo propuesto, en el que se considera únicamente la rotación de dominios, no el movimiento de sus paredes. Aunque el movimiento de paredes que separan dominios con orientaciones opuestas no influía en la deformación, el efecto del desplazamiento de paredes que separan dominios girados 90° , proceso en que la deformación es lineal con el campo¹², sí que contribuye notablemente a la magnetostricción. Así pues, según el tipo de comportamiento y disposición de los dominios magnéticos del material (que supongan predominio de movimiento de paredes de dominios a 90° , a 180° o del giro de dominios), en cada rango del campo aplicado se obtendrá un tipo de dependencia de la deformación. En los tipos de materiales magnetostrictivos en los que existe un intervalo de comportamiento lineal, la aplicación de un campo constante adicional permite situarse en esa zona. Cuando comparamos varios de esos materiales, la pendiente de la recta que ajusta el comportamiento magnetostrictivo en ese intervalo lineal es proporcional al coeficiente cuadrático, C_H , de cada uno.

Diversos factores reducen la eficiencia de los transductores magnetostrictivos, como las pérdidas debidas a la histéresis o las pérdidas de Foucault por el carácter conductor del material. Asimismo, el efecto de carga de la fibra bobinada podría afectar a su respuesta, por la sensibilidad que muestra la magnetostricción a los efectos mecánicos.

Nuestros sensores magnetostrictivos han sido contruidos a partir de núcleos magnéticos toroidales utilizados en transformadores convencionales. El cambio de fase en la fibra que enrollamos alrededor de los núcleos depende del efecto en el material magnetostrictivo de la corriente que pasa a través de lo que sería el bobinado primario del transformador. La fibra óptica hace el papel de bobinado secundario, pero de tipo óptico en lugar de eléctrico. Los núcleos están formados por una chapa de acero con un 3% de silicio.

La forma toroidal y el laminado minimizan las pérdidas de Foucault en comparación con otros tipos de núcleos magnéticos. También contribuye a reducir esas pérdidas la adición de silicio, al disminuir la conductividad eléctrica del acero. La resistividad final del material es de $0.47 \mu\Omega \text{ m}$. Otros efectos no tan ventajosos de la incorporación de silicio en el acero son la disminución de la temperatura de Curie (que queda en $740 \text{ }^\circ\text{C}$) y del valor del campo de saturación (1.7 T). Este tipo de acero tiene una densidad de 7670 kg/m^3 , y puede resistir una tensión máxima de 44.2 MPa .

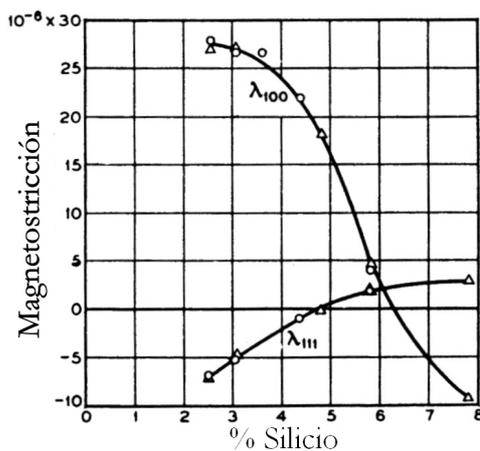


Figura 3.2. Magnetostricción del acero según su proporción de silicio (deformaciones en la dirección 100, λ_{100} , y en la dirección 111, λ_{111}).

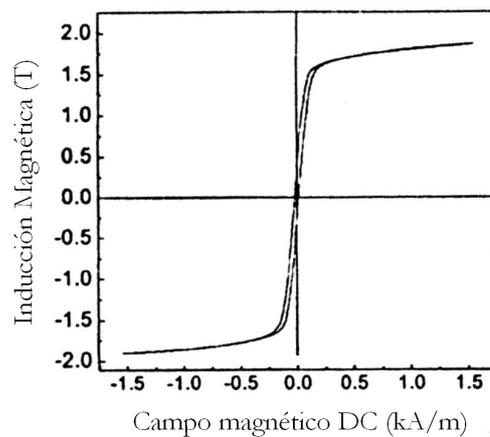


Figura 3.3. Ciclo de magnetización de una muestra de acero al silicio del 3%.

La figura 3.2 muestra la tendencia de la magnetostricción del acero en función de la proporción de silicio añadida, para las dos direcciones cristalinias principales del material¹⁵. Se observa en la gráfica la alta anisotropía de la magnetostricción respecto a las direcciones cristalinias.

La figura 3.3 muestra el ciclo de magnetización del acero al silicio, cuando le aplicamos un campo magnético continuo¹⁴. Nos proporciona el valor del campo

magnético, H , y de la inducción magnética, B , para los que se alcanza la saturación del material.

El proceso de fabricación del acero al silicio comprende distintos tratamientos térmicos, en los que se incluye el bobinado en frío, que produce una recristalización del acero, consiguiéndose un material de mayor permeabilidad y muy anisótropo. Con un tratamiento térmico (800 °C) posterior al bobinado se consigue una nueva cristalización así como la relajación de las tensiones de la plancha.

Una vez finalizado el proceso de fabricación, el eje de fácil magnetización de cada grano (la dirección específica de la red cristalina hacia la que tienden a orientarse los dipolos), el [001], sigue la dirección del bobinado¹⁵, facilitando la magnetización del núcleo. La textura del acero al silicio obtenida se conoce como [001](110), porque además un plano perpendicular a una cara diagonal de la estructura cristalina, el (110), es paralelo al plano de la hoja.

En la dirección de enrollado del toroide, la magnetostricción es baja¹⁶ por la orientación cristalina de los granos, pese a que la tensión por la curvatura del material incrementa la deformación magnetostrictiva¹⁷. A causa de la disposición cristalina, la deformación máxima alcanzable en la saturación y la histéresis de los ciclos de deformación cambian con el ángulo de magnetización. La figura siguiente presenta las curvas de la deformación en función de la inducción magnética producida en una pieza de acero al silicio¹⁸, para un campo alterno a 50 Hz, aplicado en la dirección de enrollado de la chapa (*rolling direction*, RD), a 30° y a 90°.

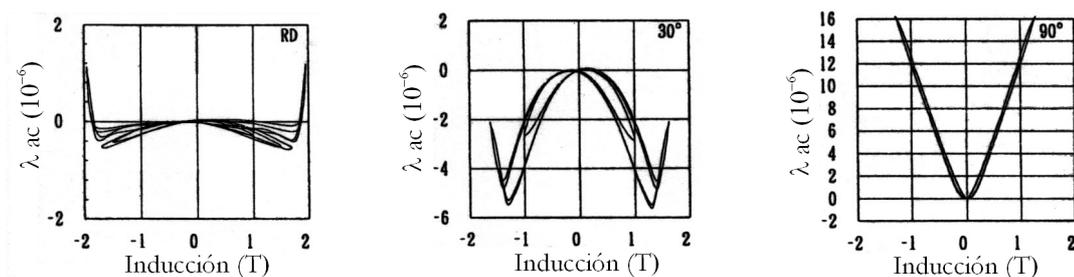


Figura 3.4. Deformación, λ , de una pieza de acero al silicio [001](110) para distintas direcciones de magnetización.

En esta última dirección la magnetostricción es muy marcada. Cuando la dirección de magnetización sobrepasa los 55°, la magnetostricción pasa de ser negativa a adoptar valores positivos.

3.4. Bobinados sobre transductores cilíndricos

Para calcular la respuesta de nuestros sensores necesitamos disponer de la relación que vincula la excitación que aplicamos a los transductores piezoeléctricos y magnetostrictivos y la modulación de fase generada. La geometría de los transductores utilizados (tubos cilíndricos, ver figura 3.5) nos permite aumentar la sensibilidad del sensor incrementando el número de vueltas y de capas de la fibra bobinada. Las ecuaciones siguientes proporcionan información de cómo optimizar esa sensibilidad con una buena elección de las dimensiones de los transductores.

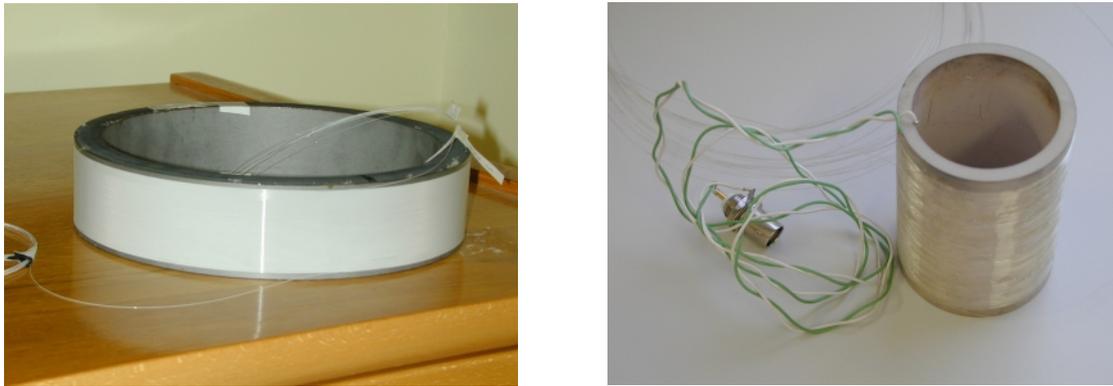


Figura 3.5. Bobinado de fibra sobre un núcleo toroidal de acero al silicio (izquierda) y sobre un tubo piezoeléctrico (derecha).

La fibra bobinada sobre el transductor sufre ya en el caso estático, una tensión tangente a la superficie del cilindro, originada por la propia curvatura de la fibra y por la tensión aplicada durante el bobinado. Cuando la pared del transductor se desplaza al ser excitado por un campo eléctrico o magnético, la fibra sufre una tensión adicional que se traduce en una deformación longitudinal relativa, idealmente igual a la deformación relativa del radio exterior del tubo.

La fase de la luz que se transmite por esa fibra, en contacto con la superficie del transductor a lo largo de una longitud L , con una constante de propagación β , será $\phi = \beta L$. La variación de fase que resulta de una deformación en la fibra tiene la contribución de dos factores¹⁹, el cambio de longitud de la fibra (δL) y el cambio en la constante de propagación del modo fundamental de la fibra ($\delta\beta$):

$$\delta\phi = \beta \delta L + L \delta\beta \quad (\text{Ec. 3.9})$$

El término referente al incremento de longitud de la fibra puede expresarse en función de la deformación longitudinal relativa de la fibra ε_{fib} ,

$$\beta \delta L = \beta \varepsilon_{fib} L = \frac{2\pi n L \varepsilon_{fib}}{\lambda} \quad (\text{Ec. 3.10})$$

donde hemos expresado la constante de propagación en función del índice del núcleo n ($\beta = nk_0 = 2\pi n/\lambda$), y no del índice modal, ya que la diferencia entre ellos es muy pequeña. El valor del índice modal se encuentra entre el índice del núcleo y el de la cubierta de la fibra.

El término de la variación de fase ocasionado por el cambio de la constante de propagación proviene de las variaciones del índice de refracción y del diámetro del núcleo, D ,

$$L \delta \beta = L \frac{\partial \beta}{\partial n} \delta n + L \frac{\partial \beta}{\partial D} \delta D \quad (\text{Ec. 3.11})$$

De acuerdo con la aproximación anterior en la que igualamos el índice modal al índice del corazón, tomaremos $\frac{\partial \beta}{\partial n} = k_0$. La variación de β con el cambio de diámetro del núcleo de la fibra resulta despreciable respecto a los otros términos considerados, los que tienen en cuenta las variaciones de índice de refracción y la deformación de la fibra¹⁹. El cambio en el índice de refracción del núcleo derivado de la deformación de la fibra está determinado por los coeficientes elastoópticos (de deformación p_{ij} o de tensión q_{ij}),

$$\delta n_i = -\frac{n^3}{2} \delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_i \quad \delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_i = \sum_j p_{ij} \varepsilon_j = \sum_j q_{ij} T_j \quad (\text{Ecs. 3.12})$$

Estos coeficientes elastoópticos se ordenan para materiales isotrópicos y homogéneos, como la sílice fundida que compone la fibra óptica, formando una matriz simétrica,

$$\begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{12} \\ p_{12} & p_{11} & p_{12} \\ p_{12} & p_{12} & p_{11} \end{pmatrix} = \frac{E}{(1+\nu)} \begin{pmatrix} q_{11} & q_{12} & q_{12} \\ q_{12} & q_{11} & q_{12} \\ q_{12} & q_{12} & q_{11} \end{pmatrix} \quad (\text{Ec. 3.13})$$

donde E es el módulo de Young, y ν el coeficiente de Poisson. Para la sílice fundida, y para $\lambda = 633 \text{ nm}$, estos coeficientes y los parámetros elásticos toman los valores: $p_{11} = 0.12$, $p_{12} = 0.27$, siendo $E = 7.3 \cdot 10^{10} \text{ m}^2/\text{N}$ y $\nu = 0.17$.

En todo el desarrollo que nos ocupa tomamos el eje 2 como el eje longitudinal de la fibra, y el 1 y el 3 como el paralelo y el perpendicular respectivamente a la superficie del tubo piezoeléctrico. El modo fundamental de la fibra sólo percibe los cambios de índice en las direcciones transversales de la fibra, es decir en las direcciones 1 y 3. Vamos a despreciar los efectos de la birrefringencia²⁰, y tomaremos $\delta n = (\delta n_1 + \delta n_2)/2$, lo que constituye una buena aproximación para valores de deformación pequeños.

Los efectos superpuestos de la curvatura de la fibra, de radio r , al bobinarla sobre el transductor, de radio exterior R_e , y de una fuerza F_T aplicada sobre la fibra, en la dirección longitudinal, genera en el núcleo las tensiones siguientes²¹:

$$T_1 = \frac{1}{2\pi r} \frac{F_T}{R_e} \quad T_2 = \frac{F_T}{\pi r^2} \quad T_3 = -\frac{E}{2} \left(\frac{r}{R_e} \right)^2 - \frac{3}{2\pi r} \frac{F_T}{R_e} \quad (\text{Ecs. 3.14})$$

La fuerza tangencial F_T que se genere por la deformación dinámica de la pared del transductor, que provoca el alargamiento o la contracción de la fibra, puede expresarse en función de la deformación longitudinal de la fibra como $F_T = \pi r^2 E \epsilon_{fib}$.

Esta deformación relativa en el eje longitudinal de la fibra es igual a la deformación relativa del radio exterior del transductor, que llamaremos ϵ , puesto que la longitud de fibra bobinada es proporcional a la longitud de esa circunferencia exterior. De esta forma, podemos relacionar el cambio de fase inducido en la luz con la deformación ϵ mediante la expresión:

$$\delta\phi = K_\phi \epsilon L \quad (\text{Ec. 3.15})$$

donde L es la longitud de fibra bobinada. K_ϕ depende de las características propias de la fibra, y de la geometría del bobinado. A partir de las ecuaciones 3.12 - 3.14 se obtiene

$$K_{\phi} = \frac{2\pi}{\lambda} \left[n - (1 + \nu) p_{12} \frac{n^3}{2} \right] \quad (\text{Ec. 3.16})$$

donde se han despreciado los términos en r/R_e . Otros cálculos más sencillos que no toman en consideración la geometría cilíndrica del bobinado conducen a estimaciones distintas de K_{ϕ} ²². Se trata siempre de análisis que no consideran cuestiones como la presencia de una capa de acrilato protegiendo la fibra o el pegamento que fija la fibra al tubo. En cualquier caso, una estimación razonable de K_{ϕ} , como la proporcionada por la Ec. 3.16, es todo lo que se necesita.

Para completar un modelo de los transductores, debemos completar la Ec. 3.15 con un cálculo de ε en función del voltaje o de la corriente aplicados según el tipo de transductor.

En el caso de los transductores piezoeléctricos con forma de tubo, el desarrollo de un modelo numérico preciso²² es complejo y no permite establecer reglas de diseño sencillas. Sin embargo, el objetivo fundamental de desarrollar un modelo de nuestros bobinados de fibra es poder establecer un procedimiento de diseño eficiente.

En este sentido, podemos establecer un modelo sencillo mediante un simple razonamiento. Consideremos el caso de tubos piezoeléctricos de pared delgada, $g \ll R_e$, y en consecuencia evaluaremos el campo eléctrico en el interior con la relación propia de un condensador plano, V/g , siendo V el voltaje aplicado entre las superficies interior y exterior del tubo. Consideremos, en un segundo paso, que la curvatura de la pared del tubo es pequeña y en consecuencia podemos estimar las deformaciones del tubo a partir de las de una lámina plana que resultara de estirar la pared del tubo, con una longitud $2\pi R_m$, siendo R_m el radio medio del tubo. De acuerdo con estas consideraciones, los cambios relativos de R_m y del grosor g serán:

$$\frac{\delta R_m}{R_m} \approx d_{31} \frac{V}{g} \quad \frac{\delta g}{g} \approx d_{33} \frac{V}{g} \quad (\text{Ecs. 3.17})$$

Con ello, calcularemos el incremento del radio externo del tubo R_e como $\delta R_m + \delta g/2$, resultando:

$$\varepsilon = \frac{\Delta R_e}{R_e} = d_{31} \frac{V}{g} + \frac{(d_{33} - d_{31})V}{2R_e} \quad (\text{Ec. 3.18})$$

Con esta expresión, podemos reescribir la ecuación 3.15 de manera más explícita. La relación final de la variación de fase en la fibra es función de la geometría del tubo, de sus coeficientes piezoeléctricos, del voltaje aplicado y de la longitud de fibra bobinada.

$$\delta\phi \approx K_\phi L V \left(\frac{d_{31}}{g} + \frac{d_{33} - d_{31}}{2R_e} \right) \quad (\text{Ec. 3.19})$$

La característica más llamativa del modelo desarrollado es la presencia del término proporcional al inverso del grosor, que resulta ser el término dominante para tubos delgados. Este término no aparece, por ejemplo, en el manual de instrucciones de uso y diseño de aplicaciones de las cerámicas piezoeléctricas facilitado por el propio fabricante de las mismas.

Para comparar la eficiencia de distintos tubos transductores, podemos escribir la expresión de la diferencia de fase normalizada al voltaje aplicado al tubo, y a la longitud de fibra bobinada,

$$\frac{\delta\phi}{LV} = K_\phi C \quad C \approx \frac{d_{31}}{g} + \frac{d_{33} - d_{31}}{2R_e} \quad (\text{Ecs. 3.20})$$

Con el objetivo de comprobar experimentalmente el modelo desarrollado, se han caracterizado una serie de tubos, todos ellos de 50.8 mm de diámetro exterior. Unos tubos son del material PZT-5H y otros del material PZT-8 (ver tabla 3.1). La caracterización se ha realizado bobinando una cierta longitud de fibra, L , y midiendo $\delta\phi$ en función de V con un interferómetro Mach-Zehnder, siendo V una señal de 50 Hz. La medida de $\delta\phi$ se ha realizado contando el número de franjas generadas en medio período del voltaje aplicado, siendo dicho número del orden 10^2 y realizando un ajuste de mínimos cuadrados. La figura 3.6 representa el módulo de la pendiente de dicha medida, o sea, la eficiencia del tubo transductor, $|\delta\phi/L/V|$, en función de la inversa del grosor del tubo, $1/g$.

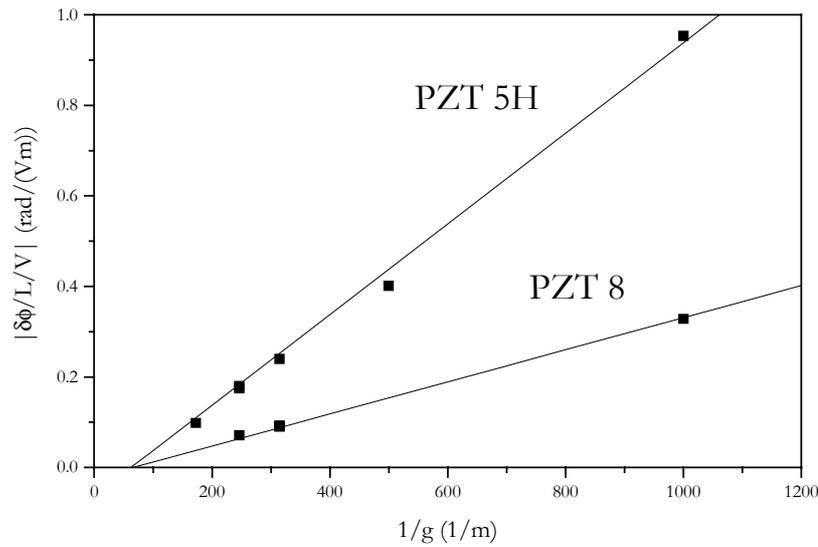


Figura 3.6. Modulación de fase por unidad de longitud de fibra y voltaje en función de la inversa del grosor del tubo piezoeléctrico, a 50 Hz.

Los resultados de esta figura muestran una relación lineal entre la eficiencia de los transductores y la inversa de su grosor, y un corte con el eje de abscisas positivo, tal y como las Ecs. 3.20 describen. Para los tubos de material PZT-5H, la pendiente de la recta se ajusta a un valor de $1.03 \cdot 10^{-3}$ rad/V. El valor teórico, calculado a partir de los parámetros propios de la sílice fundida, y el valor de p_{12} para 633 nm, es $1.08 \cdot 10^{-3}$ rad/V. Para el material PZT-8, la pendiente experimental es $3.44 \cdot 10^{-4}$ rad/V, mientras que la estimada teóricamente es $3.81 \cdot 10^{-4}$ rad/V. Las diferencias observadas pueden atribuirse a que no hemos considerado la influencia del polímero protector de la fibra. El valor relativo de la pendiente del material PZT-5H respecto a la del material PZT-8 es 3.0 y de acuerdo con las Ecs. 3.20 esta razón es independiente de K_ϕ y estaría determinada por la proporción de los coeficientes d_{31} de ambos materiales, lo que resulta valer 2.8. Finalmente, observamos en la figura 3.6 que ambas rectas tienen prácticamente la misma abscisa de corte, $\sim 80 \text{ m}^{-1}$, pudiendo comprobar que el modelo conduce a dos valores prácticamente iguales para ambas series de tubos, los PZT-5H y los PZT-8, pero algo menos ($\sim 60 \text{ m}^{-1}$).

En conclusión, podemos afirmar que el modelo descrito con las Ecs. 3.20 describe correctamente el comportamiento de las bobinas de fibra óptica sobre tubos piezoeléctricos delgados en términos relativos y con una aproximación aceptable en términos absolutos.

Los transductores magnetostrictivos empleados en este proyecto son toroides de sección rectangular que podemos describir como tubos de paredes gruesas (~ 2 cm) y diámetros grandes (~ 20 cm). En consecuencia, los efectos de la curvatura del material y de la fibra serán despreciables y podemos establecer un modelo sencillo a partir de las Ecs. 3.15 y 3.8:

$$\delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \left[n - (1 + \nu) p_{12} \frac{n^3}{2} \right] LC_H H^2 \quad (\text{Ec. 3.21})$$

Las desviaciones experimentales que podremos observar posteriormente se derivarán sobre todo de la validez limitada que tiene el modelo que conduce a la ecuación 3.8. El comportamiento no cuadrático, el fenómeno de saturación y la histéresis dominarán el comportamiento experimental de los transductores montados.

En el caso de los transductores piezoeléctricos, los fenómenos de saturación e histéresis también se dan, pero en las condiciones de trabajo de este proyecto resultan despreciables.

3.5. Bobinados multicapa

La necesidad de incrementar la sensibilidad de los sensores para aumentar la banda de frecuencias de la modulación, o dicho con otras palabras el número de franjas de interferencia, de un determinado sistema, y de esta forma reducir el error relativo de la medida, nos ha obligado a plantearnos la realización de bobinados multicapa. Una vez optimizada la geometría de los transductores piezoeléctricos, utilizando tubos delgados, nos queda la posibilidad de añadir más fibra al bobinado, ya que la sensibilidad de nuestros dispositivos es proporcional a la longitud de fibra sensora. Dada la dificultad técnica de fabricar cerámicas piezoeléctricas con forma de tubo delgado y de gran longitud (que sobrepasen los 10 cm), iniciamos el estudio de los bobinados de varias capas de fibra sobre los transductores piezoeléctricos.

Además de la reducción del error relativo de la medida, los bobinados multicapa presentan el interés complementario de permitir el montaje de prototipos más compactos. Si fuera posible obtener una alta eficiencia con bobinados multicapa, los sensores podrían ocupar menos espacio, ser más ligeros y resultaría más fácil el aislarlos acústica y mecánicamente. Por otra parte, puesto que las cerámicas piezoeléctricas tienen un coste económico relativamente alto, parece también interesante aprovechar al máximo su potencial bobinando más de una capa sobre ellas.

El procedimiento normal de bobinado de varias capas supone un proceso en el que, a partir de la segunda capa, cada nueva vuelta de fibra debe ocupar simultáneamente la posición contigua a la vuelta anterior y ubicarse en el espacio o surco dejado entre dos fibras de la capa inmediatamente inferior. La figura 3.7 proporciona una representación esquemática de un bobinado ideal, sin ningún tipo de errores. Para fijar permanentemente la fibra al transductor o a las capas adyacentes, se emplea un pegamento convencional de contacto, que se aplica en varios puntos de una capa extendiéndolo hasta que el espesor es mínimo.

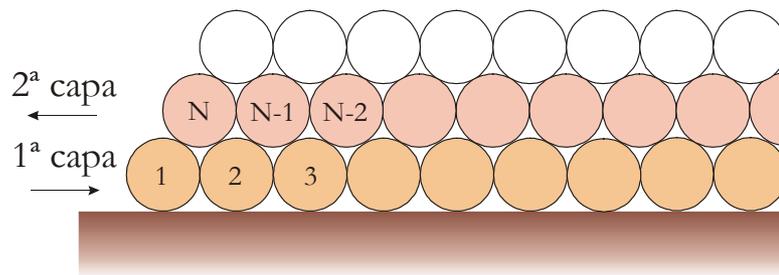


Figura 3.7. Superposición ideal de capas de fibra.

Entre los errores o imperfecciones habituales del bobinado se encuentran los huecos, cuando la fibra no ocupa la posición contigua a la vuelta anterior, sino una más alejada, los cruces de fibras de distintas capas, en vez de una superposición paralela de fibras, y las variaciones de la tensión mecánica aplicada²³. Los cruces de fibras de la misma o de diferentes capas originan con frecuencia que una ejerza sobre la otra una presión importante, provocando microcurvaturas que pueden reducir considerablemente la transmitancia de la bobina. Estos defectos de falta de alineación de las distintas vueltas se incrementan y transmiten a medida que bobinamos capas sucesivas.

Cuando tenemos unas cuantas capas bobinadas manualmente, los errores acumulados impiden disponer de una superficie homogénea sobre la cual bobinar la capa siguiente. Los primeros bobinados multicapa realizados manualmente han consistido en bobinas de hasta 4 capas, sobre el mismo tubo piezoeléctrico. La acumulación de imperfecciones conduce a una transmitancia llamativamente baja respecto a la que presenta un bobinado de una sola capa. Sin embargo, respecto a la eficiencia de la transducción, es decir, la conversión de un cierto voltaje en un cambio de fase en el interferómetro, se obtiene un resultado realmente aceptable. La eficiencia total de estos bobinados múltiples es muy parecida a la que se obtendría si cada una de las capas estuviera en contacto directo con la superficie de un piezoeléctrico. Los datos comparativos de la eficiencia de los

bobinados múltiples respecto a bobinas de una única capa demuestran que, a pesar de una ligera reducción de la eficiencia relativa de la transducción, se incrementa considerablemente la sensibilidad de los dispositivos por contar con una mayor longitud de fibra. La pequeña disminución de la eficiencia afecta principalmente a las capas que se bobinan sobre otras capas inferiores, aunque se reduce al mismo tiempo, pero en menor medida, la respuesta de las capas sobre las que se bobina. Como ejemplo, una capa de fibra de 262 vueltas ha rebajado su eficiencia relativa al 98% cuando se ha bobinado una segunda capa encima. Esta segunda capa muestra una eficiencia del 94% respecto a la primera. Cuando se bobinan manualmente dos capas más, la calibración total de las cuatro llega al 88% de la calibración realizada cuando estaba únicamente bobinada la primera capa. Todos estos datos se refieren a la eficiencia por unidad de voltaje y longitud de fibra.

Con el objetivo de reducir las pérdidas de las bobinas multicapa y de poder bobinar un alto número de capas, se abordó la construcción de una bobinadora que perfeccionara el proceso de devanado. El diseño final que hemos desarrollado está fundamentado en bobinadoras disponibles comercialmente, pero adaptado a nuestras necesidades.

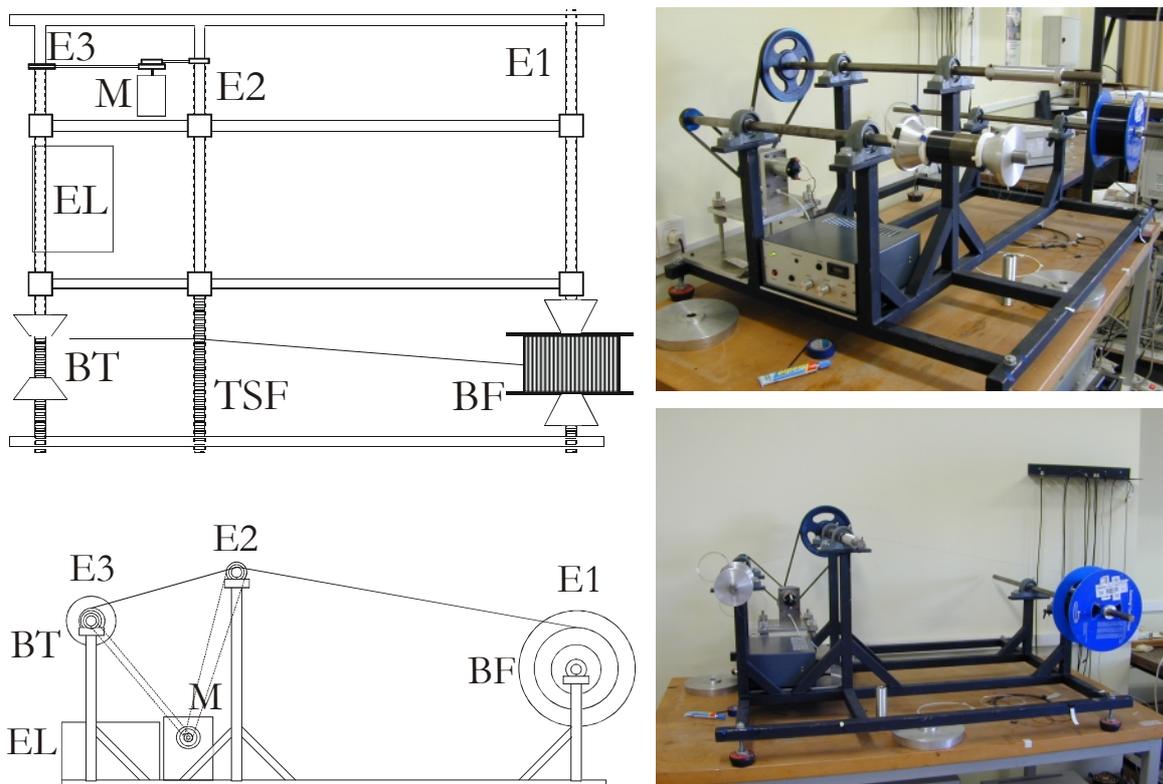


Figura 3.8. Bobinadora de fibra: esquema de la planta y el perfil del montaje y vistas generales del aparato en funcionamiento. *E1*, eje donde colocamos la bobina de fibra comercial (*BF*); *E2*, eje del tornillo sin fin guía (*TSF*); *E3*, eje que sujeta el transductor (*BT*) sobre el que se bobina la fibra; *M*, motor; *EL* (control electrónico del motor).

La figura 3.8 contiene el esquema y un par de imágenes del dispositivo funcionando mientras se realizaba un bobinado. El sistema incluye un primer eje ($E1$) para situar la bobina que proporciona la fibra. Un segundo eje ($E2$) incluye un dispositivo roscado que sirve de guía para situar la fibra en la posición adecuada sobre el tubo. Sobre un tercer eje ($E3$) se coloca el tubo a bobinar. Un motor se encarga de hacer girar tanto al segundo como al tercer eje de forma síncrona, cada uno a la velocidad adecuada para que la guía del eje intermedio, un tornillo sin fin, desplace la fibra transversalmente hasta la posición contigua a la vuelta anterior.

El giro del eje del tubo transductor, sobre el que inicialmente hemos fijado con pegamento la fibra de la primera vuelta, estira la fibra del carrete original que desde el primer eje alimenta el bobinado. El rozamiento del eje $E1$ mantiene en tensión a la fibra, en principio constante mientras se mantenga la misma velocidad de bobinado.

La electrónica del sistema permite el control de esta velocidad de giro, así como el cambio de sentido de la rotación del eje de bobinado, que puede ser útil en caso de necesitar deshacer alguna vuelta. La velocidad de bobinado típica, cuando se bobinan tubos de unos 5 cm de diámetro, es de 10 a 20 vueltas por minuto. Un sistema optoelectrónico cuenta automáticamente las vueltas bobinadas. El sistema dispone también de una monitorización del par máximo del motor.

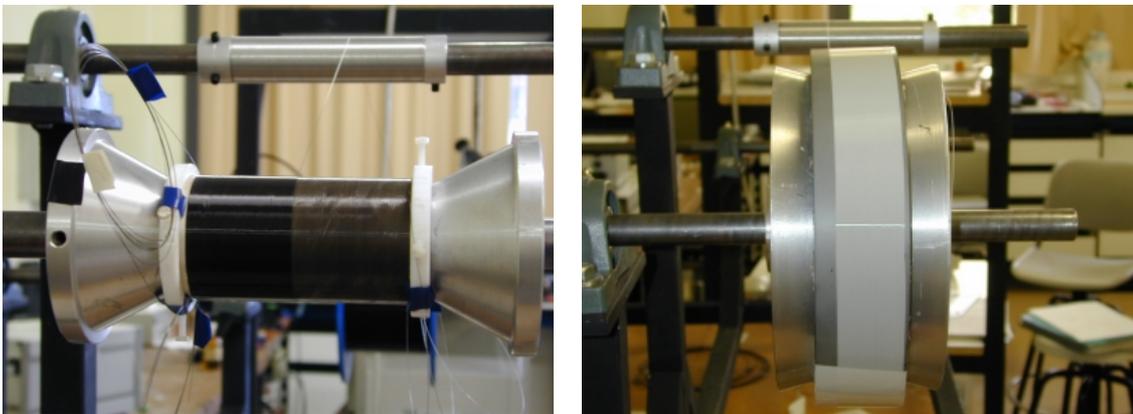


Figura 3.9. Proceso de bobinado sobre un tubo piezoeléctrico (izquierda) y sobre un núcleo magnetostrictivo (derecha).

El manejo de la bobinadora es semiautomático. Se requiere efectuar una supervisión del proceso de bobinado para evitar, y en su caso subsanar, posibles defectos. Los diversos errores que se producen en el bobinado manual también pueden ocurrir eventualmente con la bobinadora si no se controla adecuadamente el proceso. La fibra tiende a enrollarse de manera natural sobre los surcos entre las fibras de la capa anterior,

pero cuando por algún motivo se produce un salto de surco, el error se transmitiría fácilmente a las capas siguientes. Sin embargo, con la supervisión del proceso y la corrección de eventuales errores, se obtienen bobinados de alta calidad.

La construcción de esta bobinadora nos ha permitido montar bobinas de fibra con un alto grado de perfección, de manera repetible, tanto bobinados multicapa sobre tubos piezoeléctricos (con los que hemos llegado a bobinar 11 capas) como bobinados de, hasta el momento, una única capa sobre los núcleos toroidales de acero.

Los datos de la eficiencia de bobinas multicapa realizadas con esta bobinadora son, por ejemplo, para un arrollamiento de 10 capas un 80% de la eficiencia que mostraba la primera capa de fibra bobinada directamente sobre la superficie del piezoeléctrico. Otro bobinado de 9 capas ha proporcionado una eficiencia del 75% respecto a la respuesta de la primera capa. En consecuencia, resulta patente que es rentable añadir más fibra al bobinado para aumentar la sensibilidad del sensor, ya que las capas superiores presentan una disminución baja de la eficiencia.

Durante el bobinado multicapa de los transductores piezoeléctricos, hemos realizado un seguimiento de las pérdidas de luz acumuladas al añadir cada capa, con el objetivo de verificar en todo momento que las pérdidas no se incrementaran de forma tan considerable que la atenuación de la luz en la bobina hiciera imposible su utilización. En general, la atenuación se incrementan algo cuando bobinamos nuevas capas.

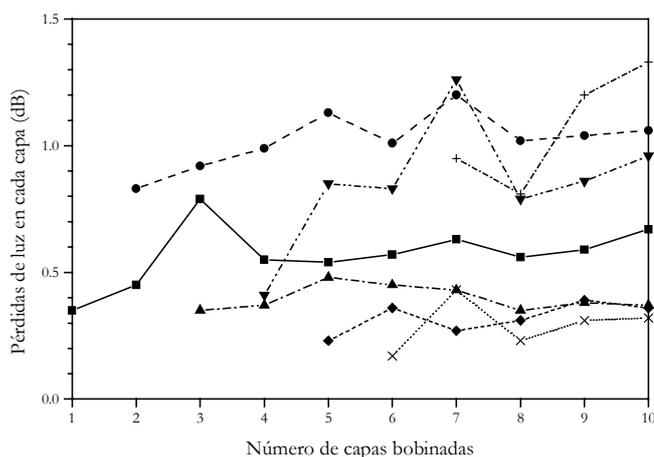


Figura 3.10. Pérdidas de cada capa según el número de capas bobinadas: (■) capa primera, (●) capa segunda, (▲) capa tercera, (▼) capa cuarta, (◆) capa quinta, (×) capa sexta, (+) capa séptima.

La figura 3.10 muestra una serie de medidas detalladas de las pérdidas de las siete primeras capas (de cada una de ellas) de un bobinado de 10 capas en función de las capas sucesivas añadidas a la bobina. Las medidas se han realizado con un OTDR. Cada capa

tiene una longitud aproximada de 40 m, de manera que la longitud total del bobinado es de unos 400 m. Por ejemplo la segunda capa (●) incrementa sus pérdidas de forma casi monótona desde 0.8 dB a 1.1 dB según aumentamos el número de capas superpuestas hasta la número 10. Este estudio se ha realizado también en otros bobinados, pudiendo concluir que las pérdidas de una capa dependen fundamentalmente de sus propias características y defectos, y depende poco de las capas superiores que se añadan.

-
- ¹ P. Curie, Société Française de Physique (ed. lit), *Œuvres de Pierre Curie*, Gauthier-Villars, 1908.
- ² W. G. Cady, *Piezoelectricity: an introduction to the theory and applications of electromechanical phenomena in crystals*, Mc Graw-Hill Book Co., 1946.
- ³ F. Jona, G. Shirane, *Ferroelectric crystals*, New York, Dover, 1993.
- ⁴ R. J. Brook (ed. lit), *Concise encyclopedia of advanced ceramic materials*, Oxford, Pergamon Press, 1991.
- ⁵ J. F. Nye, *Physical properties of crystals*, Clarendon Press, 1986.
- ⁶ J. W. Waanders, *Piezoelectric Ceramics: Properties and applications*, Philips Components, 1991.
- ⁷ Información técnica de Morgan Electro Ceramics.
- ⁸ R. M. Bozorth, *Ferromagnetism*, D. Van Nostrand Company, 1964.
- ⁹ A. Herpin, *Théorie du magnétisme*, Institut National des Sciences et Techniques nucléaires, 1968.
- ¹⁰ J. D. Livingston, "Magnetomechanical properties of amorphous metals", *Physica Status Solidi A (Applied research)*, Vol. 70, pp. 591-596, 1982.
- ¹¹ A. Datta, D. Nathasingh, R. J. Martis, P. J. Flanders, C. D. Graham, "Saturation and engineering magnetostriction of an iron-base amorphous alloy for power applications", *Journal of Applied Physics*, Vol. 55, N° 6, pp. 1784-1786, 1984.
- ¹² S. Chikazumi, *Physics of Magnetism*, John Wiley & Sons, 1964.
- ¹³ R. M. Bozorth, *op. cit.*, Fig. 13.72, p. 649.
- ¹⁴ K. S. Ryu, J. S. Park, C. G. Kim, D. Son, "Calculation of saturation magnetostriction from measured second harmonics in 3% silicon steel", *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 36, N° 5, p. 3233, 2000.
- ¹⁵ D. J. Craik, *Structure and properties of magnetic materials*, Pion Limited, 1971.
- ¹⁶ H. Mogi, Y. Matsuo, T. Kumano, "AC magnetostriction hysteresis and magnetization direction in grain oriented silicon steel", *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 35, N° 5, pp. 3364-3366, 1999.
- ¹⁷ A. Saito, T. Yamamoto, H. Iwasaki, "Magnetization properties and domain structures of grain-oriented silicon steel sheets due to bending stress", *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 36, N° 5, pp. 3078-3080, 2000.
- ¹⁸ H. Mogi *et al.*, *op. cit.*, p. 3364.
- ¹⁹ G. B. Hocker, "Fiber-optic sensing of pressure and temperature", *Applied Optics* Vol.18, N° 9, pp. 1445-1448, 1979.
- ²⁰ A. R. Boyaín, L. Martínez-León, J. L. Cruz, A. Díez, M. V. Andrés, "Low-frequency and high-frequency all-fiber modulators based on birefringence modulation", *Applied Optics*, Vol. 38, N° 30, pp. 6278-6283, 1999.
- ²¹ G. Martini, "Analysis of a single-mode optical fibre piezoceramic phase modulator", *Optical and Quantum Electronics*, N° 19, pp. 179-190, 1987.
- ²² H. J. Jeong, J. H. Kim, H.-W. Lee, B. Y. Kim, "Birefringence modulation in fiber-optic phase modulators", *Optics Letters*, Vol. 19, N° 18, 1421-1423, 1994.
- ²³ S. M. Lin, *Design and development of an automated fiber optic gyroscope coil winding machine*, tesis presentada en el Massachusetts Institute of Technology, 1997.

Capítulo 4

Montaje y caracterización de los sensores

4.1. Introducción

Abordamos en este capítulo la descripción de los montajes experimentales, los detalles técnicos de sus componentes y la caracterización de los diferentes sensores, necesaria para cuantificar su eficiencia como instrumentos de medida.

En las siguientes páginas ofrecemos una breve descripción de las características de la fibra óptica y de los componentes de fibra óptica empleados, así como del sistema electrónico de detección, y de los transductores utilizados. Para la medida de voltaje, hemos bobinado fibra sobre una treintena de tubos piezoeléctricos de distintos tipos de materiales y dimensiones, que posteriormente hemos empleado en el montaje de distintos sensores. Los primeros montajes de laboratorio han evolucionado hacia diseños finales más complejos, con el montaje de varios prototipos que cumplen con exigencias más específicas de sensibilidad y tamaño. Estos últimos son los que emplearemos para la mayor parte de la discusión presentada en la memoria. Ilustraremos diferentes maneras de obtener la información del sensor a partir de la señal de salida de un interferómetro Mach-Zehnder, basándonos en la modulación en frecuencia de dicha señal.

Para la medida de corriente hemos bobinado fibra sobre dos núcleos toroidales de acero al silicio, que también hemos caracterizado con detalle.

Las calibraciones incluidas en este capítulo han sido realizadas a temperatura ambiente. Los aspectos referentes a la variación de la respuesta de los sensores con la temperatura se discutirán en el capítulo siguiente.

4.2. Descripción de los componentes empleados

Los componentes fundamentales requeridos para el montaje de los sistemas de medida de voltaje y corriente son la fibra óptica, los dispositivos de emisión y detección de la luz y los transductores piezoeléctricos o magnetostrictivos. Hemos trabajado con distintas combinaciones de diferentes modelos de estos componentes. En el presente apartado detallamos sus características básicas, comunes a todos los montajes.

Los interferómetros han sido montados con fibra óptica de sílice, monomodo a 1550 nm, que se emplea de forma convencional en comunicaciones ópticas. Se trata de fibra monomodo de los fabricantes *Corning* o *Alcatel*. Uno de los aspectos que más nos interesan a nivel práctico de las propiedades de la fibra son las pérdidas de luz por curvatura en los bobinados, de las que el fabricante garantiza un valor límite para una curvatura determinada. Las especificaciones, tanto para la fibra *Corning SMF-28* como para la fibra monomodo de *Alcatel*, aseguran una atenuación menor que 0.05 dB para una vuelta de 32 mm de diámetro. Nuestros bobinados de fibra se han realizado sobre transductores de diámetro superior a 5 cm. La atenuación no ha supuesto mayor problema, ni siquiera para los bobinados multicapa (ver apartado 3.5) y, en todo caso, hemos de señalar que el origen de las pérdidas podemos relacionarlo con las tensiones y microcurvaturas de la fibra en las bobinas sensoras.

El resto de características responde a los valores típicos de este tipo de fibras. La longitud de onda de corte es $\lambda_c < 1260$ nm, mientras que nuestra longitud de onda de trabajo está centrada en 1550 nm. El valor del diámetro del núcleo es 8.5 μm , el del diámetro exterior de la fibra 125 μm , y el del recubrimiento 245 μm . La atenuación en 1550 nm es menor que 0.25 dB/km.

En el montaje de los sensores, tanto en el caso de los tubos piezoeléctricos como en el de los núcleos ferromagnéticos de acero al silicio, los bobinados sobre estos transductores se insertan en los brazos de un interferómetro Mach-Zehnder, formado con dos acopladores direccionales 2x2, 50:50, de fibra *SMF-28*. Son acopladores direccionales nominalmente independientes de la polarización, con unas pérdidas despreciables (unas décimas de dB). Las especificaciones de estos acopladores se mantienen en un amplio

rango de temperaturas, que incluye el intervalo de interés para las aplicaciones de los sensores, de -35 a +75 °C.

Las dimensiones de los treinta tubos piezoeléctricos calibrados como sensores de voltaje, todos del fabricante *Morgan Electroceramics*, figuran en la tabla 4.1. Sus datos están clasificados según el tipo de material (PZT-5H, 8, 4D o 5A) y, para cada tipo, por orden cronológico de montaje. En la tabla aparecen también el número de vueltas bobinadas (en una o múltiples capas), la longitud de fibra que suponen y el resultado de la calibración efectuada.

Las paredes interiores y exteriores de los tubos piezoeléctricos están metalizadas. Una fina película de plata permite someter el material a un campo eléctrico cuando aplicamos un voltaje entre la cara interna y la externa, con unos contactos habitualmente soldados en la parte superior de las paredes del tubo. Según la polaridad aplicada a cada cara, se puede conseguir una deformación en fase o en antifase respecto a la excitación de referencia. Como mencionábamos anteriormente, hemos explotado este hecho para implementar sensores con tubos piezoeléctricos insertados en ambos brazos del interferómetro Mach-Zehnder. Así, cuando la polaridad del voltaje aplicado al tubo de un brazo está invertida respecto al otro se suma el efecto de los transductores piezoeléctricos de los dos brazos. Si queremos obtener un sensor de eficiencia aún mayor podemos incluir en un mismo brazo varios tubos piezoeléctricos. En este caso, el efecto de cada transductor sobre la fase de la señal de luz también se suma al de los demás, siempre que les apliquemos voltajes de la misma polaridad.

Los altos coeficientes del material 5H lo convierten, en principio, en el tipo de PZT idóneo para preparar sensores de alta sensibilidad. Por ello es el material con el que hemos construido nuestros primeros sensores. Sin embargo, una vez bien establecidos los principios de funcionamiento de los sensores y con el fin de conseguir la máxima estabilidad térmica de la calibración, hemos empleado otros materiales, menos dependientes de la temperatura, como el PZT-8, el 4D y combinaciones de éste último con el 5A.

La variedad de geometrías de los tubos piezoeléctricos calibrados inicialmente ha permitido la confirmación experimental del modelo que describe la eficiencia del sensor en función de las dimensiones de los tubos. En el apartado 3.4 concluíamos que la eficiencia es mayor para tubos delgados. Por ello, los sensores diseñados para ofrecer una alta sensibilidad cuentan con paredes de grosor pequeño.

Tabla 4.1. Tubos piezoeléctricos calibrados

Tipo PZT	Díametro externo (mm)	Altura (mm)	Grosor (mm)	Número de vueltas	Número de capas	Longitud de fibra (m)	Calibración (franjas/V _{ef})	Calibración (rad/V/m)	Identificador
5H	50.8	76.2	4.06	240	1	38.49	3.14	0.181	MG
5H	50.8	76.2	4.06	231	1	37.05	2.93	0.176	BV
5H	50.8	38.1	5.8	65	1	10.42	0.46	0.098	-
5H	50.8	10	2	24	1	3.85	0.69	0.398	-
5H	50.8	10	1	29	1	4.65	1.99	0.951	-
5H	76.4	12.7	5.2	37	1	8.91	0.73	0.182	-
5H	50.8	38.1	3.18	121	1	19.41	2.08	0.238	-
5H	50.8	76.2	3.18	2354	10	391.05	35.26	0.2	5H-10c
8	76.2	98	6.35	61	1	14.69	0.17	0.026	-
8	50.8	10	1	29	1	4.65	0.68	0.325	-
8	50.8	76.2	5.08	261	1	41.86	0.79	0.042	-
8	50.8	38.1	3.18	129	1	20.69	0.83	0.089	CB1 (ni)
8	50.8	38.1	3.18	129	1	20.69	0.84	0.09	CB1 (í)
8	50.8	76.2	4.06	1017	4	165.13	4.67	0.063	CB2 (td)

Tipo PZT	Díametro externo (mm)	Altura (mm)	Grosor (mm)	Número de vueltas	Número de capas	Longitud de fibra (m)	Calibración (franjas/V _{ef})	Calibración (rad/V/m)	Identificador
8	50.8	76.2	4.06	1017	4	165.13	4.56	0.061	CB2 (tf)
8	50.8	76.2	3.18	922	4	149.57	5.04	0.075	CB3 (A)
8	50.8	76.2	3.18	925	4	150	4.99	0.074	CB3 (D)
8	50.8	76.2	3.18	2364	9	391.88	9.84	0.056	8-9c
4D	50.7	38.1	5.75	335	3	54.05	1.31	0.054	4D335v
4D	50.8	100	2	1363	4	221.34	10.52	0.106	CT4D (A)
4D	50.8	100	2	2210	6	361.95	14.94	0.092	CT4D (C)
4D	50.8	100	2	1411	4	229.14	8.98	0.087	CT4D (B)
4D	50.8	100	2	2170	6	355.36	13.65	0.085	CT4D (D)
4D	50.8	100	3.18	3561	10	592.36	17.25	0.065	SR4D (Gc)
4D	50.8	100	3.18	3602	10	599.32	15.09	0.056	SR4D (Bf)
5A	50.8	76.2	5.08	90	1	14.43	0.6	0.092	5A90v
5A	50.8	100	2	608	2	97.85	12.29	0.279	CT5A (A)
5A	50.8	100	2	626	2	100.76	12.75	0.281	CT5A (B)
5A	50.8	100	3.18	3655	11	610.17	35.11	0.128	SR5A (T)
5A	50.8	100	3.18	3670	10	610.48	36.64	0.133	SR5A (Gs)

Los transductores empleados para montar sensores de corriente basados en el efecto magnetostrictivo, han sido dos núcleos de transformador, de chapa de acero al silicio 3% de grano orientado, tipo M1H, enrollada en espiral para terminar en forma de tubo laminado, forman cada uno un toroide de diámetro medio (en realidad no son perfectamente circulares) interior 190 mm y exterior 220 mm. La altura de cada núcleo es de 50 mm.

Después de bobinar 175 vueltas de fibra sobre los toroides (121 metros), pasamos a proteger la fibra con varias capas de una banda de papel enrollada alrededor del núcleo. Sobre esta protección se bobinan 98 espiras de hilo de cobre de 1 mm de diámetro, lo que define un solenoide toroidal. El papel evita que el hilo de cobre dañe la fibra y al mismo tiempo protege al hilo de las aristas cortantes del núcleo. Teniendo en cuenta el número de espiras enrolladas sobre el núcleo, y las características del hilo de cobre, el voltaje de saturación del material se alcanza cuando se aplican unos 25 V, 50 Hz.

Cada núcleo ha sido insertado en uno de los brazos de un interferómetro Mach-Zehnder. El efecto rectificador de los magnetostrictivos impide que se sume el efecto simultáneo de los transductores de los dos brazos, como sucede con los piezoeléctricos, pero sí que permite realizar una medida diferencial, si ambos núcleos son excitados simultáneamente con una corriente diferente.

Las fuentes utilizadas en la calibración y en las demás pruebas de los dispositivos construidos son láseres de onda continua del tipo DFB. Estos láseres se caracterizan por la emisión de un único modo longitudinal, con una anchura de banda nominal de 0.1 nm. Su longitud de coherencia media es, por tanto, de 2 cm, aunque su longitud de coherencia instantánea puede ser muy superior. Estos láseres no suelen necesitar ningún mecanismo de estabilización en temperatura, pues la variación térmica de la longitud de onda de emisión es de 0.08 nm/°C. El modelo de láser utilizado ofrece una potencia máxima alrededor de 1 mW, está aislado ópticamente y conectorizado en fábrica a la fibra óptica. Las intensidades de corriente umbral y de operación óptima se sitúan respectivamente en los 20 y los 40 mA.

Utilizamos detectores de InGaAs con conexión a fibra. Se trata de diodos p-i-n, que trabajan en un amplio rango de longitudes de onda, al menos entre 1000 y 1600 nm. La respuesta de los detectores empleados es de 0.8 A/W, a 1550 nm, y su diámetro activo de 100 μ m. El tiempo de respuesta típico es 0.07 ns y el ancho de banda nominal es 3.5 GHz.

En nuestro caso, el ancho de banda final del sistema de detección se ve afectado por la configuración del circuito electrónico asociado, que introduce un límite efectivo de frecuencias del orden del MHz. Este ancho de banda limitado reduce el ruido electrónico de la señal detectada, aunque ocasiona cierta deformación de la señal cuando su banda de frecuencias es grande, lo que ocurre para valores altos de la excitación de los sensores. En este caso, las partes de la señal óptica de frecuencia elevada (las franjas más estrechas de cada semiperíodo) se verán menos amplificadas que las de frecuencias más bajas. Esta dependencia de la amplitud de la señal con la frecuencia instantánea de la modulación no supone ningún problema mientras se mantenga un nivel mínimo de señal que permita su procesado.

El circuito electrónico del sistema de detección está esencialmente formado por los transductores corriente-tensión, que transforman las fotocorrientes de los dos detectores (uno por cada salida del interferómetro Mach-Zehnder) en una señal de tensión, y por un circuito integrado que resta estas señales. Recordemos que la resta de las dos salidas del interferómetro elimina parte del ruido debido a las fluctuaciones del nivel de luz, y proporciona una señal con los pasos por cero bien definidos, independientemente de la potencia óptica de la fuente.

La señal proporcionada por el sistema de detección puede monitorizarse en un osciloscopio. El empleo de un contador permite contar el número de franjas de interferencia generadas en cada semiperíodo de la señal de excitación (10 ms para un voltaje o corriente de 50 Hz). Un osciloscopio digital nos ha servido para grabar las señales temporales de luz y de excitación, y así poder procesarlas en un ordenador, así como para medir directamente la frecuencia máxima de modulación de la señal. Un analizador de espectro eléctrico nos ha permitido medir el espectro en frecuencia de la señal modulada y, con él, la banda de frecuencias de la modulación que es un parámetro característico de los sensores. También hemos empleado una tarjeta de adquisición de datos digital para la reconstrucción en tiempo real de la señal de excitación.

La generación de las señales de voltaje para la alimentación de los transductores piezoeléctricos se realiza mediante dispositivos convencionales de generación y amplificación de señales eléctricas. Para la alimentación de los sensores magnetostrictivos empleamos una fuente de corriente a. c., capaz de garantizar una excitación armónica, no perturbada por las corrientes inducidas del núcleo ferromagnético.

4.3. Montaje de los sensores

La primera fase del montaje de los sensores consiste en el bobinado de una o de múltiples capas de fibra sobre los transductores, manualmente o mediante la bobinadora semiautomática. Una vez preparados los bobinados que van a formar un sistema sensor y conocida la longitud de fibra empleada, se construye el interferómetro con la ayuda de una empalmadora de fibra por fusión. Los brazos de los interferómetros se montan lo más próximo que sea posible, para minimizar los efectos diferenciales de las perturbaciones del entorno.

La diferencia de camino óptico estática entre los dos brazos de cada interferómetro se minimiza con precisión casi milimétrica, ya que en todo el proceso de preparación de los sensores se miden o calculan minuciosamente las longitudes de fibra de que consta cada elemento del montaje. Como resultado, mantenemos la diferencia de longitud entre los brazos por debajo de la longitud de coherencia del láser, como se comprueba al observar el nítido patrón de interferencia de la señal óptica que proporciona el sistema. En algún caso en que ha podido existir algún error en el cómputo de las longitudes de fibra, y se ha obtenido, en un principio, una señal de interferencia poco satisfactoria, ha bastado con reajustar adecuadamente las longitudes para optimizar la señal.

Los primeros sensores se instalaron sobre mesas de laboratorio, donde se efectuó el estudio de sus características. Sin embargo, interferómetros posteriores han sido montados dentro de receptáculos transportables y de volumen reducido. En estas nuevas versiones, más compactas, los transductores, acopladores, y longitudes de fibra entre estos componentes se fijan a la base de la caja que los contiene. La fotografía (e) de la figura 4.1 muestra un sensor durante el proceso de montaje en una caja de aluminio de base rectangular. El montaje se realiza con las precauciones necesarias para que el conjunto constituya un dispositivo resistente a golpes y vibraciones. Los sistemas sensores montados de esta manera han sido transportados a los laboratorios de la empresa Artech en Vizcaya, sin que sufrieran ningún tipo de problema por causa de su traslado. Se ha conseguido construir sensores compactos, y bastante más robustos que las primeras versiones de laboratorio, observándose de forma generalizada una mejora del funcionamiento respecto al caso de sensores montados en la mesa del laboratorio. Esta mejora puede atribuirse a la reducción apreciable de vibraciones de la fibra y otros componentes del sensor.

Los cuatro tubos CT4D y los dos tubos CT5A de la tabla 4.1 se han integrado en el que llamamos *Sensor autocompensado CT*. Este sensor se ha montado en el interior de media caja de una cabeza de transformador de medida convencional (figura 4.1.a). Este prototipo

está diseñado para ser incorporado a un sistema de medida de corriente en línea. El prototipo consta de seis tubos piezoeléctricos y su montaje en combinación con un transformador de corriente convencional cargado con una resistencia, permitiría la medida de la corriente en una línea a través del voltaje generado en la carga resistiva. Los tubos han sido colocados alrededor del hueco central, en el que se ubica la barra conectada a la línea, de manera que cada uno es vecino de dos tubos del brazo contrario, minimizando las posibles diferencias de camino óptico. El montaje de los tubos se ha realizado con la ayuda de una base de aluminio montada sobre un toroide de neopreno (figura 4.1.b). En dicha base se ha situado una lámina de neopreno y 6 postes de fijación (figura 4.1.c y d), con el objetivo de conseguir minimizar los efectos de posibles vibraciones. Este sensor ha sido transportado en diferentes ocasiones entre nuestro laboratorio y el de la empresa Artech.

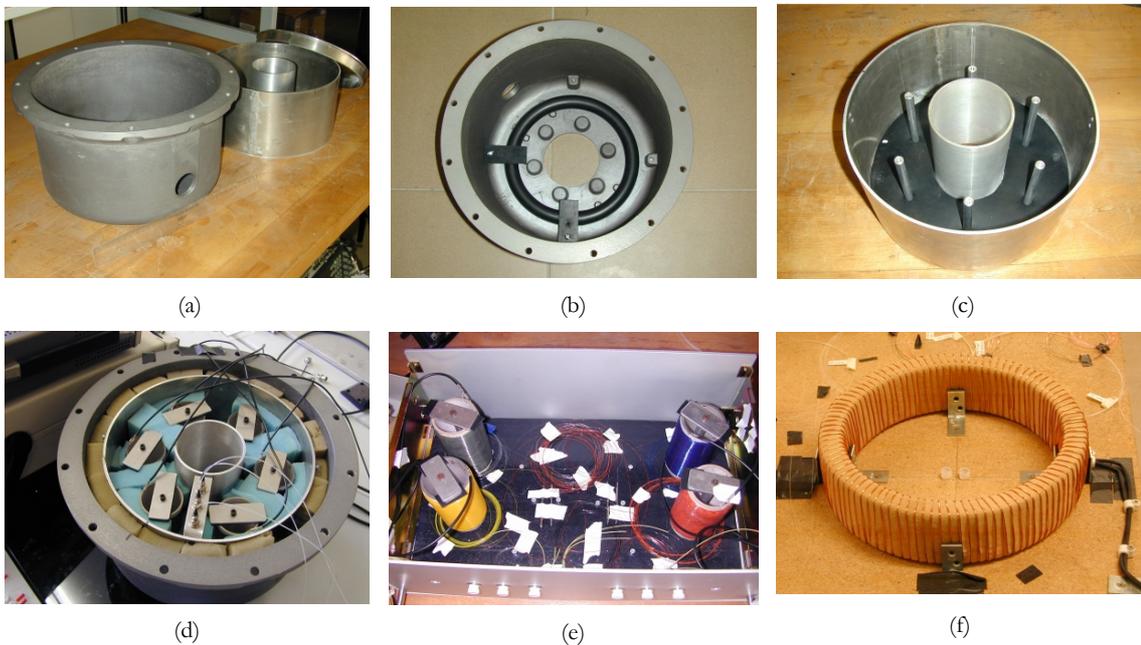


Figura 4.1. *Sensor CT* (a-d), *Sensor SR* (e) y sensor magnetostrictivo (f).

Los tubos 5H-10c y 8-9c, de diez y nueve capas de fibra cada uno, se han montado de manera compacta en el interior de una caja de base rectangular. Este sistema se ha empleado para estudiar los efectos de la temperatura y posteriormente para investigar un método para aislar eficientemente a los sensores de vibraciones externas y de perturbaciones acústicas.

Los dos tubos SR4D (bobinados con 10 capas de fibra cada uno), y los dos tubos SR5A (bobinados el SR5A-T con 11 capas y el SR5A-Gs con diez) configuran un sensor diseñado para realizar la medida simultánea del voltaje y la temperatura ambiental. De

nuevo, nos remitimos al próximo capítulo, donde se describirán sus características y se expondrán los resultados obtenidos.

Por último, nos queda comentar el sensor de corriente basado en el efecto magnetostrictivo de los núcleos de acero al silicio, en el que cada toroide se ha integrado en uno de los brazos de un Mach-Zehnder. Los núcleos y todo el sistema de fibra se han fijado sobre una tabla de madera que hace de soporte y, una vez caracterizado cada uno de los toroides a temperatura ambiente, hemos medido también la variación de su comportamiento con la temperatura. La figura 4.1.f presenta el aspecto de uno de los transductores sujeto a la tabla.

4.4. Procedimiento de calibración

La calibración de los sensores que se realiza en este proyecto es en realidad una caracterización de su respuesta, pero en ningún momento se ha pretendido realizar calibraciones rigurosas en términos de patrones homologados. En cada sensor, nos hemos centrado en medir algún parámetro característico de la modulación en frecuencia generada en función del voltaje o de la corriente, según el caso. En este sentido, hemos establecido diferentes métodos de caracterización que, a su vez, constituyen diferentes métodos de obtener la información del sensor a partir de su salida codificada en frecuencia.

El procedimiento que hemos utilizado de manera sistemática consiste en contar el número de franjas creadas en cada semiperíodo de la señal de excitación en función de la amplitud de la misma, para lo que basta un contador y un simple polímetro. Si el sensor generase una señal modulada con una frecuencia uniforme, el número de franjas generadas por semiperíodo nos mediría dicha frecuencia, sin embargo, en nuestro caso el sensor genera una salida de frecuencia no uniforme, con periodicidad $T/2$ (siendo T el período de la señal de excitación). En consecuencia, el número de franjas por semiperíodo nos mide el valor medio temporal de la frecuencia de modulación. La cuenta de franjas podría realizarse en un tiempo Δt cualquiera, siempre que $\Delta t \gg T$ para evaluar correctamente la medida temporal, pero hemos preferido realizar la cuenta sincronizada con una puerta de duración $T/2$ ya que esta medida tiene un significado físico de forma directa. Dado que cada franja corresponde a un cambio de fase de 2π , la cuenta de franjas en un semiperíodo nos mide la amplitud de modulación de fase pico-pico de los transductores del sistema.

La figura 4.2 muestra el funcionamiento del *Sensor autocompensado CT* para dos valores distintos del voltaje. La pantalla del osciloscopio nos muestra la salida del sensor en función del tiempo y los dígitos del contador el resultado de la cuenta de franjas en $T/2$.

Para un número de franjas elevado (Fig. 4.2 izq.) se constata que el ancho de banda del sistema electrónico de detección es limitado, y su amplificación es menor para las frecuencias mayores. Este hecho no tiene mayor trascendencia en la caracterización de nuestros sensores dado que no afecta a la modulación en frecuencia (el número de franjas) sino a su amplitud. El límite vendrá dado por la amplitud mínima que el sistema de medida (el contador en este caso) precise.



Figura 4.2. Sistema de medida del número de franjas generado por semiperíodo.

De esta forma, el descenso de la amplitud de la señal de salida debido a los desajustes de polarización entre los brazos del interferómetro no constituye un problema crítico en nuestra configuración, a pesar de que en muchos de nuestros interferómetros no hemos incluido controladores de polarización. Si la combinación de la potencia de la fuente de luz, las pérdidas del sistema y el sistema de detección, con su etapa amplificadora, proporciona una señal de suficiente amplitud para realizar el recuento de las franjas de interferencia, entonces el sistema funcionará correctamente. Por todo ello, el control activo de la polarización no resulta necesario en nuestros sensores.

Asimismo, otra de las ventajas de nuestros sensores, es la independencia de la medida respecto a la deriva de fase. Durante el funcionamiento normal del sensor, la deriva de fase puede introducir un error de ± 1 franja en el contador, en función de cómo esté ajustado el disparo. El error que podría causar esta deriva se incluye en la indeterminación de ± 1 franja de la propia cuenta y en función del número de franjas generadas puede suponer un error relativo de la medida muy reducido.

Otro procedimiento de calibración de los sensores consiste en la medida directa del límite superior de la banda de frecuencias generada por la modulación de fase en el espectro eléctrico de la señal de salida de los detectores, que recordemos viene determinado

por el producto $\phi_p f_\Omega$. Con un analizador de espectro eléctrico es posible monitorizar la forma del espectro de la modulación de luz, y medir fácilmente cuál es su cota superior, que guarda una relación de proporcionalidad con la amplitud de fase de la modulación. Su medida en función de la amplitud de la señal de excitación nos dará la calibración del sensor.

De forma equivalente, la frecuencia instantánea de la franja central de un semiperíodo, es decir, las franjas más estrechas, es también una medida de la máxima frecuencia presente en la modulación. Esta medida se realiza directamente en el osciloscopio.

Los dos procedimientos de calibración anteriores están orientados a la medida de la amplitud de la modulación de fase, para relacionarla con la amplitud de la señal de excitación. A continuación, abordamos cómo caracterizar la respuesta instantánea del sensor en términos de la modulación de fase generada en los transductores en relación al valor de la señal de excitación aplicada. Posteriormente, en el capítulo 6 describiremos con detalle cómo reconstruir la forma de la señal de excitación en función del tiempo a partir de estas medidas. En esta parte de la memoria (capítulo 4) nos limitaremos al estudio de lo que llamamos *curvas* o *ciclos de histéresis*. La representación de la modulación de fase instantánea en función del valor de la señal de excitación de un ciclo permite reconocer la presencia de histéresis, así como la linealidad o no linealidad de los transductores. Cabe recordar que la estructura de dominios de las cerámicas piezoeléctricas y de los materiales magnetostrictivos, así como la disposición del conjunto mecánico compuesto por la fibra bobinada y pegada sobre estos materiales, pueden generar un retardo no despreciable entre la excitación y la modulación de fase. Estas familias de curvas no sólo informan de los valores instantáneos de la modulación, sino que también pueden ser utilizadas para conocer la relación entre las amplitudes de modulación de fase y de excitación

Para obtener las curvas de histéresis, registramos en un archivo informático los valores de la salida del interferómetro y de la excitación correspondientes a al menos un período, y les aplicamos unas rutinas programadas en lenguaje Fortran. El programa calcula el desfase acumulado en cada punto de la señal, que va incrementándose hasta que el incremento cambia de signo en el instante en que se alcanza un extremo de la excitación. Esta fase acumulada, que está directamente relacionada con la deformación del transductor, se representa frente al valor simultáneo de la excitación.

En el caso de los sensores de voltaje construidos con tubos piezoeléctricos, hemos realizado su calibración con los procedimientos explicados hasta el momento, con una señal de voltaje de 50 Hz. Sólo al final y a modo de ejemplo, hemos analizado la respuesta de estos sensores en función de la frecuencia de excitación. En la caracterización de nuestros sensores, además de alimentarlos con una señal sinusoidal, la proporcionada por un generador, los hemos estimulado igualmente con el voltaje de la red eléctrica del edificio, claramente deformado, y así hemos comprobado el buen funcionamiento de los sistemas también para señales realistas, distintas de las sinusoidales.

La amplitud máxima de la fuente de corriente a. c. que alimenta el bobinado de hilo de cobre de los núcleos de acero al silicio es pequeña para una frecuencia de trabajo de 50 Hz. Esta fuente garantiza que el campo H generado sea una señal sinusoidal, que no se vea afectada por la corriente inducida producida al excitar el núcleo magnético. Por esta razón, la mayor parte de la calibración del sensor magnetostrictivo se ha llevado a cabo a una frecuencia de 7 Hz, para la que nuestra fuente proporciona amplitudes mayores. La calibración efectuada a 7 Hz se completa con la medida de la respuesta del sensor de corriente en función de la frecuencia de excitación para una amplitud de la misma pequeña.

4.5. Calibración de los sensores de voltaje

Bajo este título englobamos los resultados obtenidos en la calibración de los sensores de voltaje basados en tubos de materiales piezoeléctricos. En la figura 2.7 simulábamos la salida del Mach-Zehnder cuando introducíamos una variación de fase en el interferómetro por medio de un transductor de comportamiento lineal.

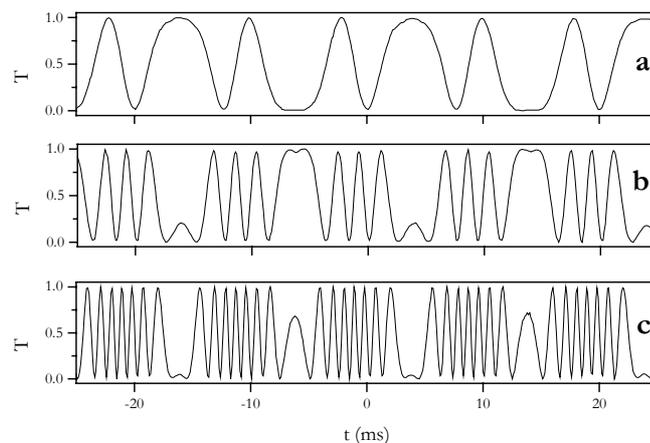


Figura 4.3. Señal de salida del *Sensor autocompensado CT* para valores pequeños de voltaje:
(a) $0.03 V_{ef}$, (b) $0.078 V_{ef}$ y (c) $0.156 V_{ef}$.

Ahora, en la figura 4.3, mostramos la salida real del *Sensor autocompensado CT* cuando la tensión aplicada genera unas pocas franjas de interferencia. En este ejemplo, el voltaje se aplica a los cuatro tubos 4D del sensor: (a) $0.03 V_{ef}$, (b) $0.078 V_{ef}$ y (c) $0.156 V_{ef}$. Verificamos en la figura cómo el número de franjas y con ello los armónicos generados en la modulación de la señal aumenta progresivamente a medida que crece la tensión aplicada.

Siguiendo con el mismo sensor y excitando sus cuatro tubos 4D, para una tensión de $1.27 V_{ef}$ se generan unas 60 franjas por semiperíodo, lo que mostramos en la siguiente gráfica, junto el voltaje aplicado.

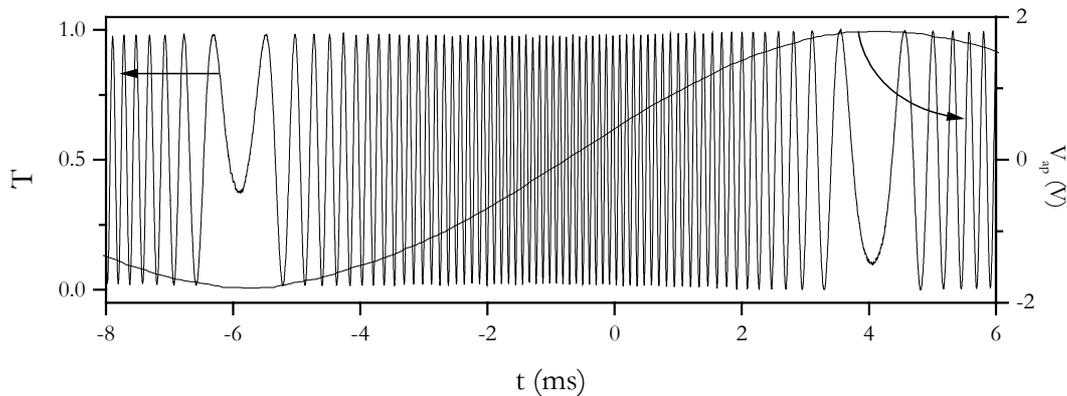


Figura 4.4. Señal de salida del *Sensor autocompensado CT* para una excitación de $1.27 V_{ef}$.

La calibración de los sensores midiendo el número de franjas por semiperíodo en función del voltaje aplicado es el procedimiento más sencillo y es, también, el modo de operación más sencillo si se desea medir simplemente la amplitud del voltaje a. c. aplicado al sensor.

En la tabla 4.1 se señalaban las dimensiones de todos los tubos piezoeléctricos estudiados, así como los valores de su calibración. Estas medidas se ofrecen en unidades de número de franjas generadas en un semiperíodo de la señal de excitación (es decir, en 10 ms) por cada voltio eficaz aplicado al tubo (fr/V_{ef}). Las gráficas obtenidas en estas calibraciones exhiben una respuesta lineal con el voltaje aplicado, y los valores de la tabla corresponden al ajuste lineal de esos puntos experimentales. La misma tabla también presenta los mismos datos en términos de la variación de fase en radianes por unidad de voltaje y por metro de fibra ($rad/V/m$). Estos valores permiten la comparación del rendimiento de cada transductor con independencia de la longitud de fibra bobinada sobre él.

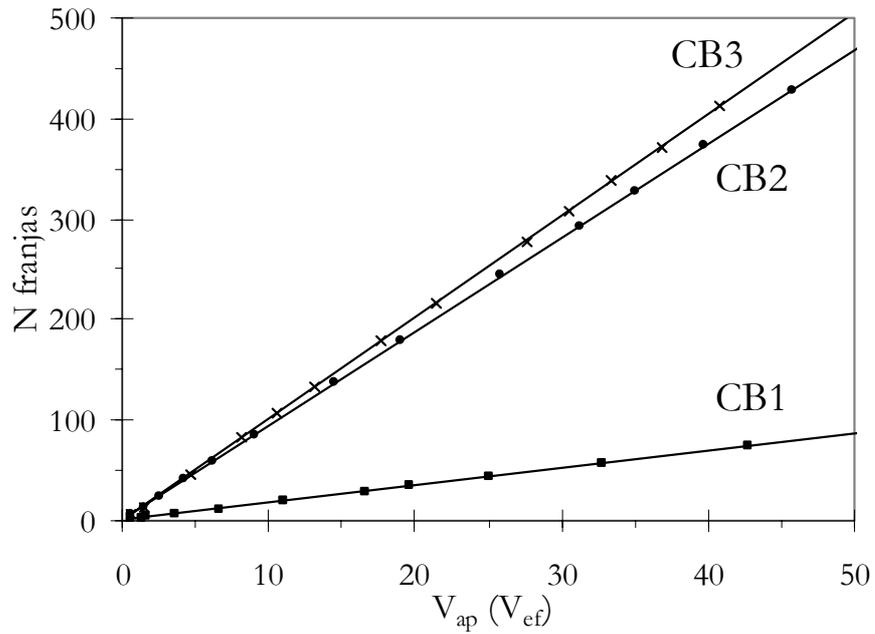


Figura 4.5. Calibración de los sensores *CB1*, *CB2* y *CB3*: número de franjas generadas por semiperíodo en función de la amplitud eficaz del voltaje aplicado.

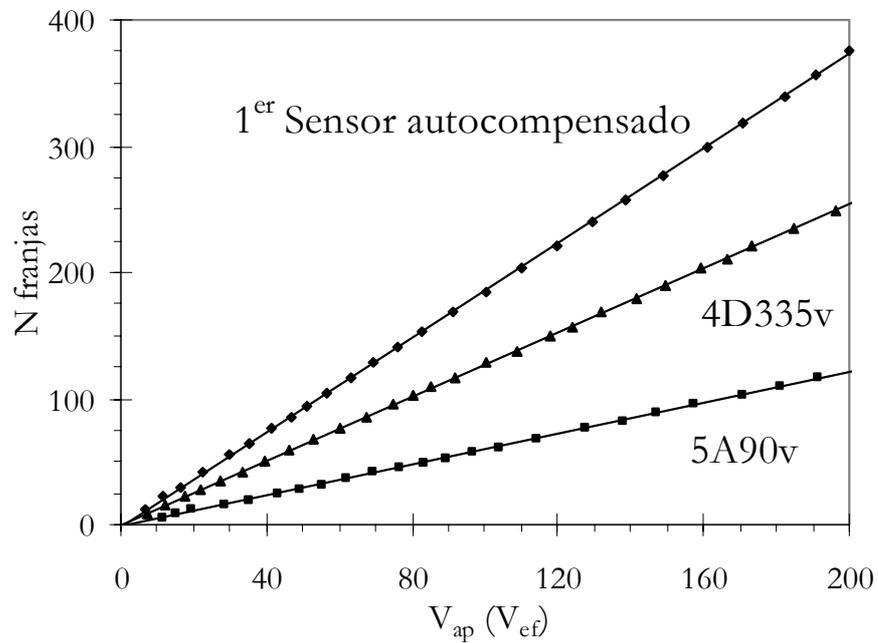


Figura 4.6. Calibración del *1er Sensor autocompensado* (tubos 4D335v y 5A90v por separado y sensor resultante): número de franjas generadas por semiperíodo en función de la amplitud eficaz del voltaje aplicado.

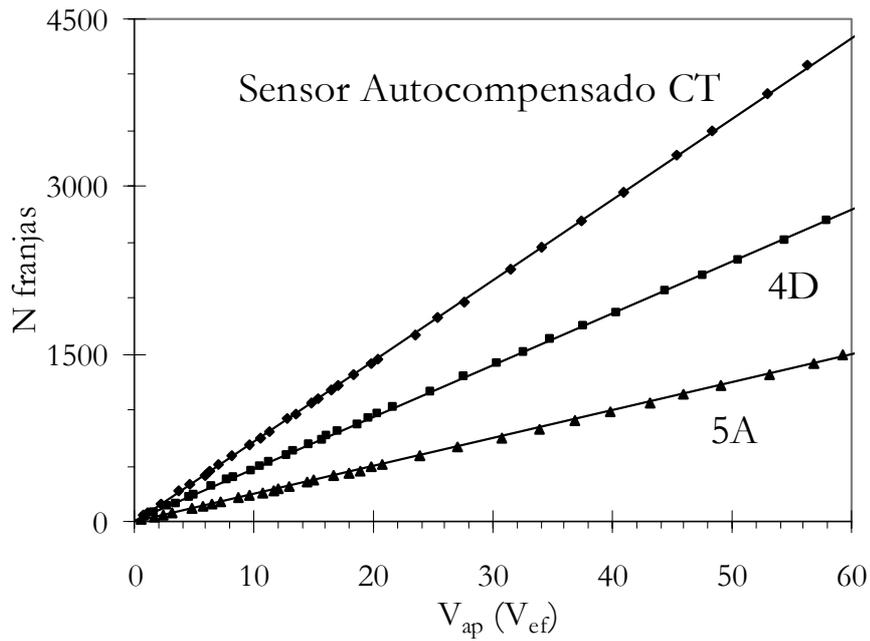


Figura 4.7. Calibración del *Sensor autocompensado CT* (tubos 4D y tubos 5A y sensor resultante): número de franjas generadas por semiperíodo en función de la amplitud eficaz del voltaje aplicado.

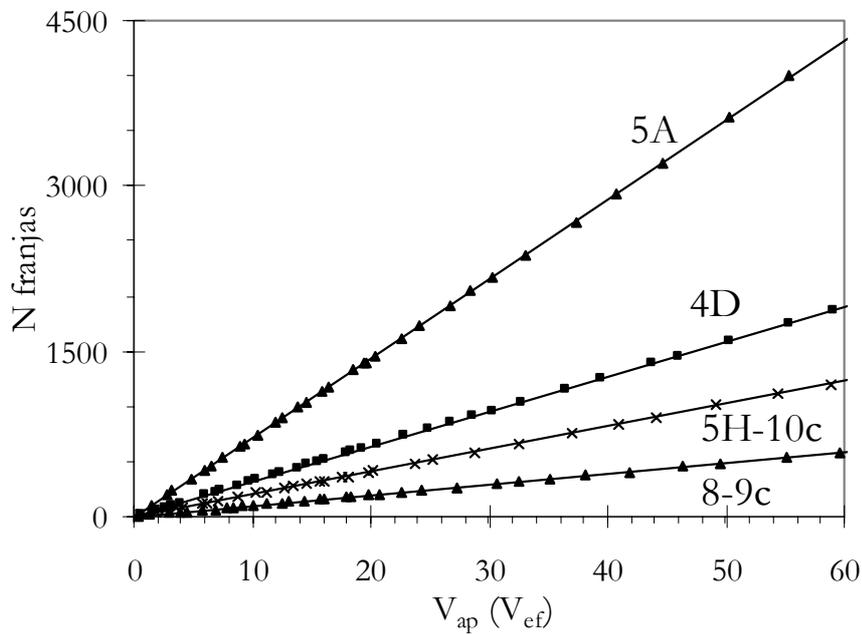


Figura 4.8. Calibración del tubo 8-9c y del tubo 5H-10c del sensor 5H-8 y de los tubos SR4D y SR5A que forman el *Sensor doble V-T*: número de franjas generadas por semiperíodo en función de la amplitud eficaz del voltaje aplicado.

Las figuras de las dos páginas anteriores presentan las curvas de calibración de los sensores de voltaje cuyo montaje hemos descrito en el apartado 4.3, en los que están incluidos buena parte de los tubos de la tabla 4.1. Todas las gráficas muestran el comportamiento perfectamente lineal de los transductores piezoeléctricos frente al voltaje aplicado, en los rangos empleados en nuestro estudio.

Los tres sensores CB (figura 4.5), ofrecen una eficiencia de $1.67 \text{ fr/V}_{\text{ef}}$ para el *CB1*, formado por los tubos CB1 (ni) y CB1 (i), de $8.99 \text{ fr/V}_{\text{ef}}$ para el *CB2*, formado por los tubos CB2 (td) y CB2 (tf), y de $10.1 \text{ fr/V}_{\text{ef}}$ para el *CB3*, formado por los tubos CB3 (A) y CB3 (D). El valor de la calibración de cada sensor coincide con la suma de la calibración de cada uno de los tubos transductores que los componen (datos de la tabla 4.1). Esta comprobación ilustra la validez de los sensores como instrumentos capaces de realizar la suma de los voltajes aplicados a distintos tubos transductores.

El *1^{er} Sensor autocompensado* está construido con los tubos designados como 4D335v y 5A90v. La figura 4.6 muestra las calibraciones de los dos tubos por separado y la del sensor completo, que proporciona $1.92 \text{ fr/V}_{\text{ef}}$. Con este sensor se realizó una parte importante de las pruebas de la respuesta en temperatura. Los datos de las calibraciones que aquí ofrecemos corresponden a las realizadas a temperatura ambiente después de finalizados los ciclos térmicos de medida, mientras que las calibraciones individuales de cada tubo de la tabla 4.1 se refieren a la primera calibración, antes de realizar los ciclos de temperatura. En algún caso ha existido una ligera variación entre unas calibraciones y otras (ver apartado 5.3).

Del *Sensor autocompensado CT* presentamos igualmente (figura 4.7) la calibración del conjunto de los cuatro tubos CT4D ($46.29 \text{ fr/V}_{\text{ef}}$), la conjunta de los dos tubos CT5A ($24.94 \text{ fr/V}_{\text{ef}}$), y por último la calibración del sensor completo, con un valor de $72.36 \text{ fr/V}_{\text{ef}}$.

La figura 4.8 contiene los puntos experimentales y los ajustes lineales de las calibraciones de los dos tubos que componen el *Sensor 5H-8*, el 5H-10c y el 8-9c. Este sensor se montó para estudiar la dependencia con la temperatura de los tubos confeccionados con los materiales PZT-5H y PZT-8. Por último, las calibraciones de los tubos SR4D ($31.59 \text{ fr/V}_{\text{ef}}$) y de los SR5A ($72.13 \text{ fr/V}_{\text{ef}}$) del *Sensor doble V-T* aparecen también en la figura 4.8.

Para completar esta sección de calibración de los sensores de voltaje en base a la medida del número de franjas, aportamos un ejemplo de resta de voltajes. En este caso disponemos de los tubos MG y BV en brazos distintos de un interferómetro, a los que

aplicamos exactamente la misma tensión, con la misma polaridad. Debido a la ligera diferencia entre las eficiencias de los tubos, la resta no es nula. La calibración de ambos tubos y de la resta resultante la mostramos en la figura 4.9. También para completar esta sección, mostramos en la figura 4.10 un ejemplo de respuesta del sensor construido con el tubo MG cuando se le aplica el voltaje no sinusoidal de la red del laboratorio. La figura incluye la señal de excitación y muestra el funcionamiento correcto de los transductores piezoeléctricos con este tipo de señal de excitación.

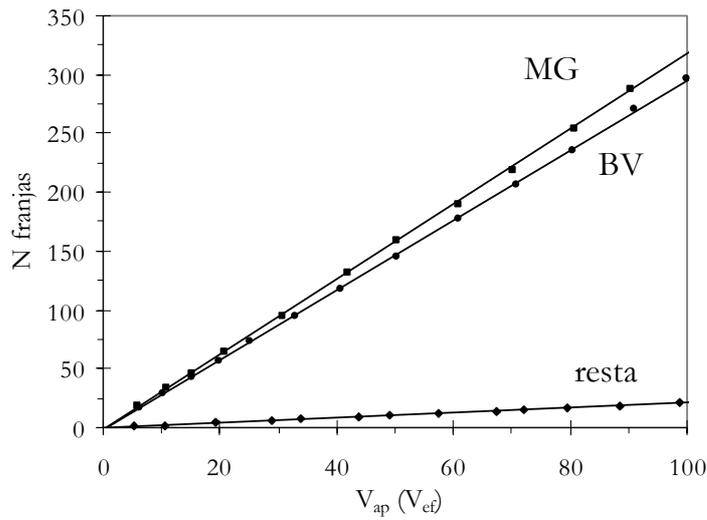


Figura 4.9. Calibración de los tubos MG y BV y del sensor que realiza la resta de voltajes: número de franjas por semiperíodo en función de la amplitud eficaz del voltaje aplicado.

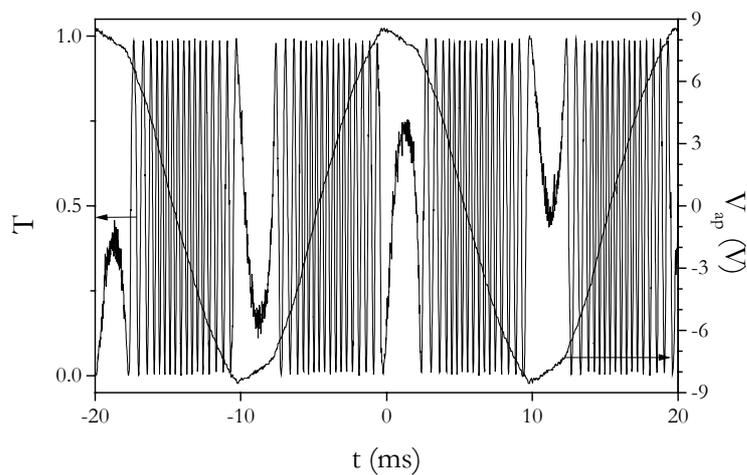


Figura 4.10. Respuesta normalizada de un sensor montado con el tubo MG y voltaje aplicado no sinusoidal de la red del laboratorio.

De forma complementaria, hemos realizado la calibración de algún sensor de acuerdo con el segundo procedimiento, o sea, midiendo el límite superior de la anchura espectral de la señal proporcionada por el sensor. Esta medida se realiza con un analizador

de espectros eléctrico y la concordancia con los resultados obtenidos anteriormente demuestra la viabilidad de obtener la información de la amplitud del voltaje aplicado a partir de lo que llamamos la frecuencia máxima generada en la modulación. La figura 4.11 incluye la modulación generada en el *Sensor autocompensado CT* cuando aplicamos a los cuatro tubos CT4D un voltaje de 1.36 y de 3.08 V_{ef} , generándose respectivamente 63 y 143 franjas de interferencia.

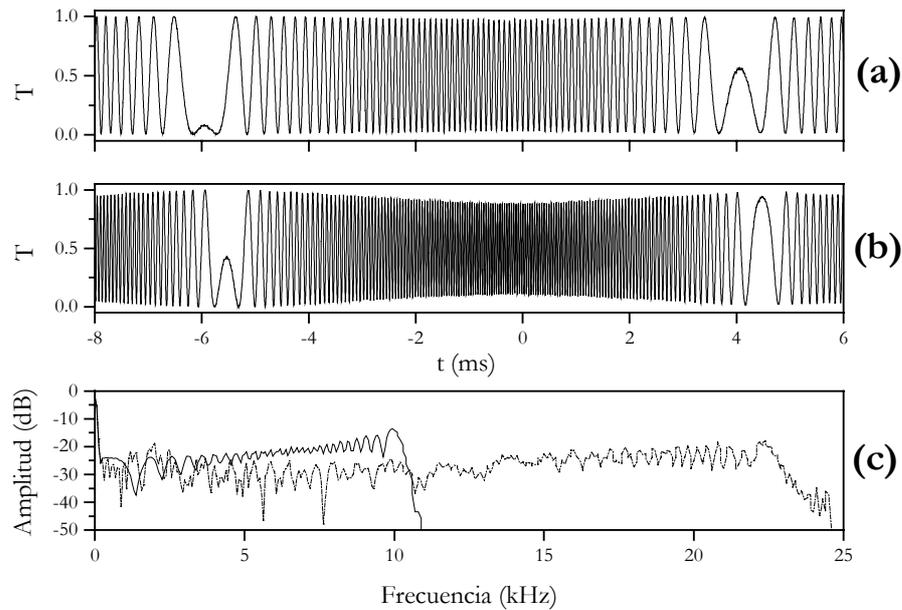


Figura 4.11. Modulación de luz para unas excitaciones de (a) 1.36 y (b) 3.08 V_{ef} y (c) espectros en frecuencia respectivos, obtenidos con el *Sensor autocompensado CT* excitando los tubos CT4D.

La gráfica inferior de esta figura muestra en escala logarítmica los espectros en frecuencia de las señales correspondientes a cada excitación medidos con un analizador de espectro eléctrico. Se alcanzan en cada caso una frecuencia máxima de 10.1 y de 22.4 kHz. Estos valores se relacionan con el número de franjas mediante $\phi_p f_{\Omega}$, siendo $\phi_p = N \cdot 2\pi/2$ y $f_{\Omega} = 50$ Hz. Como el analizador de espectros realiza una medida de baja resolución en frecuencia, el espectro de estas señales muestra un aspecto continuo, aunque en realidad está formado un conjunto discreto de armónicos, múltiplos de la frecuencia de modulación (50 Hz).

La relación lineal entre la frecuencia máxima generada y la tensión con la que excitamos los tubos piezoeléctricos se muestra en la figura 4.12, que incluye, entre otros, los datos de la frecuencia máxima de los dos espectros mostrados en la figura anterior. Se obtiene una pendiente de 7310 Hz/ V_{ef} , que concuerda con el valor de 7270 Hz/ V_{ef}

calculado a partir de la medida del número de franjas que en la figura 4.7 presentaba una pendiente de $46.29 \text{ fr}/V_{ef}$.

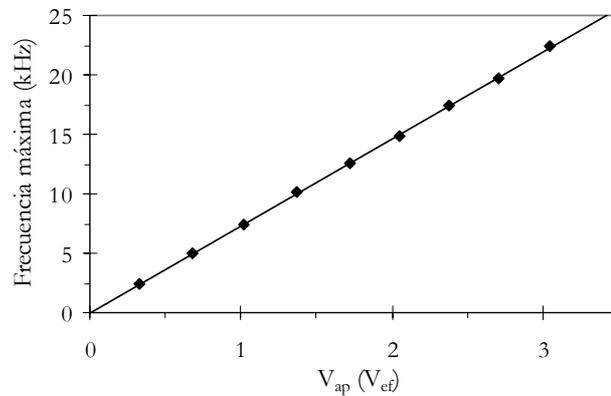


Figura 4.12. Calibración de los tubos CT4D: medida de la frecuencia máxima generada en función de la amplitud efectiva del voltaje aplicado.

Tal y como vimos en el apartado anterior, también podemos medir la frecuencia máxima generada a partir de la medida de la frecuencia instantánea de las franjas centrales de un semiperíodo. La figura 4.13 muestra las medidas realizadas con el tubo MG. La medida obtenida, $553 \text{ Hz}/V_{ef}$, concuerda razonablemente bien con el valor calculado a partir del número de franjas ($493 \text{ Hz}/V_{ef}$).

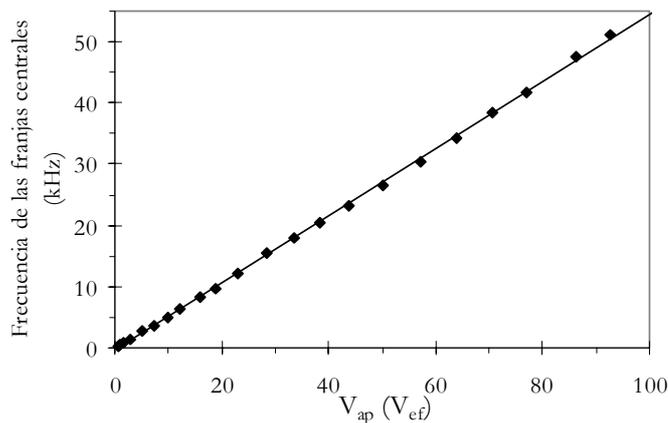


Figura 4.13. Calibración del tubo MG: medida de la frecuencia de las franjas centrales en función de la amplitud del voltaje aplicado.

El conjunto de las calibraciones resumidas en este apartado nos muestra que la amplitud del voltaje aplicado puede medirse con precisión a partir de algún parámetro característico de la modulación en frecuencia generada, como es la frecuencia media o

número de franjas generadas por semiperíodo, la frecuencia límite superior del espectro eléctrico de la modulación, o la frecuencia instantánea de las franjas centrales generadas en un semiperíodo.

A continuación ilustraremos con unos ejemplos las curvas de histéresis que presentan los sensores (y los tubos piezoeléctricos) que hemos montado.

La figura 4.14 muestra los ciclos de histéresis contruidos a partir de la señal de tensión aplicada a sensores de diferentes materiales piezoeléctricos, siempre con la misma amplitud ($10 V_{ef}$), y de la modulación de luz creada. La pendiente de estas rectas es una medida de la eficiencia en unidades de rad/V y los extremos de cada ciclo nos dan la amplitud de la modulación de fase y la amplitud del voltaje aplicado, información redundante con la obtenida anteriormente. La información nueva que ahora podemos extraer es que la histéresis de nuestros transductores contruidos con tubos piezoeléctricos es despreciable para los rangos de señal de excitación empleados en este trabajo.

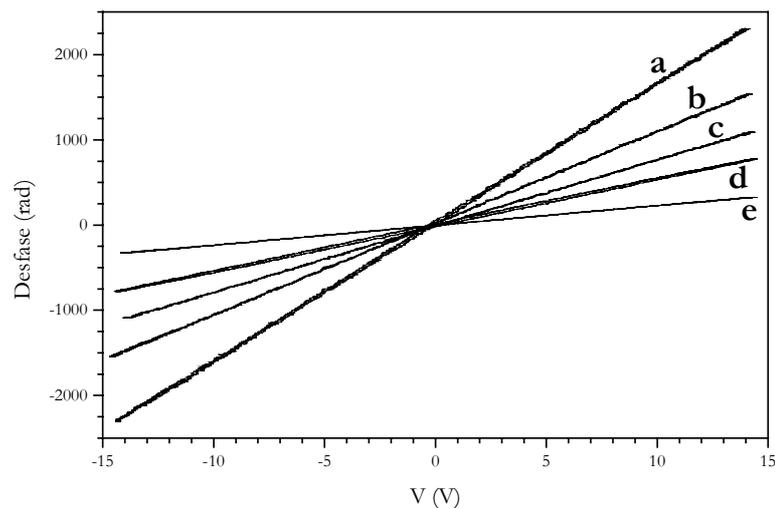


Figura 4.14. Curvas de histéresis para 20 °C, correspondientes a los tubos piezoeléctricos: (a) el *Sensor autocompensado CT*, (b) el conjunto de los 4 tubos CT4D, (c) el 5H-10c, (d) el conjunto de los dos tubos CT5A y (e) el 8-9c.

Para terminar este apartado de caracterización de los sensores de voltaje, vamos a estudiar su respuesta en frecuencia, o sea, cómo cambia la calibración en función de la frecuencia de la señal de excitación.

Los tubos piezoeléctricos presentan varias resonancias fundamentales determinadas por las constantes de frecuencia típicas de cada material, y por las dimensiones particulares del tubo. Cada resonancia fundamental puede asociarse con una de las dimensiones geométricas de los tubos: la longitud, el grosor y el radio. En concreto, para el tubo de

PZT-5A que presentamos como ejemplo, el SR5A-T, de 50.8 mm de diámetro, 3.18 mm de grosor y 10 cm de altura, las resonancias fundamentales se encuentran nominalmente en 14 kHz (la vinculada a la vibración a lo largo de su altura), en 18.1 kHz (la del modo de vibración circular) y en 591 kHz (la relacionada con el del grosor de la pared).

La existencia de resonancias puede suponer un problema cuando el voltaje a medir presente transitorios que introduzcan frecuencias mayores, por ejemplo en el caso de producirse una falta en la red eléctrica se generan frecuencias de hasta 1 kHz.

En la figura 4.15 representamos la respuesta en frecuencia del tubo SR5A-T, en un amplio rango de frecuencias, desde 30 Hz hasta 100 kHz. La eficiencia del sensor disminuye hasta una respuesta casi nula para frecuencias más altas. En el rango de la figura, la respuesta se mantiene adecuadamente plana hasta unos 10 kHz, satisfaciéndose así los requisitos para la correcta medida de transitorios de la red eléctrica. El valor nominal de la resonancia longitudinal (14.0 kHz) concuerda con el primer pico de la curva de la figura 4.15, mientras que el de la resonancia circular (22.0 kHz) es mayor que el nominal (18.1 kHz). La influencia en las resonancias de las 11 capas de fibra enrolladas sobre el tubo puede tener un efecto no despreciable.

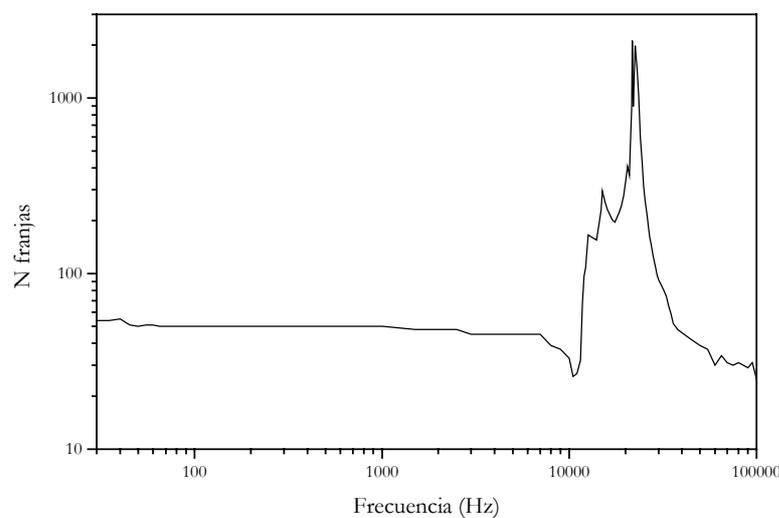


Figura 4.15. Respuesta en frecuencia del tubo SR5A-T.

4.6. Calibración de los sensores de corriente

A diferencia de los piezoeléctricos, los transductores magnetostrictivos presentan una respuesta rectificadora, ya que su deformación sigue siempre el mismo sentido con independencia del sentido del campo magnético, al ser la magnetostricción una función par del campo magnético. Además, su histéresis es marcadamente mayor que la que presentan

los transductores piezoeléctricos, como nos indican los resultados obtenidos en la calibración del sensor magnetostrictivo.

Como hemos avanzado, se han montado dos núcleos de acero al silicio, que forman el sensor que nos ocupa, pero sólo cabe excitar uno de ellos para medir una corriente. La excitación de ambos nos permite realizar la función resta de corriente con el fin, por ejemplo, de monitorizar la diferencia entre dos corrientes dadas. Los dos núcleos ferromagnéticos tienen las mismas dimensiones y se ha bobinado la misma longitud de fibra, con el mismo número de vueltas. Hemos podido verificar que su eficiencia es similar, por lo que las medidas que incluye este apartado se refieren únicamente a uno de ellos.

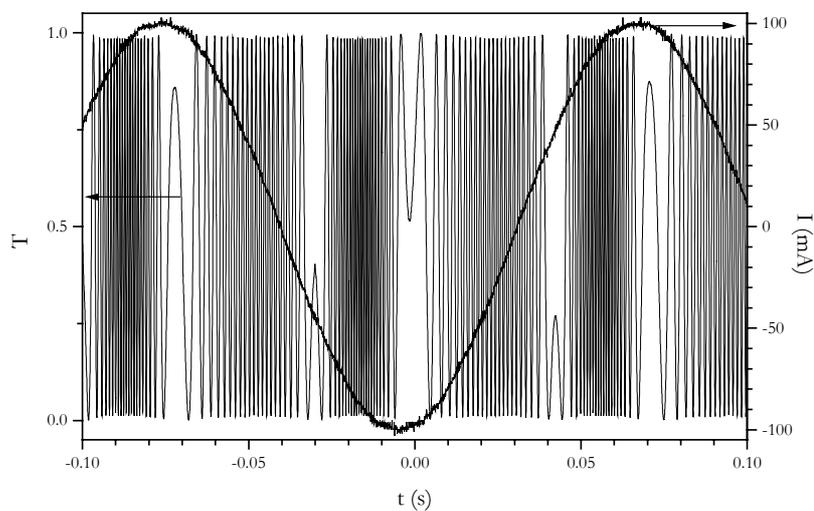


Figura 4.16. Excitación y respuesta normalizada de sensor de corriente construido con un núcleo magnetostrictivo.

La figura 4.16 representa la forma de onda de la corriente (de amplitud 100 mA) suministrada al solenoide de cobre bobinado sobre el núcleo y la respuesta óptica del sistema. Por las propiedades rectificadoras de los magnetostrictivos, se produce un ciclo de deformación completo cada semiperíodo, en el que el material se deforma hasta un límite y regresa a su estado inicial. A causa de la histéresis, los dos semiciclos no tienen la misma duración, sino que uno es claramente más lento que el otro. Sin embargo, como el incremento o disminución de la dimensión deformada es siempre el mismo, para una amplitud de excitación fija, el número de franjas generado en cada uno de estos semiciclos de deformación es el mismo. El tiempo invertido en incrementar la deformación hasta su valor máximo es menor que el tiempo necesario para relajarse y disminuir hasta pasar por cero. Además, el efecto de la histéresis es bastante acusado y se observa claramente en la figura 4.16 que los extremos de la deformación se alcanzan con cierto retardo respecto a

los extremos de la corriente, así como los pasos por cero. El valor medio de la frecuencia de modulación, medido a partir de la cuenta de franjas generadas en un semiperíodo, guardará una relación directa con la amplitud de la corriente de excitación. Respecto a la frecuencia instantánea de las franjas de interferencia, aunque comparativamente son distintas para cada semiciclo de deformación, sigue existiendo una frecuencia máxima generada en la modulación de luz que dependerá de la amplitud de la excitación aplicada, y que puede ser utilizada para la calibración del sensor.

La figura 4.17 muestra la calibración del sensor de corriente en términos del número de franjas de interferencia creadas en cada semiperíodo en función de la amplitud de corriente de alimentación del solenoide de cobre (7 Hz).

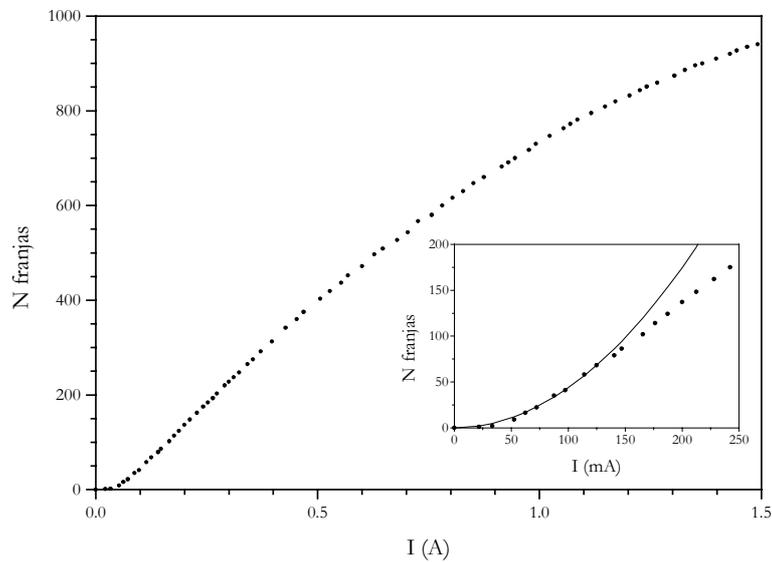


Figura 4.17. Calibración del sensor de corriente: número de franjas generadas en un semiperíodo en función de la amplitud de la corriente de excitación. La figura insertada es una ampliación de la curva en torno al origen e incluye un ajuste cuadrático.

La curva de calibración viene determinada por las características magnetostrictivas del acero al silicio. Para intensidades bajas, el material responde de forma cuadrática (siguiendo la parábola que hemos ajustado a los primeros puntos de la curva. La deformación del núcleo ferromagnético es para ese pequeño rango de valores proporcional al cuadrado del campo magnético aplicado, y por tanto al cuadrado de la corriente. Sin embargo, para valores mayores, la corriente sigue un comportamiento más lineal, a causa de los distintos procesos que intervienen en la respuesta magnetostrictiva: la rotación de dominios y el movimiento de las paredes entre dominios. La curva de calibración no alcanza la saturación en el rango de corriente estudiado. En nuestra configuración, la

sensibilidad del sensor es ajustable según la longitud de fibra bobinada y el número de vueltas de hilo de cobre enrolladas sobre los núcleos. Teniendo en cuenta que tenemos casi 100 vueltas de hilo de cobre bobinadas sobre cada núcleo magnético, la intensidad máxima aplicada, en la figura 4.17, equivale a tener unos 150 A en un conductor que pasara por el centro del núcleo. Si queremos asegurar un valor elevado de la corriente de saturación, para poder aplicar intensidades de corriente mucho mayores, podemos bobinar un circuito secundario sobre el núcleo magnético, y cargarlo con una resistencia, de manera que la fuerza electromotriz inducida en él cree una corriente que reduce el flujo magnético creado por el bobinado primario, y con ello la saturación se traslada a corrientes mucho mayores al mismo tiempo que se reduce la respuesta del sensor.

De manera similar a las curvas de histéresis elaboradas para los sensores de voltaje construidos con tubos piezoeléctricos, presentamos en la figura 4.18 las correspondientes al sensor de corriente montado con el núcleo magnetostrictivo, para las intensidades de 100, 200, 300 y 500 mA (7 Hz).

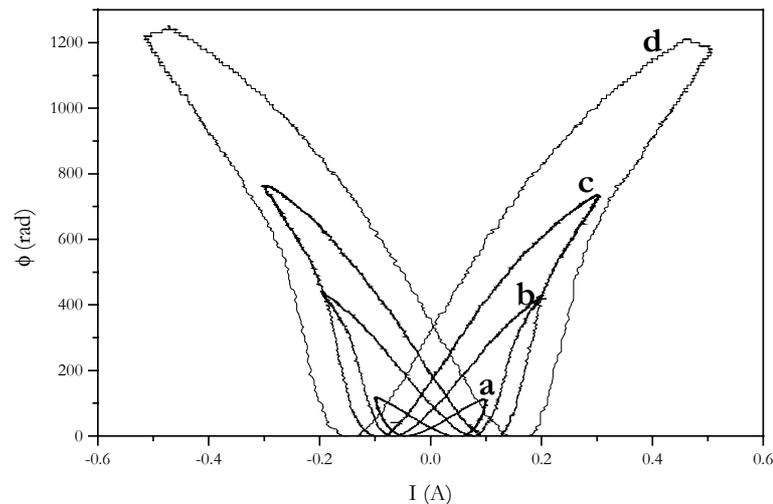


Figura 4.18. Curvas de histéresis del sensor de corriente para corrientes de amplitud (a) 100 mA, (b) 200 mA, (c) 300 mA y (d) 500 mA.

El procedimiento para obtenerlas es similar al empleado anteriormente, con la salvedad de que ahora al calcular la fase acumulada a lo largo del ciclo hemos de introducir un cambio de signo suplementario cuando la magnetostricción pasa por cero, como consecuencia de la respuesta rectificante del efecto magnetostrictivo. En cada ciclo, el tramo ascendente desde cero (con $I > 0$) hasta el máximo (con $I > 0$) corresponde al proceso de incremento de la deformación del núcleo, que en la figura 4.16 veíamos que era relativamente rápido en relación al proceso de relajación. Éste, el proceso de relajación,

corresponde en un ciclo al tramo que desde un máximo cruza el eje de ordenadas y alcanza el cero para una intensidad de signo opuesto a la del máximo.

Concluimos este apartado mostrando la respuesta en frecuencia del sensor magnetostrictivo (figura 4.19). Esta respuesta nos revela un rango inicial de frecuencias para el que la eficiencia del sensor es relativamente constante, eficiencia que disminuye monótonamente a partir de 20 Hz. La respuesta cae un factor 2 en torno a 50 Hz y a 1 kHz en un factor 40.

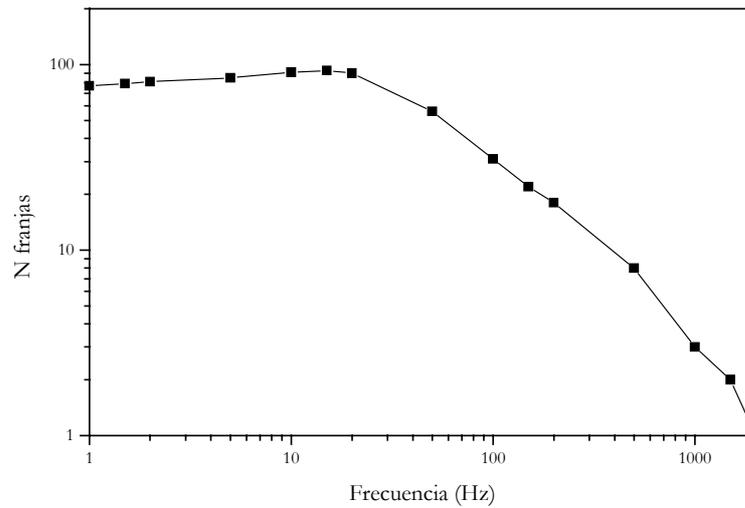


Figura 4.19. Respuesta en frecuencia del sensor de corriente para una excitación de amplitud constante (150 mA).

Capítulo 5

Respuesta de los sensores en función de la temperatura

5.1. Introducción

La fibra óptica constituye el componente fundamental de múltiples dispositivos de medida de magnitudes físicas muy diversas, tales como la temperatura, la presión o los campos eléctricos y magnéticos. Sin embargo, esta versatilidad puede presentar algunos inconvenientes cuando resulta difícil discriminar los efectos derivados de cada fenómeno físico susceptible de variar las propiedades de la luz en la fibra. Entonces, es necesario desarrollar algún método para obtener una medida fiable de la magnitud de interés, independiente del resto. En el capítulo de introducción, hemos descrito algunas de las soluciones aportadas por otros investigadores para resolver este problema en el caso de sensores ópticos de voltaje y corriente, cuya sensibilidad se veía en un principio afectada por otras magnitudes. En nuestro caso, los cambios de temperatura son los responsables de variaciones apreciables en la respuesta de los sensores, que hemos de estudiar e intentar eliminar o corregir.

Nuestros sensores, que utilizan transductores piezoeléctricos y magnetostrictivos, deben la modificación de su respuesta frente a la temperatura fundamentalmente a la dependencia térmica de las características electromecánicas de estos materiales, como demostramos en este capítulo. Esta variación de la calibración de los sensores con la

temperatura constituye un problema para la aplicación de este tipo de sensores, que deben poder enfrentarse a condiciones climáticas extremas. Las temperaturas de trabajo de los sensores de voltaje y corriente en las instalaciones de generación y distribución de electricidad deben alcanzar los valores límite de $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ y de $+70\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Nuestro objetivo ha consistido en estudiar en detalle el comportamiento en función de la temperatura de los sensores, de tal forma que una vez conocido con exactitud pudiéramos desarrollar algunas soluciones. Para ello, hemos llevado a cabo la caracterización de los sensores en el rango de $-35\text{ }^{\circ}\text{C}$ a $70\text{ }^{\circ}\text{C}$.

En este capítulo, realizamos un par de propuestas, con el objetivo de minimizar o, en la medida de lo posible, eliminar los efectos de la temperatura. Por una parte se desarrolla un método de compensación pasiva de la dependencia en temperatura de los sensores de voltaje, que la reduce considerablemente gracias a la combinación adecuada de materiales. Por otra parte, se propone una configuración para la medida simultánea de voltaje y temperatura que permita corregir los efectos térmicos.

5.2. Evaluación de los efectos de la temperatura en los transductores piezoeléctricos como moduladores de fase

En el apartado en el que estudiábamos los bobinados sobre tubos transductores deducíamos la relación que proporciona la diferencia de fase generada en la luz que transmite la fibra bobinada alrededor de un tubo piezoeléctrico. Ésta dependía de las características de la propia fibra (el factor K_{ϕ}), del voltaje aplicado V , de la geometría y propiedades piezoeléctricas del tubo (el factor C), y de la longitud de fibra bobinada L :

$$\delta\phi = K_{\phi}CVL, \quad C \approx \left(\frac{d_{31}}{g} + \frac{d_{33} - d_{31}}{2R_e} \right) \quad \text{y} \quad K_{\phi} = \frac{2\pi}{\lambda} \left[n - (1 + \nu) p_{12} \frac{n^3}{2} \right] \quad (\text{Ecs. 5.1})$$

La variación con la temperatura de esta diferencia de fase incluye cuatro contribuciones bien diferenciadas: la vinculada a la dependencia con la temperatura del índice de refracción, la referente al cambio de los coeficientes piezoeléctricos, y dos más relacionadas con la variación de las dimensiones del transductor y de la fibra. En estas últimas, identificamos el coeficiente de expansión térmica del material piezoeléctrico como $\alpha_{T, tubo}$ y de la fibra como $\alpha_{T, fibra}$:

$$\frac{1}{VL} \frac{\partial \delta \phi}{\partial T} = C \frac{\partial K_{\phi}}{\partial h} \frac{\partial h}{\partial T} + K_{\phi} \left(\frac{1}{g} \frac{\partial d_{31}}{\partial T} + \frac{1}{2R_e} \frac{\partial (d_{33} - d_{31})}{\partial T} \right) - K_{\phi} C \alpha_{T, tubo} + K_{\phi} C \alpha_{T, fibra} \quad (\text{Ec. 5.2})$$

donde no hemos considerado la variación con la temperatura del coeficiente de Poisson ν , ni del coeficiente fotoelástico p_{12} .

La evaluación numérica de estos términos, teniendo en cuenta los valores concretos de los parámetros involucrados (propiedades de los materiales piezoeléctricos utilizados, de la fibra, geometría de nuestros tubos, etc.) y de su tasa de variación con la temperatura, nos señala que la contribución de mayor peso es la debida al cambio de los coeficientes piezoeléctricos con la temperatura. Las correspondientes a los coeficientes de expansión térmica de los materiales piezoeléctricos y de la fibra son respectivamente dos y tres órdenes de magnitud inferiores, mientras que la relativa a la variación del índice de la fibra es incluso menor.

Adicionalmente, dado que nuestros transductores piezoeléctricos son todos tubos delgados ($g \ll R_e$), podemos despreciar en una primera aproximación el término en $\partial(d_{33} - d_{31})/\partial T$ y considerar sólo el término en $\partial d_{31}/\partial T$.

Entre el conjunto de especificaciones facilitadas por el fabricante sobre los cuatro materiales piezoeléctricos utilizados se encuentran los datos que dan cuenta de los coeficientes d_{31} en función de la temperatura. Estos datos, que recopilamos en la figura 5.1, han sido utilizados para realizar la estimación numérica anterior.

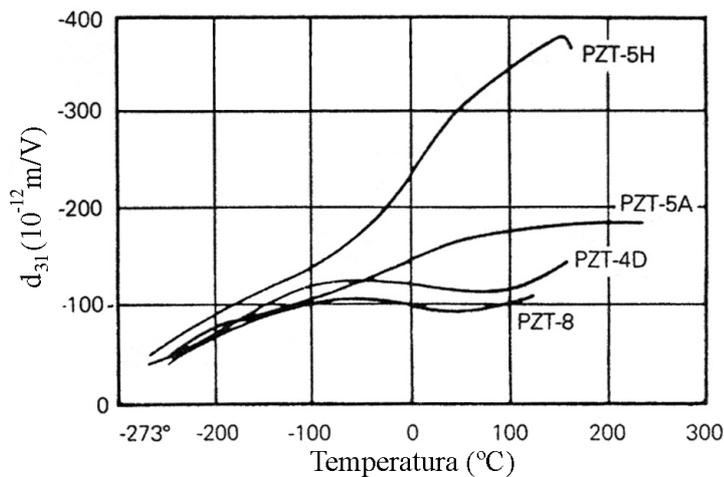


Figura 5.1. Variación del coeficiente d_{31} con la temperatura.

Verificamos en la figura que los materiales más eficientes son al mismo tiempo los que mayor sensibilidad muestran con la temperatura, como es el caso del material PZT-5H, y en menor medida el del PZT-5A. Por el contrario, materiales como el PZT-8 o el 4D, de eficiencia transductora más limitada, gozan de una dependencia térmica mucho más suave. El PZT-5H es el único de los cuatro materiales cuya temperatura de Curie cae dentro del rango de temperaturas representadas en la gráfica (nominalmente es 195 °C) por lo que se aprecia un cambio brusco de comportamiento cuando la temperatura se acerca a ese valor.

Las propiedades térmicas de las cerámicas sólo se consideran aceptablemente estables después de un primer ciclo de calentamiento, aunque el valor máximo no se haya aproximado a la temperatura de Curie¹, umbral que no debe sobrepasarse si queremos mantener su piezoelectricidad. Esto es debido a que en el primer ciclo térmico se produce una realineación de algunos de los dominios que habían sido orientados durante la fabricación del material. En nuestro estudio de la estabilidad térmica de los sensores se han realizado distintos ciclos de temperatura con varios de los sensores montados, sin observarse un cambio sustancial y generalizado en el comportamiento de los transductores piezoeléctricos entre el primer ciclo y los siguientes.

5.3. Medida de la respuesta en temperatura de los sensores de voltaje

Como muestra de la dependencia con la temperatura de los transductores piezoeléctricos, la figura 5.2 representa las curvas de histéresis del tubo 5H-10c, cuando aplicamos una tensión de 10 V_{ef} a 65 °C (ofreciendo una eficiencia de 80.27 rad/V), y a -35 °C (temperatura para la que el valor de la eficiencia se reduce a 46.5 rad/V).

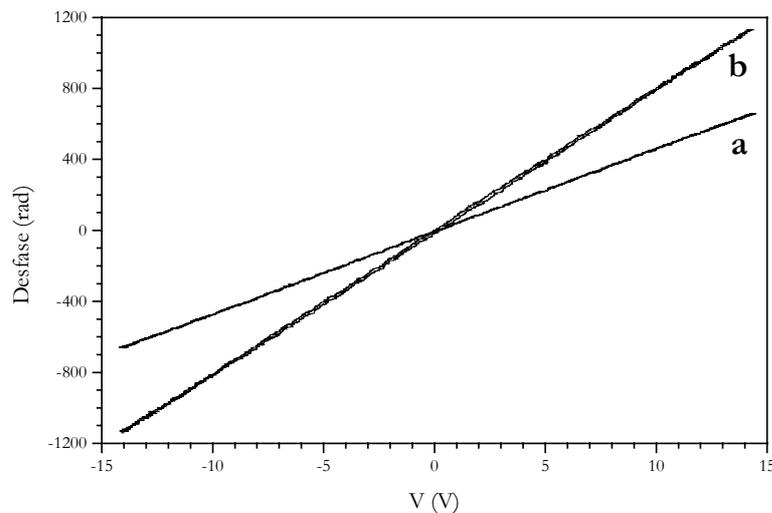


Figura 5.2. Curvas de histéresis del transductor 5H-10c, para 10 V_{ef} a (a) -35 °C y a (b) 65 °C.

Éste sería el caso límite de cambio de la eficiencia en función de la temperatura que vamos a encontrar, puesto que el material PZT-5H es el que presenta mayor variación de d_{31} en el intervalo de temperaturas que nos interesa.

Estas medidas, y el conjunto de la caracterización de la respuesta de los sensores para diferentes temperaturas se han llevado a cabo en una cámara de temperatura, modelo MK240, de la marca *WTB Binder*, que cubre el rango de temperaturas desde -40 a 180 °C, puede ser programada y lleva incorporado un sistema para eliminar la humedad de las muestras cuando las temperaturas de trabajo son bajas. Las dimensiones de su interior son $0.8 \times 0.6 \times 0.5 \text{ m}^3$, suficientemente grandes para contener cualquiera de los montajes preparados. Unos ventiladores cumplen con la labor de homogeneizar la temperatura en todo el volumen de la cámara. La temperatura del interior de la cámara, medida por el propio sensor del equipo, ha sido siempre monitorizada simultáneamente con un sensor de temperatura de semiconductor. Un pequeño orificio en la parte superior de la cámara permite el paso de las conexiones eléctricas que alimentan los sensores, y de las fibras ópticas de entrada y de salida.

En todas la medidas realizadas, la parte del montaje introducida en la cámara térmica ha sido la totalidad del interferómetro Mach-Zehnder en el cual estaban incorporados los transductores a caracterizar, con los dos acopladores incluidos. La fuente de luz, el sistema de detección, y todos los demás aparatos de medida se han mantenido siempre fuera de la cámara. En la figura 5.3 se observan dos vistas del exterior e interior de la cámara cuando se estaba realizando la medida en función de la temperatura de alguno de los sensores.



Figura 5.3. Cámara térmica y dispositivos de medida.

En una primera fase del estudio de los efectos térmicos, hemos medido la respuesta de transductores construidos con los cuatro materiales piezoeléctricos utilizados, mediante

la calibración de diferentes sensores cada cinco grados, en el intervalo de $[-35, +70]$ °C. La caracterización realizada ha seguido el procedimiento de medida del número de franjas en función de la amplitud del voltaje aplicado, siendo la pendiente de dicha medida, P , el parámetro que estudiamos en función de la temperatura.

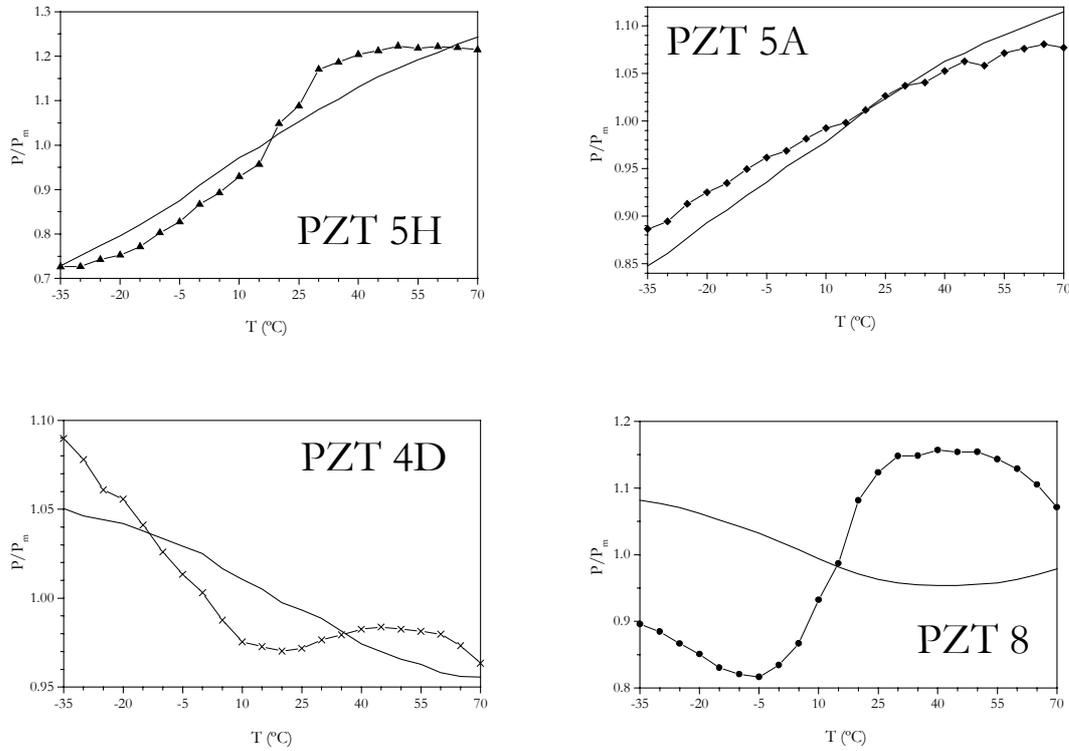


Figura 5.4. Comparación de la dependencia con la temperatura de la respuesta de los transductores construidos con los materiales PZT-5H (tubo 5H-10c), PZT-5A, (tubos CT5A), PZT-4D (tubos CT4D) y PZT-8 (tubo 8-9c), con la deducida a partir de la dependencia nominal del coeficiente d_{31} con la temperatura (línea continua).

Las curvas representadas en la figura 5.4 muestran las pendientes de las rectas de calibración de tubos de los cuatro materiales, normalizadas con el valor medio de cada una (P/P_m). Junto a ellas, se encuentran, en trazo continuo, las curvas de la variación relativa del coeficiente d_{31} , $d_{31}(T)/d_{31}(T_m)$, según los datos de la figura 5.1, siendo T_m la temperatura que corresponde a la pendiente que tomamos como referencia P_m . La representación de los valores experimentales normalizados con su valor medio permite comparar las desviaciones respecto al comportamiento teórico, independientemente de que la eficiencia de cada transductor alcance o no el valor teórico (que no suele lograrse en las bobinas multicapa).

Nuestras medidas confirman aspectos de la información proporcionada por el fabricante de los tubos, pero entre ellas también existen algunas divergencias. Nuestros datos ratifican el comportamiento monótono y creciente del coeficiente piezoeléctrico del

material PZT-5A, pero no concuerdan totalmente con las especificaciones del PZT-5H. En particular, para temperaturas por encima de 50 °C se observa un comportamiento aproximadamente constante del transductor construido con material PZT-5H, mientras que según los datos del coeficiente d_{31} debería obtenerse un crecimiento continuo de la pendiente. El transductor construido con material PZT-8 sigue una tendencia diferente a la que se correspondería con la dependencia nominal del coeficiente d_{31} , proporcionada por el fabricante. Respecto a los tubos piezoeléctricos PZT-4D, si bien su variación térmica se confirma menos llamativa que la de otros materiales, su comportamiento no es perfectamente monótono, sino que para valores alrededor de temperatura ambiente presenta un mínimo, se incrementa muy suavemente, y vuelve a reducirse para temperaturas aún mayores.

Los datos anteriores corresponden a los obtenidos después de al menos un ciclo térmico de estabilización del material, en los que la respuesta térmica debe ser definitiva¹. Aunque, como hemos avanzado, no hemos observado diferencias significativas entre el comportamiento medido en los primeros ciclos y en los siguientes, sí hemos podido constatar en algunos de los sensores un ligero descenso de la eficiencia en ciclos consecutivos. Como ejemplo, las dos calibraciones distintas de los tubos 4D del *Sensor autocompensado CT* que aparecen en el próximo apartado (figuras 5.7 y 5.10), realizadas

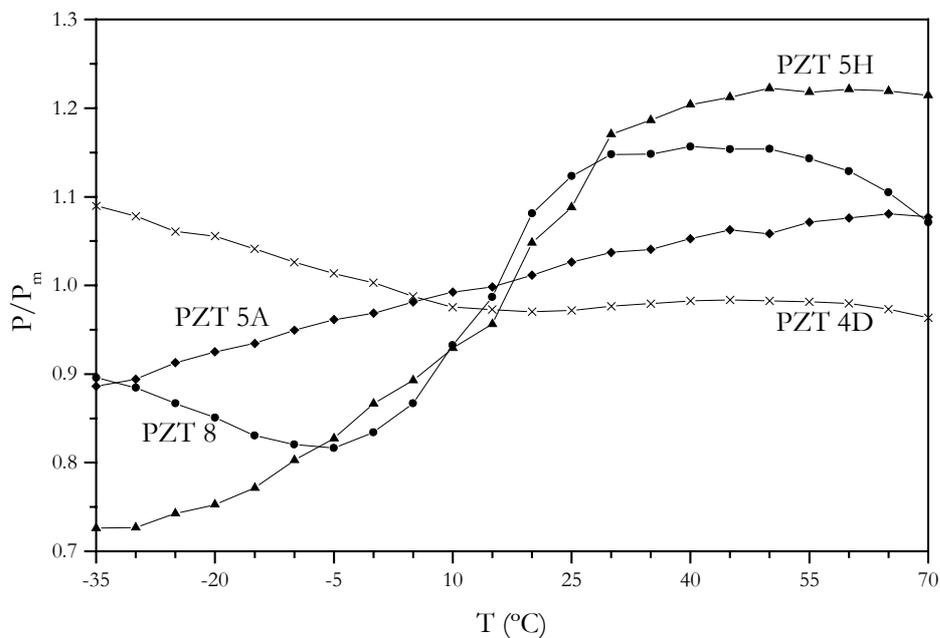


Figura 5.5. Respuesta comparativa de los diferentes materiales piezoeléctricos con la temperatura.

durante diferentes ciclos térmicos, y transcurridos unos meses entre ellas, difieren en algo más de un 1%. Por el contrario, la respuesta de otros sensores no ha mostrado ninguna variación en los diferentes ciclos térmicos. Hasta el momento no hemos llevado a cabo un estudio sistemático para discernir si los consecutivos ciclos térmicos o el posible envejecimiento de los dispositivos pueden efectivamente causar una disminución de la eficiencia de los sensores con el tiempo.

Además de comparar la respuesta en función de la temperatura con la que se derivaría de $d_{31}(T)$, resulta ilustrativo comparar los valores experimentales obtenidos para tubos de materiales diversos. En la figura 5.5 representamos los valores de las pendientes relativas experimentales que aparecen en la figura anterior. Los materiales PZT-4D y PZT-5A son los que presentan una variación menor en el intervalo medido, mientras que efectivamente, como se esperaba, el PZT-5H es el de mayor variación relativa.

5.4. Compensación de la dependencia con la temperatura de los sensores de voltaje

En este apartado abordamos el problema de los efectos de la temperatura en nuestros sensores de voltaje con el objetivo de superar el problema. Tal y como señalábamos en la introducción de este capítulo, hemos trabajado en dos alternativas. En primer lugar, el diseño de sistemas autocompensados y, en segundo lugar, el diseño de sistemas de medida dobles, que nos proporcionen información de la temperatura y con ese dato realizar una corrección de la medida.

Partiendo de las expresiones 5.1, y considerando sólo el término dominante, resultaría:

$$\frac{1}{VL} \frac{\partial \delta \phi}{\partial T} \approx K_{\phi} \frac{1}{g} \frac{\partial d_{31}}{\partial T} \quad (\text{Ec. 5.3})$$

Supongamos que construimos un sensor con tubos de dos materiales piezoeléctricos distintos, que llamaremos materiales a y b . Cada uno, debido a su diferente composición, exhibe propiedades térmicas propias. La respuesta del sensor variará con la temperatura siguiendo la ecuación:

$$\frac{1}{V} \frac{\partial \delta \phi}{\partial T} \approx K_{\phi} \left(\frac{1}{g_a} \frac{\partial d_{31}^a}{\partial T} L_a + \frac{1}{g_b} \frac{\partial d_{31}^b}{\partial T} L_b \right) \quad (\text{Ec. 5.4})$$

Puede observarse en la ecuación anterior que con una adecuada elección de los parámetros de los tubos podríamos minimizar, e idealmente anular, la variación de la respuesta del sensor en función de la temperatura. Básicamente, utilizando materiales de comportamientos térmicos opuestos (como un material que viera incrementado su coeficiente d_{31} con la temperatura y otro para el que disminuyera), podría conseguirse la estabilidad deseada ajustando convenientemente la longitud de fibra bobinada sobre cada material. Respecto a los coeficientes piezoeléctricos y su variación térmica, estamos limitados en función de la disponibilidad de materiales. Aún así, y según las especificaciones (figura 5.1), podemos prever que es posible la compensación de la respuesta en temperatura con la utilización conjunta de los materiales PZT-4D y PZT-5A. Las simulaciones con la ecuación 5.4 predicen la compensación en temperatura de un sensor que emplee estos materiales, manteniendo la calibración en un margen del 0.1 % en el intervalo de temperaturas [-40, 70] °C.

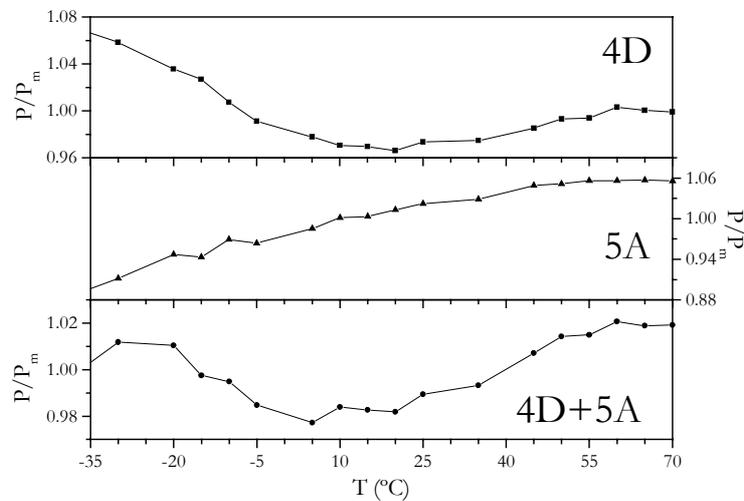


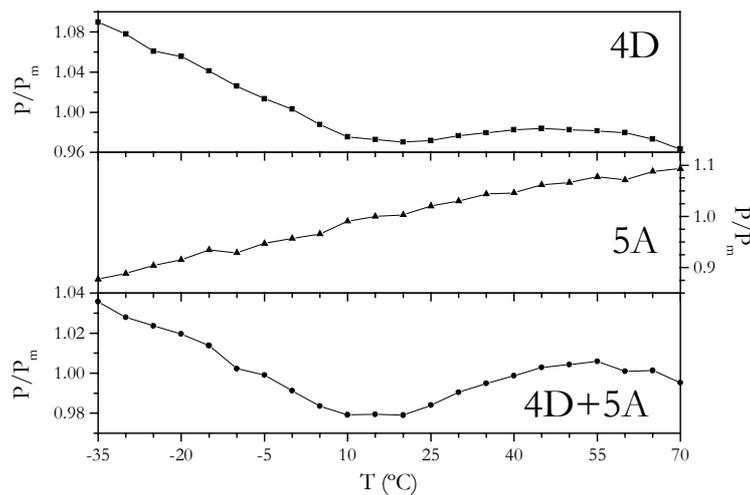
Figura 5.6. Calibración del 1^{er} Sensor autocompensado en función de la temperatura.

Con el objetivo de comprobar estas simulaciones, realizamos una primera prueba de autocompensación, con los tubos de PZT 4D y 5A a nuestra disposición en aquel momento, construyendo el 1^{er} Sensor autocompensado, formado por un tubo de cada material (tubos 4D335v y 5A90v, de grosores algo distintos). La relación de la longitud de fibra bobinada sobre cada material es tal que, según las estimaciones previas, minimiza la dependencia con la temperatura del sensor. Los resultados del estudio en temperatura de

este sensor (de cada tubo por separado y del sensor completo) los presentamos en la figura 5.6.

Este primer ensayo demuestra que la compensación pasiva es factible, pues la respuesta conjunta de los dos materiales disminuye notablemente el margen de variación con la temperatura de la respuesta del sensor, y lo mantiene en una franja del $\pm 2\%$.

A la vista de estos resultados, nos propusimos montar un prototipo realista que proporcionase una alta sensibilidad, en torno a 1000 franjas para $10 V_{ef}$ y que explotase la idea anterior para presentar una respuesta autocompensada, con el menor margen de variación posible. Este sensor se diseñó para ser montado en la caja de un transformador de medida convencional y, eventualmente, poderse convertir en un sensor de corriente al trabajar en conjunción con un transformador de corriente convencional cargado con una resistencia que se montaría en la misma caja que el sensor de voltaje. Este nuevo sensor constituye el *Sensor autocompensado CT*, montado con 4 tubos de material PZT-4D y dos de material PZT-5A. En una primera configuración, tomando como punto de partida los datos del fabricante de los materiales piezoeléctricos, realizamos una previsión de la longitud de fibra que se necesitaba bobinar sobre cada clase de material para minimizar la dependencia con la temperatura. Calculamos que bobinando sobre los PZT-5A la décima parte de la longitud bobinada sobre los PZT-4D, el efecto en temperatura resultante sería óptimo. En el contexto de la compensación pasiva, llamamos f al factor de



5.7. Calibración *Sensor autocompensado CT*, con $f=0.1$, en función de la temperatura.

proporcionalidad entre la longitud bobinada sobre el PZT-5A y la bobinada sobre el PZT-4D, es decir, $L_{5A} = f \cdot L_{4D}$. En este primer montaje, el factor f toma por lo tanto el valor 0.1.

Las diferentes calibraciones a lo largo del intervalo de temperatura estudiado proporcionan las curvas de la figura 5.7, para el comportamiento de los cuatro tubos PZT-4D, de los dos tubos PZT-5A, y del sensor en su conjunto.

Con el *Sensor autocompensado CT* hemos podido medir la respuesta con la temperatura de los transductores construidos con tubos PZT-5A y PZT-4D con bastante precisión, al contar con un sistema que crea más de seis centenas de franjas con $10 V_{ef}$. Además, con estos primeros datos experimentales comprobamos que la compensación obtenida con $f = 0.1$ es mejorable, como demuestran los cálculos efectuados en base a los resultados experimentales de esta configuración inicial. Mostramos en la figura 5.8 el comportamiento simulado en función de la temperatura, variando la longitud de fibra bobinada sobre los tubos PZT-5A.

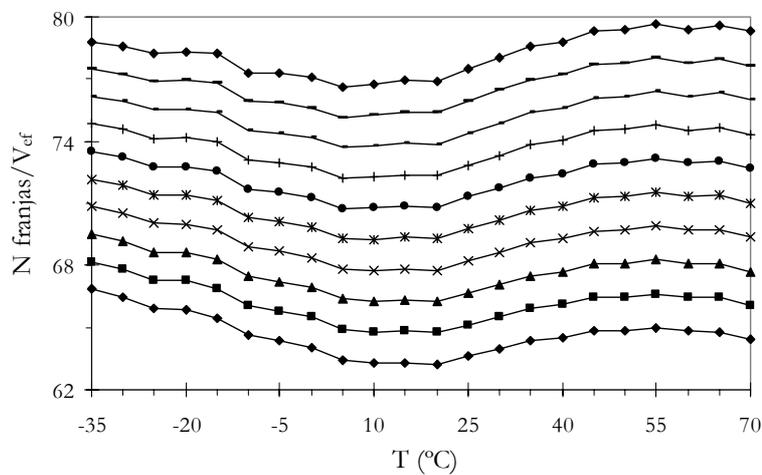


Figura 5.8. Estimación de la eficiencia del *Sensor autocompensado CT* para distintas relaciones de longitudes $f = L_{5A}/L_{4D}$. De abajo a arriba, y a incrementos de 0.01, desde $f = 0.11$ a $f = 0.2$.

Los cálculos representados en la figura 5.8 describen, desde la parte inferior hacia la superior, la respuesta esperada para una proporción f que cubre, a intervalos iguales de una centésima, los valores entre 0.11 y 0.2, basándose en las medidas experimentales realizadas para $f = 0.1$. Para poder tomar una decisión adecuada, representamos en la figura 5.9 las curvas normalizadas al valor medio de cada una. De nuevo, la gráfica contiene los cálculos desde $f = 0.11$ a $f = 0.2$, siendo este último valor el que corresponde a la línea discontinua trazada desde la parte inferior izquierda a la parte superior derecha de la figura. El valor $f = 0.17$, representado con un trazo más grueso, es el que finalmente adoptamos como más conveniente, ya que en todo el rango de temperaturas sus valores se mantienen más cercanos al valor medio que los del resto de curvas representadas.

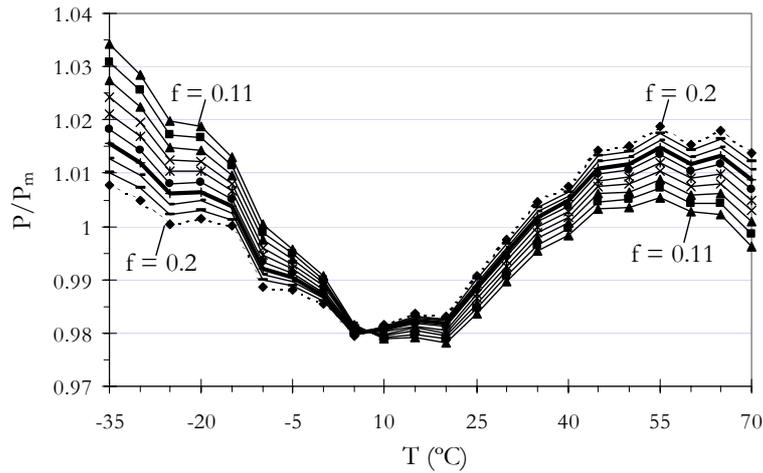


Figura 5.9. Estimación de la eficiencia normalizada del *Sensor autocompensado CT* para distintas relaciones de longitudes f a incrementos de 0.01.

Hemos procedido a bobinar una nueva capa de fibra sobre los 2 tubos piezoeléctricos de material PZT-5A del *Sensor autocompensado CT*, hasta alcanzar la relación de longitudes $f = 0.17$. La nueva configuración ha sido de nuevo sometida a diferentes ciclos térmicos. La respuesta de los piezoeléctricos PZT-4D se mantiene prácticamente invariable, la de los tubos PZT-5A se incrementa en proporción a la longitud de fibra añadida, y en consecuencia la respuesta total del sensor a temperatura ambiente aumenta hasta un valor superior a las setecientas franjas por cada 10 V_{ef} aplicados,

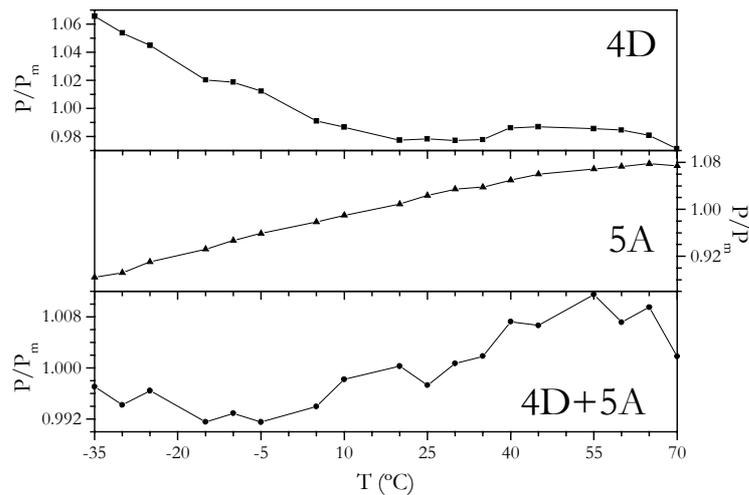


Figura 5.10. Calibración *Sensor autocompensado CT*, $f=0.17$.

lo que supone que sólo se necesitan 13 mV_{ef} para crear una franja. La figura 5.10 presenta las calibraciones de -35 a 70 °C de los tubos de cada material por separado y del sensor completo. La respuesta del sensor en su conjunto se mantiene en una franja de error del $\pm 1\%$ en todo ese rango, y podría haberse reducido a cotas menores si el comportamiento del material PZT-4D hubiera sido completamente monótono, ajustado a los valores nominales proporcionados por el fabricante.

Como conclusión del método de compensación pasiva, la figura 5.11 compara la compensación conseguida con la primera configuración, con una proporción de longitudes $f = 0.1$, y cómo ésta mejora, hasta estar contenida en la franja del $\pm 1\%$. Este margen de error se considera aceptable para sensores destinados a aplicaciones de protección en redes de distribución de energía eléctrica.

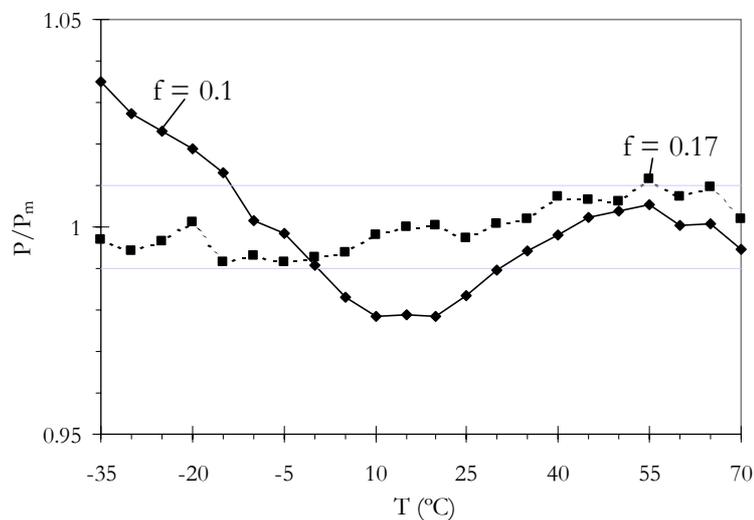


Figura 5.11. Calibración del *Sensor autocompensado CT*, en función de la temperatura con relación de longitudes $f=0.1$ y $f=0.17$.

Tal y como se indica en la introducción, la medida simultánea del voltaje y la temperatura permitiría corregir los efectos térmicos, previa calibración de la respuesta del sensor. Este procedimiento se fundamenta de nuevo en aprovechar las peculiaridades de la respuesta diferente de cada material piezoeléctrico, en función de la temperatura.

La propuesta consiste en montar un sensor doble, o sea, dos sensores de voltaje, formado por dos interferómetros distintos, cada uno con transductores que tengan una respuesta en temperatura diferenciada, a los que aplicamos la misma excitación. Si elegimos los materiales de los tubos de cada interferómetro de manera conveniente, con comportamientos en función de la temperatura de tendencia opuesta, por ejemplo, tenemos que la resta normalizada será una función monótona de la temperatura, proporcionando directamente una medida de ésta. Por su parte, la suma de las respuestas

de ambos interferómetros nos medirá el voltaje aplicado. La calibración de la suma dependerá de la temperatura y se corregirá con la medida de temperatura que simultáneamente se obtiene. El dispositivo sensor necesita de un sistema electrónico o informático que realice estas operaciones, pero esta pequeña complicación del tratamiento de datos se ve compensada por la posibilidad de medir al mismo tiempo las dos magnitudes, que son de interés para conocer el estado de una línea y gestionar el funcionamiento de una red de distribución.

De nuevo, los materiales PZT-4D y PZT-5A parecen los idóneos para la realización práctica de este sensor doble, dado su comportamiento con la temperatura. Realizamos una estimación previa de la respuesta del sensor doble de voltaje y temperatura, tomando por una parte los datos nominales de los coeficientes piezoeléctricos y, por otra parte, los obtenidos experimentalmente en nuestras medidas con el *Sensor autocompensado CT*.

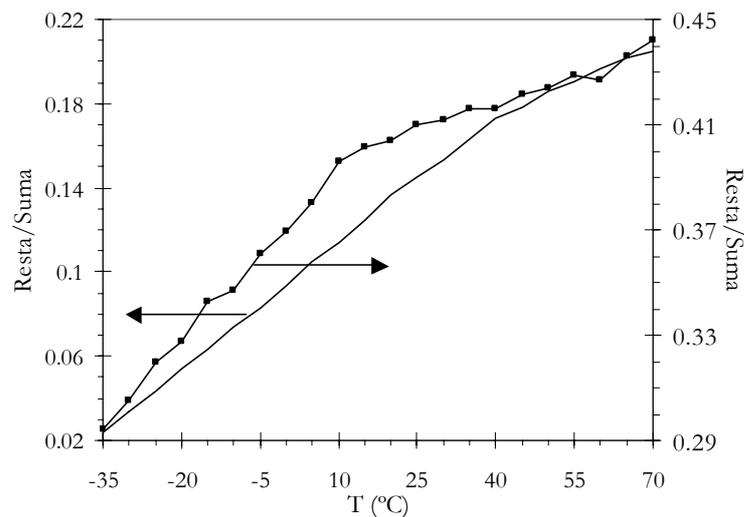


Figura 5.12. Simulación de la medida de la temperatura: (—) en base a los datos nominales de los materiales y (■) en base a los datos experimentales obtenidos con los tubos CT4D y CT5A.

En el momento de diseñar este sensor doble voltaje-temperatura, se pensó en dotarlo de una alta sensibilidad ($\sim 100 \text{ fr}/V_{ef}$) y se simuló el caso de bobinar 10 capas de fibra óptica en 4 tubos de 3.18 mm de grosor y 100 mm de altura (diámetro exterior: 50.8 mm). La figura 5.12 recoge el resultado de esta simulación. Por una parte, aparece la resta normalizada de la respuesta de los dos interferómetros calculada a partir de las especificaciones del fabricante de los piezoeléctricos (trazo continuo, escala de la izquierda), y, por otra parte, los datos calculados a partir de las medidas anteriores obtenidas con los tubos CT4D y CT5A (puntos cuadrados, escala de la derecha). En el primer caso, se obtendría una relación bastante lineal para casi todo el intervalo de temperatura, que haría

muy sencilla su medida. Cuando utilizamos los datos más realistas de nuestra caracterización de los materiales PZT-4D y PZT-5A, la función que relaciona la resta normalizada con la temperatura ya no es tan lineal (sino que se observan dos tramos de pendientes claramente diferenciadas), pero al ser perfectamente monótona establece una relación unívoca entre ellas, y la temperatura quedaría correctamente determinada.

La figura 5.13 contiene la simulación de la calibración del sensor para medir el voltaje, o sea, la suma del número de franjas por semiperíodo proporcionadas por cada interferómetro, obtenida en base a los datos experimentales de los tubos CT4D y CT5A. Para la suma, la forma de la función que resulta es bastante lineal. En una medida tipo, se mediría el número de franjas de cada sensor, la resta normalizada nos proporcionaría la temperatura y con ese dato y el valor de la suma obtendríamos el voltaje, con el efecto de la temperatura ya corregido. La medida de la temperatura, además, nos proporcionaría información sobre las condiciones ambientales.

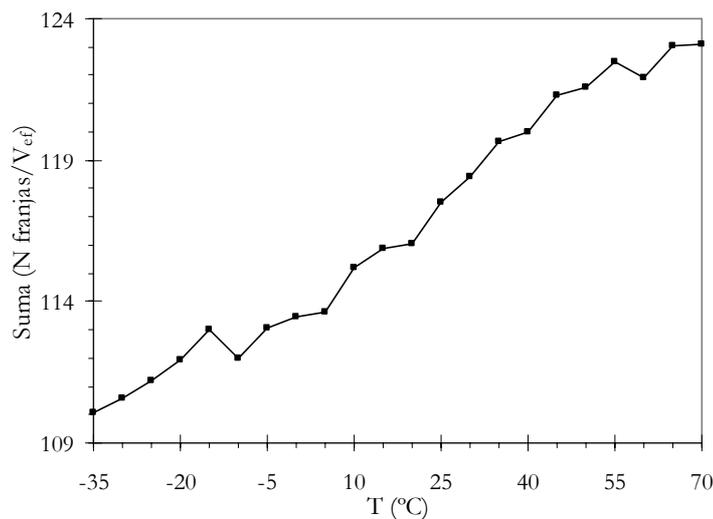


Figura 5.13. Simulación de la respuesta del sensor doble: suma del número de franjas en función de la amplitud del voltaje aplicado.

Hemos construido un sistema como el propuesto, constituido por dos interferómetros, cada uno con un tubo piezoeléctrico en cada brazo. Uno de los interferómetros está formado por los dos tubos SR5A, y el otro por los dos tubos SR4D, configurando el sistema denominado *Sensor SR*. Los datos de los bobinados de este interferómetro han sido detallados anteriormente en el capítulo 4.

Las medidas realizadas con este sensor han conducido a unos resultados problemáticos que no esperábamos. El problema se debe a un comportamiento térmico anómalo observado en los tubos piezoeléctricos empleados en este sensor. En vez de

mostrar tendencias opuestas, la respuesta térmica de estos tubos es bastante similar, como puede comprobarse en la figura 5.14, que presenta las calibraciones de los dos tubos SR4D y de los dos SR5A, en el intervalo de -35 a 70 °C. Todos los tubos PZT-4D estudiados anteriormente presentaban una disminución de su respuesta con la temperatura, en términos generales, y los tubos PZT-5A un aumento. Sin embargo, estos tubos SR4D y SR5A presentan un comportamiento casi idéntico en contradicción con nuestros resultados anteriores y con las características nominales proporcionadas por el fabricante. La falta de un comportamiento diferencial bien definido limita el buen funcionamiento del sensor doble que hemos diseñado y montado. Solamente en este conjunto de tubos hemos observado este comportamiento singular, por lo que pensamos que se debe a un error de fabricación o a un cambio inadvertido de las especificaciones del fabricante.

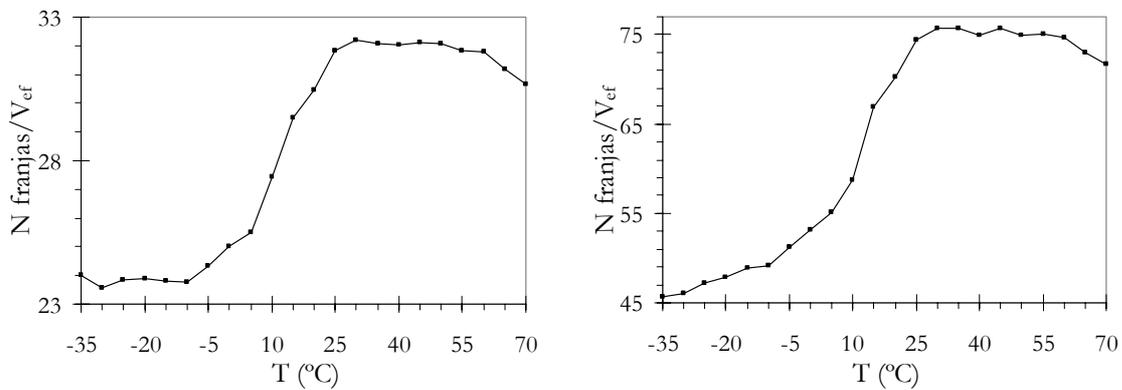


Figura 5.14. Respuesta con la temperatura de los tubos SR4D (izquierda) y SR 5A (derecha).

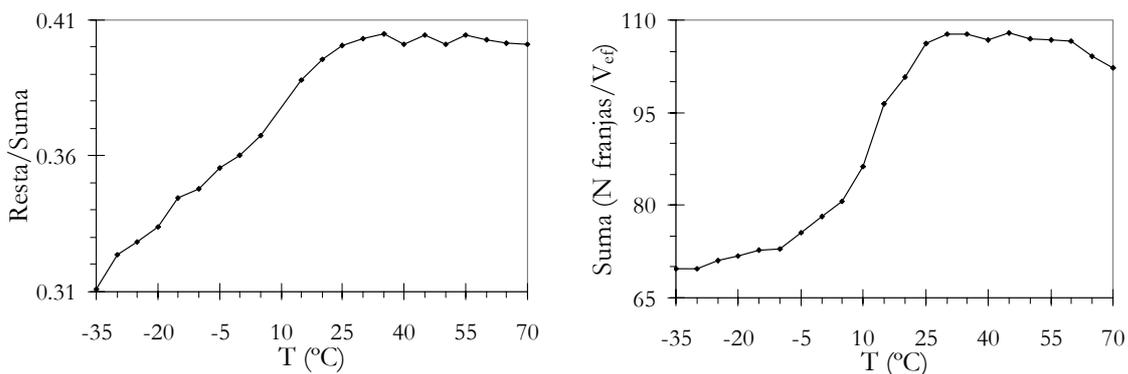


Figura 5.15. Sensor SR: (izquierda) resta normalizada y (derecha) suma en función de la temperatura.

En efecto, la resta normalizada tiene el aspecto que se muestra en la figura 5.15, con los valores a partir de 25 °C casi constantes, y como hemos comentado, haciendo imposible

la medida de temperatura, y por tanto la corrección de la medida del voltaje. La suma de las dos salidas constituye la calibración del sistema como sensor de voltaje y, también, está representada en la misma figura. Podemos comprobar que la sensibilidad para la que se había diseñado el sistema se alcanza de forma satisfactoria (más de 100 fr/V_{ef} a temperatura ambiente).

Este resultado muestra la importancia que tendría el garantizar unos materiales piezoeléctricos con propiedades bien establecidas y repetibles, en el supuesto de querer diseñar con eficiencia sensores de voltaje en base a estas ideas.

Finalmente, para concluir este apartado, realizamos una simulación del comportamiento que tendría el sensor doble montado con los tubos del *Sensor autocompensado CT* (los cuatro CT4D y los dos CT5A). Como disponemos de las medidas del comportamiento en temperatura de cada grupo de tubos por separado, podemos simular cómo sería el resultado si montáramos dos interferómetros con la fibra bobinada sobre estos tubos para la medición simultánea de voltaje y temperatura. El conjunto de los dos interferómetros, uno con los dos tubos CT5A, y el otro con los cuatro tubos CT4D generaría la respuesta representada en la figura 5.16. Verificamos que en estas condiciones las características de la resta normalizada sí que permiten la medida de la temperatura, al presentar una dependencia monótonamente decreciente. La suma de los dos interferómetros nos proporcionaría exactamente el mismo comportamiento que exhibe actualmente el conjunto del *Sensor autocompensado CT*. Al corregir esta respuesta con la medida de la temperatura, se podría mejorar la precisión de la medida sensiblemente. Parece realista suponer que la mejora podría alcanzar un orden de magnitud y, en tal caso, se dispondría de un sensor de voltaje con un error menor que 0.1 % en el intervalo [-35, 70] °C.

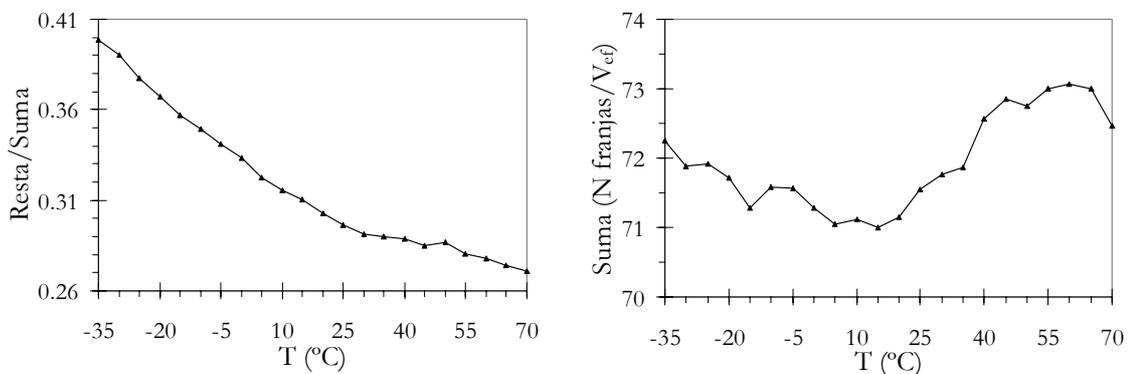


Figura 5.16. Simulación de las características de un sensor doble construido con los tubos del *Sensor autocompensado CT*.

5.5. Estudio de la respuesta en temperatura de los sensores de corriente

Hemos realizado una serie de diferentes ciclos térmicos también con los sensores de corriente contruidos con los núcleos toroidales de chapa de acero al silicio. El comportamiento térmico de la magnetostricción del acero al silicio no ha sido aún objeto de un amplio estudio, a la vista de la escasa información que sobre su variación térmica puede encontrarse en la literatura científico-técnica. Seguramente es debido a que en las aplicaciones características de este material, como núcleo magnético en transformadores, la magnetostricción se trata de un efecto no deseado, y que se intenta eliminar. Como datos más generales^{2,3}, la magnetostricción del hierro suele aumentar desde temperatura ambiente hasta llegar a la temperatura de Curie del material, para después disminuir hasta desaparecer.

Las medidas realizadas con nuestros toroides de acero muestran un importante incremento de la magnetostricción con la temperatura, con una dependencia lineal en todo el rango de trabajo. Al observarse una variación considerable con la temperatura de la deformación obtenida para una corriente determinada, la aplicación de los sensores magnetostrictivos en dispositivos de campo requerirá una medida paralela de la temperatura para corregir las desviaciones producidas en todo el rango de -35 a 75 °C. La figura 5.17 presenta los resultados del número de franjas de interferencia creado en función de la temperatura para valores fijos de la corriente aplicada. En ella aparecen las medidas para 0.25, 0.5, 0.75, 1, 1.25 y 1.5 A, obviamente correspondientes a las rectas ordenadas de menor a mayor número de franjas. Estas medidas se han realizado a 7 Hz.

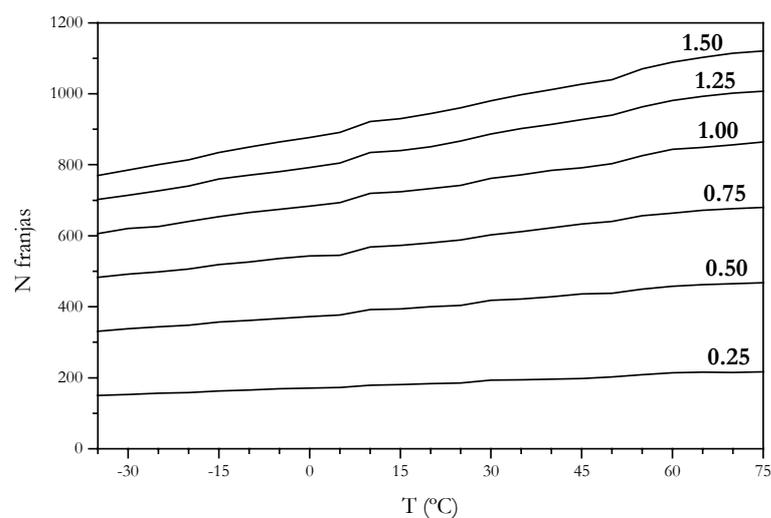


Figura 5.17. Respuesta del sensor de corriente para valores fijos de la amplitud de la corriente en función de la temperatura (el valor de la amplitud de corriente se indica en amperios).

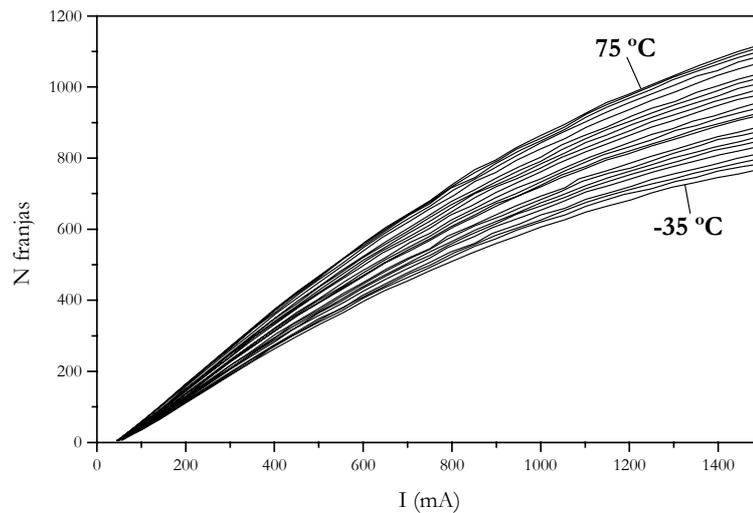


Figura 5.18. Curvas de calibración del sensor de corriente para diferentes temperaturas.

En la figura 5.18 presentamos el conjunto de curvas de calibración (número de franjas en función de la amplitud de la corriente a 7 Hz) para distintas temperaturas. La diferencia de temperatura entre cada curva es de cinco grados, siendo la superior la correspondiente a 75 °C, y descendiendo ordenadamente hasta la correspondiente a -35 °C.

Para la corriente máxima aplicada al circuito sobre el toroide, 1.5 A, el incremento del número de franjas en todo el intervalo de temperaturas alcanza el 37 %, con un aumento en la respuesta del sensor de 6.6 franjas por cada grado. Esta dependencia con la temperatura es muy importante, pero fácilmente corregible si se mide simultáneamente la temperatura, dada la dependencia lineal que presenta (figura 5.17).

¹ W. R. Cook, D. A. Berlincourt, F. J. Scholz, "Thermal expansion and pyroelectricity in Lead Titanate Zirconate and Barium Titanate", *Journal of Applied Physics*, Vol. 34, N° 5, pp. 1392-1398, 1963.

² R. M. Bozorth, *Ferromagnetism*, D. Van Nostrand Company, 1964.

³ A. Herpin, *Théorie du magnétisme*, Institut National des Sciences et Techniques nucléaires, 1968.

Capítulo 6

Reconstrucción de la señal de excitación

6.1. Introducción

Los resultados de la caracterización de los sistemas sensores presentados en los capítulos precedentes ofrecen información sobre la calibración de su respuesta en función de la amplitud de la excitación aplicada. Ahora, nos ocupamos de la recuperación de la información completa de la señal de excitación: no sólo su amplitud, sino también su forma en función del tiempo. Con los métodos de reconstrucción de la señal que planteamos en este capítulo demostramos que la codificación en frecuencia de nuestros sensores no sólo contiene información suficiente para reconstruir la señal sino que, además, se puede realizar de forma eficiente y en tiempo real.

El desarrollo de esta etapa del trabajo ha sido orientado hacia los requisitos que deben cumplir los sensores de voltaje y corriente instalados en las redes de distribución de energía eléctrica a la hora de obtener las características completas de las señales eléctricas. En estas aplicaciones se necesita un conocimiento continuo e inmediato del voltaje y de la corriente de la línea, con tiempos de respuesta del orden del milisegundo. Además, es necesario registrar estas señales, para contar con la información íntegra de lo sucedido inmediatamente antes y después de ocurrida una falta, por ejemplo. Por ello, hemos buscado implementar un método de tratamiento de la señal que consiga la recuperación completa del voltaje o corriente aplicados, cuya ejecución pueda realizarse en tiempo real. En esta parte del proyecto nos hemos centrado en los sensores de voltaje por su respuesta

lineal y sin histéresis, dejando para desarrollos posteriores el caso de los sensores de corriente.

Hemos desarrollado dos procedimientos de recuperación de la señal de voltaje que alimenta los sensores construidos con tubos piezoeléctricos. El primero, que denominamos *método de paso por cero*, consiste en la medida del incremento de tiempo correspondiente a cada franja de interferencia. Las limitaciones de este método en cuanto a su capacidad de ejecución en tiempo real han motivado el desarrollo de un segundo procedimiento, que llamamos *método de recuento de franjas*, con el que conseguimos la recuperación de la señal de excitación en tiempo real a partir del recuento continuo del número total de franjas generadas.

Ambos métodos extraen la información de la codificación en frecuencia de la señal, y si bien la implementación de los programas conlleva algunas dificultades de tipo práctico, su fundamentación parte de ideas que explotan el potencial de la codificación en frecuencia de la señal valiéndose de planteamientos relativamente sencillos.

6.2. Reconstrucción por el *método de paso por cero*

Este método de reconstrucción de la señal de voltaje que excita los sensores piezoeléctricos nos permite recomponer tanto la amplitud como la forma temporal de la excitación aplicada. Se basa en la correspondencia entre la tasa de variación de la señal de excitación que origina la modulación de fase y las características instantáneas de la modulación de luz generada. Recordemos que la señal de salida de nuestros sensores tiene la forma funcional de un coseno en cuyo argumento aparece la modulación de fase (ver Ec. 2.15), que es proporcional al voltaje aplicado. El patrón de interferencias obtenido depende precisamente de la evolución temporal de ese argumento. De forma periódica se repetirá un ciclo en el que, cuando la variación del voltaje sea más lenta (coincidiendo con sus máximos y mínimos, si pensamos por ejemplo en una señal de voltaje sinusoidal), lo será también la variación del argumento de la función coseno, y por tanto se generarán pocas franjas de interferencia, y en consecuencia una modulación de baja frecuencia. Por el contrario, cuando el voltaje aplicado aumente o disminuya muy rápidamente (normalmente alrededor del punto medio de la señal), tendremos que el argumento del coseno se incrementará o se reducirá muy rápidamente, creándose muchas franjas de interferencia en poco tiempo, o sea, una modulación de alta frecuencia (ver Fig. 2.8). Si la excitación tuviera forma de función triangular, la pendiente lineal del voltaje respecto al tiempo produciría

una distribución homogénea de las franjas de interferencia a lo largo de cada semiperíodo, esto es, una modulación de frecuencia constante.

Como la rapidez o lentitud a la que cambia el voltaje en cada momento determina la forma local del patrón de interferencias, puede aprovecharse esta relación para seguir el proceso contrario, y reconstruir así el voltaje aplicado gracias a la información sobre la duración temporal de cada franja, es decir, la frecuencia instantánea de la señal. En términos de la fase de la luz, cada franja de interferencia supone una variación constante de 2π radianes, de forma que la duración temporal de cada franja, período que llamamos τ , está relacionada con la rapidez con la que varía esa fase. Cuando el sensor ha sido calibrado, se conoce la variación fija δV que experimenta el voltaje en cada franja, que es un dato característico de cada sensor. Esta variación está determinada por la relación entre la amplitud de la excitación aplicada, V_{ap} , y el número de franjas creado en cada semiperíodo ($\delta V = V_{ap}/N$ franjas). Cada incremento de voltaje δV corresponderá con un intervalo de tiempo τ mayor para las franjas más anchas y más corto para las franjas más estrechas.

Aunque el método lo llamamos *método de paso por cero*, es obvio que la medida del período de una franja, τ , puede realizarse con algún algoritmo o circuito de detección de paso por cero, o simplemente con un sistema de disparo ajustado a un nivel dado de señal. Más aún, la detección de máximos y mínimos de la señal es otra alternativa. Por ejemplo, si empleamos este método de detección de máximos y mínimos de las franjas de interferencia, esto es equivalente a medir los períodos de media franjas, $\tau/2$. La reconstrucción de la señal se obtendría incrementando $\delta V/2$ cada $\tau/2$.

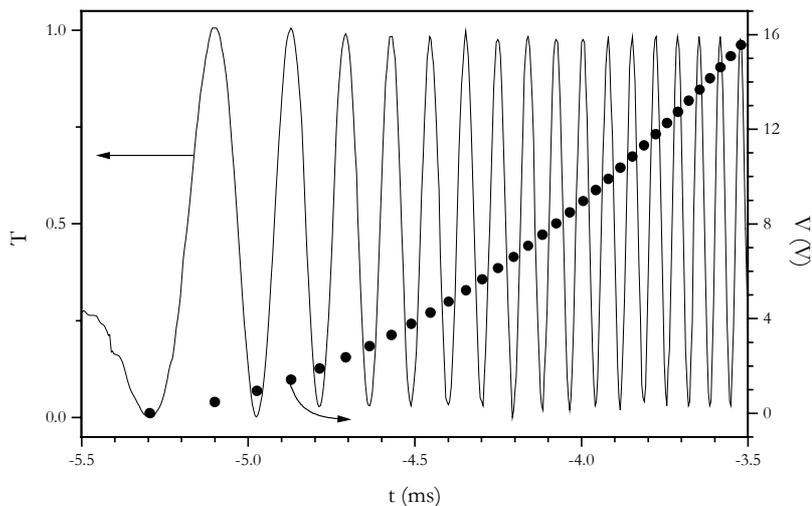


Figura 6.1. Reconstrucción del voltaje aplicado por el *método de paso por cero*.

En la figura 6.1 ilustramos el procedimiento. Representamos, en el eje izquierdo, valores normalizados de la salida experimental de un sensor, conjuntamente con los puntos que corresponden a una señal incrementada en $\delta V/2$ cada media franja. En este caso (sensor formado por el tubo BV) $\delta V/2 = 0.47$ V. Comprobamos cómo la acumulación de esa cantidad fija en los tiempos adecuados (máximos y mínimos de las franjas) va reconstruyendo la forma original de la senoide que ha excitado el sensor.

En los puntos en los que la señal de excitación cambia de pendiente, o sea, cada semiperíodo, el incremento δV debe cambiar de signo, ya que el voltaje pasa de ir aumentando a disminuir, o viceversa. La información sobre el instante en que la excitación cambia de pendiente puede extraerse fácilmente de la comparación de los intervalos τ que dura cada franja. En el principio o final de cada semiperíodo estos intervalos son máximos (las franjas están más espaciadas), y son mínimos en la mitad del semiperíodo (cuando una excitación sinusoidal experimenta su mayor tasa de variación). Si representamos la duración de las franjas en función del tiempo, nos encontramos que los máximos del período de las franjas aparecen como picos muy marcados que nos indican el límite del semiperíodo, en el que el voltaje cambia de pendiente.

El programa, en lenguaje Fortran, que se ha escrito para procesar los datos del sensor y reconstruir la excitación realiza los pasos siguientes:

- partiendo de la señal de salida del dispositivo digitalizada, suaviza el registro de los datos adquiridos, para evitar que el ruido genere falsos máximos, mínimos o pasos por cero. El fichero se explora para obtener los valores máximo y mínimo de cada franja y de esta forma identifica los pasos por el valor medio (pasos por cero) o los extremos de las franjas (máximos y mínimos).
- a partir de los datos experimentales digitalizados, se calcula para cada punto singular (paso por cero o extremo) el valor temporal que le corresponde, en su caso mediante una interpolación, y calcula el período τ de cada franja o media franja, $\tau/2$.
- la reconstrucción de la señal se obtiene mediante el incremento del voltaje en una cantidad fija δV cada incremento de tiempo τ , o $\delta V/2$ cada $\tau/2$.
- los máximos muy pronunciados de τ , vinculados a las franjas más anchas, indican el principio de un nuevo semiperíodo, en el que se cambia el signo del incremento fijo δV , para que la señal reconstruida cambie de pendiente en ese punto.

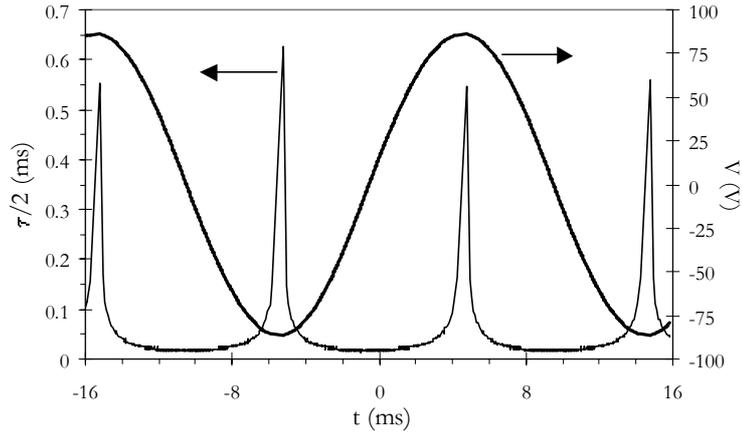


Figura 6.2. Reconstrucción de una excitación sinusoidal por el método de paso por cero.

La figura 6.2 muestra la reconstrucción de una señal sinusoidal de $61.9 V_{ef}$ aplicada al tubo BV (voltaje representado en el eje derecho), junto con los valores de los semiperíodos $\tau/2$ (en el eje izquierdo). Los picos de $\tau/2$ definen con precisión los límites de cada semiperíodo, en los que el programa cambia de signo el incremento de voltaje δV .

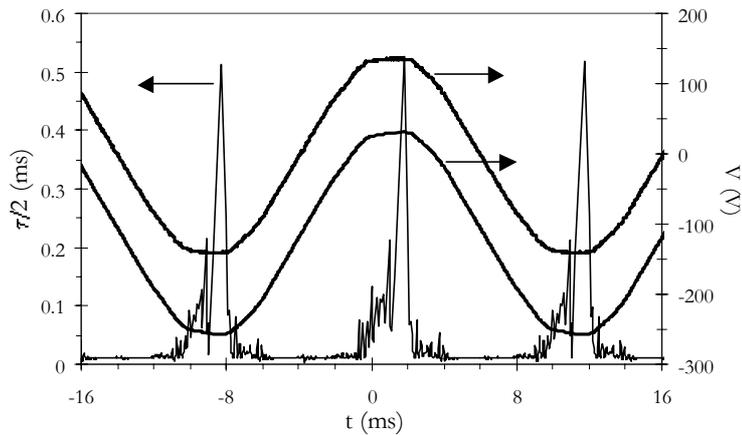


Figura 6.3. Reconstrucción de una excitación inarmónica por el método de paso por cero.

Una de las cuestiones planteadas con un interés práctico específico era el funcionamiento del sensor en condiciones realistas. Queremos decir en condiciones en las que la señal de excitación no fuera una senoide perfecta sino una señal deformada inarmónica. El voltaje de la red eléctrica del edificio en el que está instalado el laboratorio es un buen ejemplo de señal no ideal. En la figura 6.3 mostramos la reconstrucción de esa señal (trazo inferior, desplazada en la escala) junto a la señal real (trazo superior). De nuevo, representamos los valores $\tau/2$ de cada semifranja en función del tiempo, cuyos máximos marcan el final de los semiperíodos. En este caso se aplicaron $101.4 V_{ef}$ al mismo sensor que en el caso anterior (tubo BV).

En este ejemplo puede observarse que la distribución temporal de $\tau/2$ tiene una estructura bastante más compleja que la del caso sinusoidal de la figura 6.2. La comparación de la señal original y de la reconstruida da cuenta de la idoneidad del método, incluso para la recuperación de formas de onda inarmónicas, ya que es capaz de recuperar los detalles del voltaje aplicado.

Las pruebas realizadas de reconstrucción de la señal con el método de paso por cero se han realizado a partir del fichero de la señal digitalizada. Esta forma de trabajo es de difícil implementación en tiempo real por la necesidad de altas velocidades de muestreo (algunos sensores trabajan a frecuencias de hasta 100 kHz) y de procesado de señal. Alternativamente, sería posible realizar la detección de paso por cero mediante circuitos analógicos y reconstruir la señal mediante contadores ascendentes-descendentes. Sin embargo, las ventajas de realizar la decodificación de la señal mediante un programa de ordenador son importantes. Por una parte, introduce un alto grado de flexibilidad y adaptabilidad y, por otra parte, en el marco de las aplicaciones de distribución de energía eléctrica en la red, la información del detalle de las variaciones en el tiempo de la corriente y el voltaje inciden directamente en la toma de decisiones en los casos de producirse una falta. En esos supuestos, la probabilidad de tomar la decisión correcta con un ordenador es mayor que si la decisión debe tomarla un simple circuito analógico o digital.

Por ello, y en base a la experiencia adquirida con el método de paso por cero, se ha desarrollado otro procedimiento más sencillo diseñado para trabajar directamente en una plataforma tipo PC, y en tiempo real.

6.3. Reconstrucción por el *método de recuento de franjas*

Esta segunda propuesta constituye un método de reconstrucción de la señal que permite con relativa facilidad el procesado continuo de señal del sensor, es decir, su análisis en tiempo real, manteniendo en memoria los datos inmediatamente anteriores a la lectura en curso, para su recuperación en el supuesto de que se precisara.

La idea básica es tan sencilla como conectar a la salida de un sensor un contador, que mantenga actualizada la cuenta acumulada de franjas desde el instante de su conexión, $N(t)$. Un contador de 32 bits permitiría trabajar una semana sin necesidad de reiniciar la cuenta, con un sensor que generase centenares de franjas por semiperíodo, y contadores de 42 bits permitirían trabajar un año entero. El programa de procesamiento de datos del ordenador sólo necesitará leer el estado del contador cada milisegundo o fracción de milisegundo. Dada la importancia de medir con precisión el instante correspondiente a

cada lectura del contador, la realización práctica del método requiere de alguna precaución. En nuestro caso, el método se ha implementado en base a una tarjeta digital con múltiples contadores y relojes.

La representación de la acumulación del número de franjas en función del tiempo, $N(t)$, es una curva monótona, con forma de escalera, cuya pendiente es proporcional a la amplitud de la modulación de fase creada, y por consiguiente a la amplitud del voltaje aplicado, ya que dicha amplitud fija el número de franjas de cada ciclo y con ello la tasa media de crecimiento de $N(t)$.

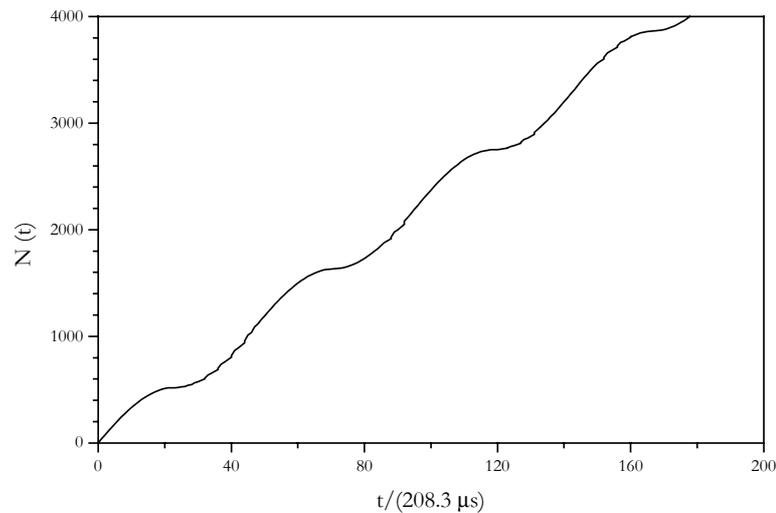


Figura 6.4. Medida de $N(t)$, la función escalera, para una excitación sinusoidal de un sensor de voltaje.

La figura 6.4 presenta un ejemplo de la función escalera que se obtiene al representar $N(t)$, cuando aplicamos a un sensor una excitación sinusoidal.

La implementación de este método se ha realizado con una tarjeta de adquisición de datos modelo DT340 de *Data Translation*. Esta tarjeta dispone de 4 temporizadores internos de 24 bits, y 8 contadores de 16 bits. La configuración de todos estos dispositivos se realiza a través del programa informático que controla la tarjeta, y efectúa el procesado de la señal. Entre todas las prestaciones de la tarjeta, son los contadores los que nos permiten la adquisición del número de franjas acumuladas $N(t)$, y del propio tiempo t . Por su parte, los temporizadores internos permiten teóricamente la generación de interrupciones periódicas del sistema, que le indican a la tarjeta el momento en que realizar alguna acción, como por ejemplo cuándo realizar una lectura de los contadores. En realidad, un fallo en el diseño de la tarjeta, descubierto por nosotros, fija la frecuencia de trabajo de los temporizadores

internos en la mínima a la que deberían poder funcionar, 2.39 Hz. Dado que estamos interesados en medir a una frecuencia mucho mayor, y siguiendo el asesoramiento de los técnicos de *DT*, hemos solventado el problema con el empleo de uno de los contadores como generador de las interrupciones. Dos contadores pueden conectarse en cascada, pasando de 16 a 32 bits y mediante conexión externa pueden ponerse en cascada todavía más contadores.

Hemos configurado la tarjeta de tal modo que una agrupación de 2 contadores funcionan como temporizador generando una señal *TTL* a frecuencia fija. Otra agrupación de dos contadores (32 bits) cuenta los ciclos de la señal *TTL* y funciona como reloj, al mismo tiempo que otros dos contadores conectados en serie llevan la cuenta de franjas $N(t)$. En total se utilizan 6 contadores de los 8 disponibles en la tarjeta.

La frecuencia a la que programamos el temporizador es 4800 Hz. Esta señal determina las interrupciones del sistema y en cada interrupción del sistema se programará la lectura del reloj y del contador $N(t)$. Para que el programa funcione en tiempo real, en cada período (208.3 μ s) debe realizarse no sólo la lectura de los contadores, sino también los cálculos para reconstruir la señal.

La figura 6.5 muestra el sistema de medida en el que hemos implementado este procedimiento para la reconstrucción de la señal de excitación. Utilizamos el *Sensor autocompensado CT*, con su alimentación, sus dispositivos de generación y detección de luz, un osciloscopio para monitorizar la modulación de la luz y un ordenador personal en el que instalamos la tarjeta DT340. En la pantalla del ordenador puede verse la reconstrucción de la señal en tiempo real.

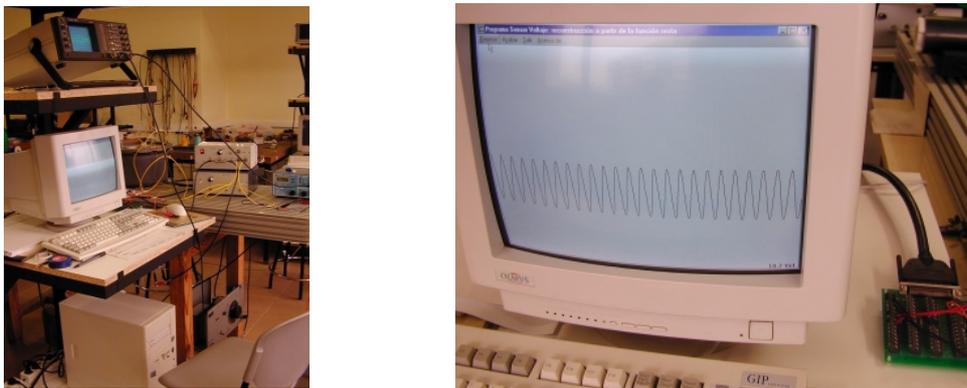


Figura 6.5. Sistema de reconstrucción de la señal de excitación.

El control de la tarjeta se ha programado mediante el paquete *Data Acq SDK* que incluye las librerías de enlace dinámico (*DLL*) a las que responden las tarjetas de *Data*

Translation. Los programas que utilizan estas librerías deben compilarse en lenguaje C y en entorno Windows, por lo que cuando comenzamos la programación optamos por emplear el compilador Visual C++ 6.0 de Microsoft, que hacemos trabajar bajo el sistema operativo Windows 98.

El programa de reconstrucción de la señal está estructurado en las siguientes etapas: en primer lugar realiza de manera continua, a la frecuencia determinada por el temporizador que genera las interrupciones del sistema, la lectura de la pareja de datos (t , $N(t)$), leyendo el estado del contador que hace de reloj y el del contador conectado a la salida del sensor. Estas cuentas son introducidas en una matriz que pueda contener la información sobre el intervalo que nos interese, por ejemplo 25 períodos de la señal de excitación, es decir, medio segundo. Hemos trabajado con una versión del programa que realiza los cálculos cada vez que esa matriz se llena, o sea, dos veces por segundo, pero sin dejar de tomar de forma continua la lectura de los contadores.

Cada vez que completamos la matriz de datos, se realiza un ajuste por mínimos cuadrados que mide la pendiente media de $N(t)$, la función escalera. La pendiente de esta recta proporciona el valor de la amplitud del voltaje aplicado al sensor, si se ha calibrado anteriormente. Seguidamente calculamos la función obtenida de la resta de la función escalera menos la recta ajustada. Esta función es de frecuencia doble a la señal de excitación. Los pasos por cero de esta función corresponden a los extremos y a los propios pasos por cero del voltaje de excitación que pretendemos reconstruir. Nos fijamos en los pasos por cero de la función resta cuando ésta pasa de un valor positivo a negativo. En estos puntos se encuentran los límites de cada semiperíodo, en los que debe introducirse un cambio de signo en los incrementos δV en correspondencia con el cambio de pendiente de la señal de excitación.

Conociendo el principio y final de cada semiperíodo, podemos reconstruir el voltaje de excitación de forma discreta a partir de la función $N(t)$ y la introducción de los cambios de signo en los incrementos δV correspondientes. La función obtenida está discretizada y podría ajustarse a una función seno, para calcular con precisión la amplitud de la excitación y su fase. El sistema muestra en ese momento la reconstrucción de 25 períodos (medio segundo) en la pantalla del ordenador (ver figura 6.5, derecha) y el valor de la amplitud del voltaje calculado. Seguidamente se reinicia la lectura de contadores, para volver a llenar la matriz de datos, y realizar los cálculos del medio segundo siguiente, todo ello en una secuencia ininterrumpida.

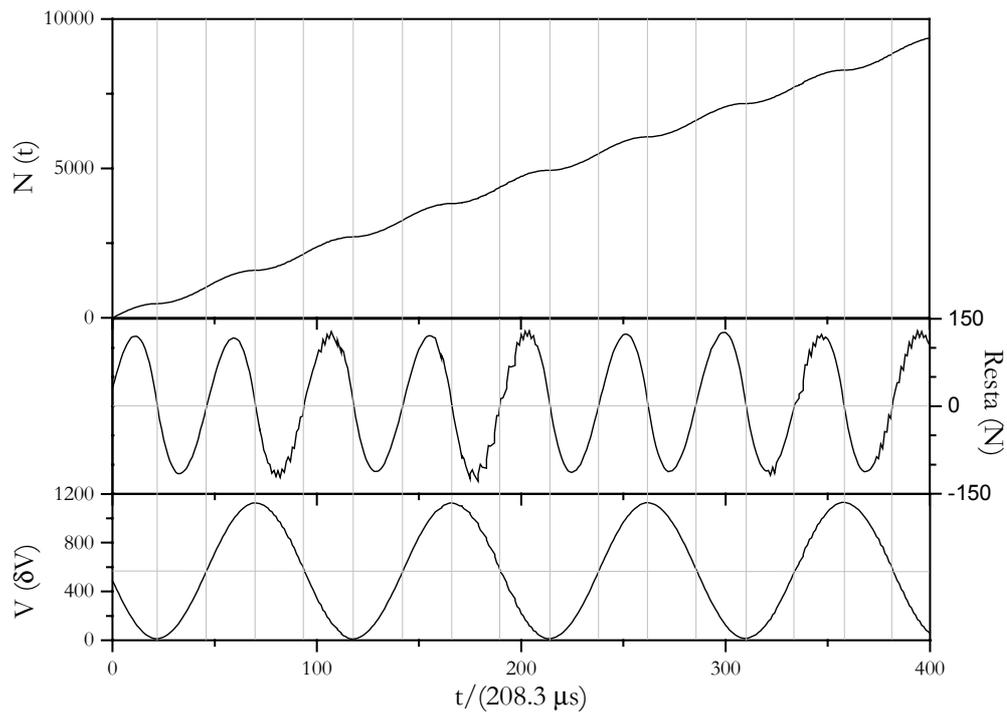


Figura 6.6. Distintas fases del procedimiento de reconstrucción de la señal de excitación en base al recuento de franjas.

La figura 6.6 es un ejemplo en el que se muestra, en primer lugar, la función escalera originada por una excitación sinusoidal de $23.5 V_{ef}$, empleando el *Sensor autocompensado CT*. En segundo lugar, se representa la función resta. Los pasos por cero con pendiente negativa sirven para introducir los cambios de signo en δV y obtener finalmente la reconstrucción de la señal. Obsérvese la relación entre pasos por cero de la función resta y el voltaje reconstruido. Para la frecuencia de interrupción utilizada, en un período del voltaje se tienen 96 puntos.

El programa que hemos descrito no opera, estrictamente hablando, en tiempo real, sino que cada medio segundo procesa la información. Estos cálculos suponen que el ordenador esté ocupado al menos un período de la señal de excitación, y que no pueda realizar la lectura de los contadores hasta que los concluye.

Una versión del programa de reconstrucción que trabaje en tiempo real ha de ser capaz de leer el contador, ajustar la función escalera a una recta, hacer la resta, identificar los pasos por cero y reconstruir la señal, todo ello cada $208.3 \mu s$, si mantenemos la frecuencia de interrupciones a 4800 Hz . Nuestra conclusión es que esto no es posible en el entorno de Windows 98 trabajando con Visual C++ y que se requeriría un sistema operativo de tiempo real. El desarrollo de ese programa está fuera de los objetivos de este

proyecto, pero su viabilidad queda demostrada con los resultados presentados en este apartado.

Queremos terminar este apartado evaluando el funcionamiento del programa de reconstrucción de señal que hemos desarrollado cuando los voltajes aplicados son inarmónicos y comparando su funcionamiento con el caso de excitar el sensor con voltajes sinusoidales. Los resultados que mostramos a continuación se han obtenido con el *Sensor autocompensado CT*, alimentado con una señal perfectamente sinusoidal, o con la señal inarmónica de la red eléctrica del edificio.

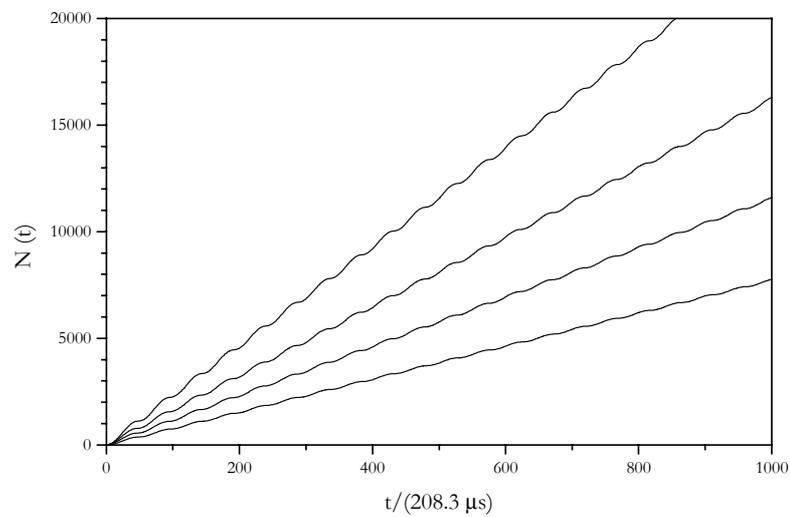


Figura 6.7. Funciones escalera para una excitación sinusoidal del *Sensor autocompensado CT*.

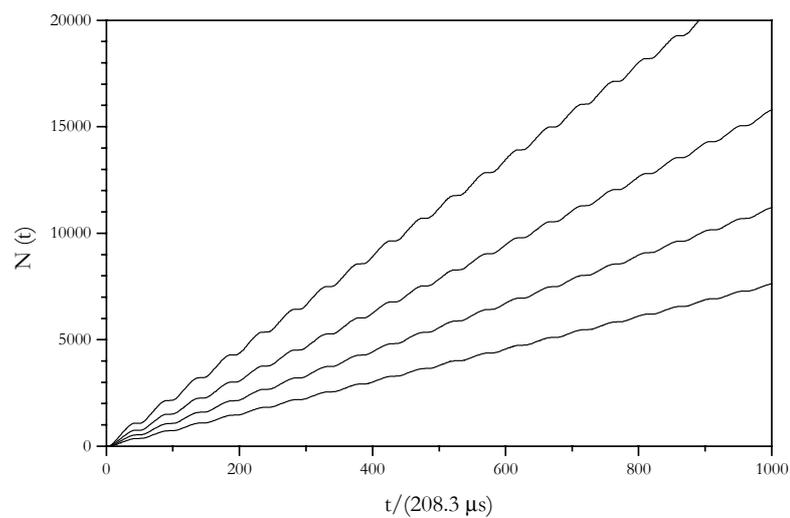


Figura 6.8. Funciones escalera para una excitación inarmónica del *Sensor autocompensado CT*.

Las distintas funciones escalera que representan la cuenta acumulada del número de franjas cuando aplicamos a los cuatro tubos CT4D señales sinusoidales de diferente amplitud (7.81, 11.7, 16.5 y 23.5 V_{ef}) se muestran en la figura 6.7. Su pendiente es proporcional al valor de la amplitud de la excitación.

De manera similar, la respuesta del sensor para un voltaje inarmónico son unas curvas análogas a las anteriores. En la gráfica 6.8 se incluyen las gráficas del número de franjas en función del tiempo cuando aplicamos excitaciones inarmónicas de diferentes voltajes: 7.93, 11.7, 16.5 y 23.5 V_{ef} . La escala temporal de ambas gráficas se expresa en unidades de 208.3 μs en correspondencia con la frecuencia del temporizador de 4800 Hz.

La reconstrucción de las señales sinusoidales, a partir de las funciones escalera de la figura 6.7, ofrece el resultado que se presenta en la figura 6.9, donde aparece la reconstrucción de las señales de amplitud de 11.7, 16.5 y 23.5 V_{ef} .

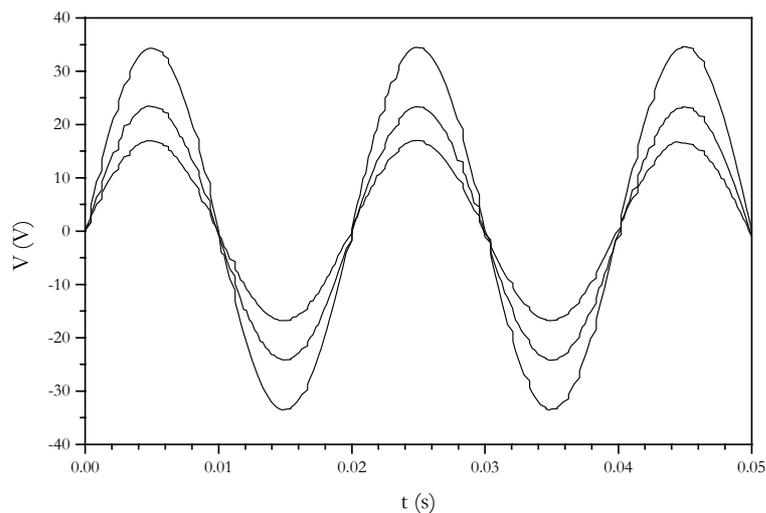


Figura 6.9. Reconstrucción de señales armónicas.

Para comprobar la fidelidad de la reconstrucción respecto a la señal original, comparamos en la figura 6.10 la señal de voltaje aplicada al *Sensor autocompensado CT*, de 7.85 V_{ef} , grabada en un fichero con el osciloscopio digital, trazo superior, y la reconstrucción del voltaje a partir del sensor, trazo inferior. La señal grabada directamente del generador aparece ligeramente desplazada del origen de voltajes para facilitar la comparación de ambas señales. La señal reconstruida reproduce fielmente la forma de la función original, salvo un pequeño rizado.

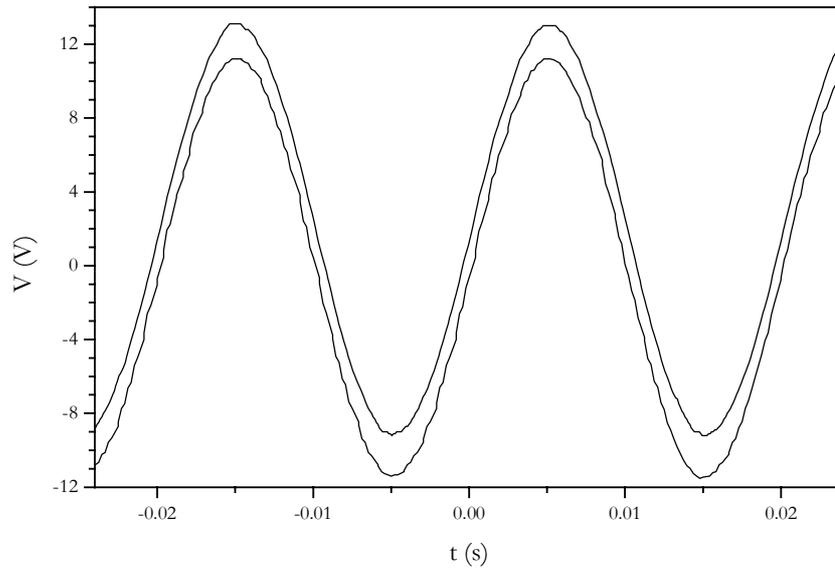


Figura 6.10. Comparación de una señal de excitación armónica y su reconstrucción.

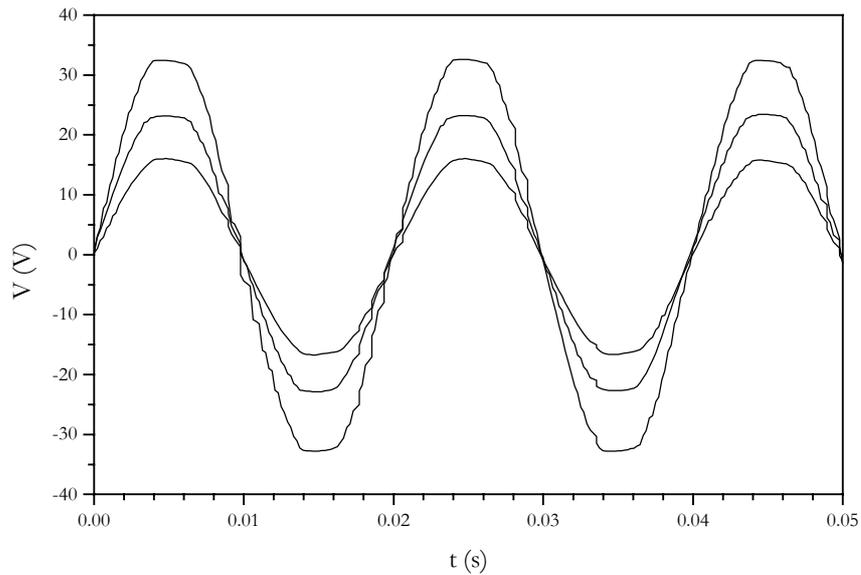


Figura 6.11. Reconstrucción de señales inarmónicas.

También hemos verificado la capacidad del método de reconstrucción de la señal para tratar y obtener con éxito funciones inarmónicas. La figura 6.11 presenta la reconstrucción de las señales generadas con un autotransformador, a partir de la red eléctrica del laboratorio, con voltajes de amplitud 11.7, 16.5 y 23.5 V_{ef} . De nuevo, en la figura 6.12 realizamos la comparación entre la señal original, digitalizada con el osciloscopio, y la reconstrucción realizada por nuestro programa.

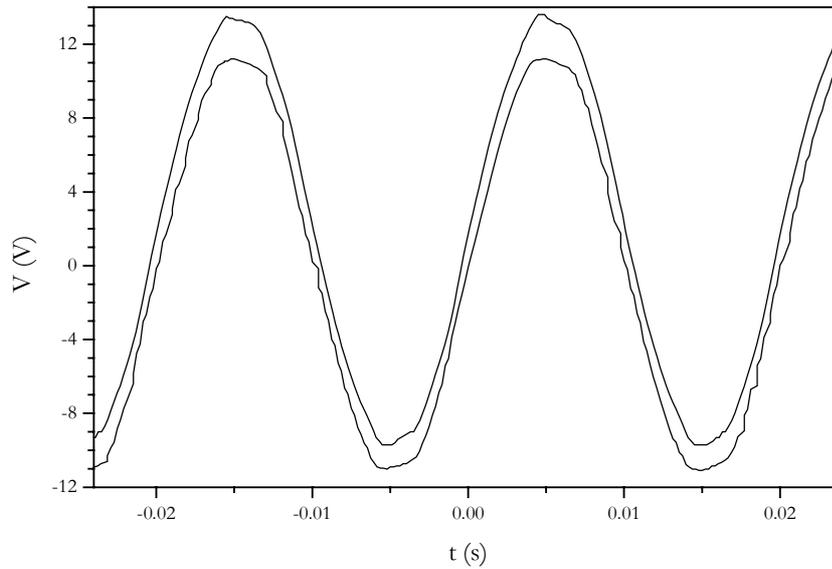


Figura 6.12. Comparación de una señal de excitación inarmónica y su reconstrucción.

En este caso comparamos la señal inarmónica aplicada al sensor, medida a la salida del autotransformador, de $8.4 V_{ef}$, trazo superior desplazado verticalmente, y la señal reconstruida. Podemos concluir que en el caso de trabajar con señales inarmónicas, el sistema también reconstruye correctamente la señal de excitación.

El conjunto de resultados presentados demuestra la eficiencia del método, y del algoritmo de reconstrucción implementado, para la reconstrucción en tiempo real de la función de excitación. Todo ello en base a la modulación en frecuencia de la señal proporcionada por el sensor que, como decíamos, codifica no sólo la amplitud de la excitación sino también la forma de onda.

Capítulo 7

Valoraciones finales

7.1. Introducción

En esta memoria hemos estudiado un nuevo tipo de sensores de fibra óptica para la medida de voltaje y corriente que cuenta con la característica principal de codificar en frecuencia la información de la medida. Está fundamentado en la modulación de fase de la luz en su propagación por la fibra, generada por efecto elastoóptico en combinación con transductores piezoeléctricos y magnetostrictivos de muy alta eficiencia. Dicha modulación de fase ensancha el espectro de frecuencias ópticas y mediante una configuración interferométrica de tipo Mach-Zehnder se obtiene, finalmente, en forma de modulación en frecuencia de la intensidad óptica de salida del sensor.

La codificación en frecuencia de la información confiere a esta clase de sensores unas propiedades óptimas en cuanto a insensibilidad frente a cambios del nivel de potencia óptica de la señal por envejecimiento de la fuente o derivas de conectores y otros componentes, así como frente a la deriva de fase y a desajustes de la polarización en el interferómetro. La codificación en frecuencia de nuestros sensores permite un fácil procesado de la información del sensor, incluyendo la reconstrucción completa de la señal de excitación en tiempo real.

Algunas partes del trabajo realizado en el desarrollo de nuestra propuesta de sensores codificados en frecuencia se han presentado de forma resumida en diversas publicaciones. Los primeros trabajos experimentales que se realizaron proporcionaron

resultados preliminares satisfactorios que nos animaron a proseguir con el proyecto. Buena parte de esos resultados preliminares constituyeron la memoria de la tesis de licenciatura, en la que se compararon sensores fundamentados en dos tipos de interferómetros (Sagnac y Mach-Zehnder), con transductores de tipo piezoeléctrico (PZT-5H) y magnetostrictivo (Terfenol-D):

- Ll. Martínez-León, *Sensors de fibra òptica de corrent i voltatge codificats en freqüència*, tesis de licenciatura presentada en la *Universitat de València* en julio de 2000.

Así mismo, parte de los resultados obtenidos se han resumido en algunos artículos ya publicados o en proceso de revisión, que corresponden a las siguientes referencias:

- A. R. Boyaín, Ll. Martínez-León, J. L. Cruz, A. Díez, M. V. Andrés, “Low-frequency and high frequency all-fiber modulators based on birefringence modulation”, *Applied Optics*, Vol. 38, N° 30, pp. 6278-6283, 1999.
- Ll. Martínez-León, A. Díez, J. L. Cruz, M. V. Andrés, “Frequency-output fiber optic voltage sensor for high-voltage lines”, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 13, N° 9, pp.996-998, 2001.
- Ll. Martínez-León, A. Díez, J. L. Cruz, M. V. Andrés, “A frequency-output fiber optic voltage sensor with temperature compensation for power systems”, enviado a *Sensors and Actuators A*.
- P. Pérez-Millán, Ll. Martínez-León, A. Díez, J. L. Cruz, M. V. Andrés, “A fiber-optic current sensor with frequency-codified output for high voltage systems”, enviado a *IEEE Photonics Technology Letters*.

en los que se trata la modulación de fase y de birrefringencia mediante bobinados de fibra sobre tubos piezoeléctricos, los fundamentos de los sensores codificados en frecuencia y su aplicación a la medida de voltaje, el comportamiento en función de la temperatura del sensor de voltaje, junto con la propuesta de autocompensación, y la propuesta de los sensores de corriente construidos con los núcleos de acero al silicio, respectivamente.

También se presentaron algunos resultados del trabajo sobre el sensor de voltaje codificado en frecuencia en el congreso internacional:

- Ll. Martínez-León, A. Díez, J. L. Cruz, M. V. Andrés, “Frequency-output fiber-optic voltage sensor”, 4th Iberoamerican Meeting on Optics, Proceedings of the SPIE, Vol. 4419, pp. 391-394, Tandil (Argentina), 3-7 septiembre 2001.

Finalmente, señalar que los resultados preliminares de la investigación motivaron la solicitud de una patente, referente a un sensor de voltaje codificado en frecuencia de aplicación en el transporte y generación de electricidad:

- Ll. Martínez León, J. L. Cruz Muñoz, A. Díez Cremades, M. V. Andrés Bou, “Sensor de fibra óptica codificado en frecuencia, para redes de corriente alterna”, P-9802503/1, España, 27-XI-98, Electrotécnica Artech Hermanos, S. A.

7.2. Resumen del trabajo realizado

La investigación llevada a cabo sobre sensores de fibra óptica codificados en frecuencia puede resumirse en los siguientes puntos:

- a) La idea básica que fundamenta el desarrollo de este proyecto se ha formulado teóricamente en términos del ensanchamiento espectral de una señal modulada en fase y su medida mediante un esquema de detección coherente homodino.
- b) La realización práctica de esta idea nos ha llevado a proponer una configuración interferométrica tipo Mach-Zehnder, como esquema base del sensor, cuya salida debe analizarse en términos de la modulación en frecuencia que presenta su intensidad.
- c) La implementación eficaz de este tipo de sensor precisa del diseño de moduladores de fase de alta eficiencia y gran rango dinámico, para lo que se propone el empleo de bobinas de fibra óptica enrolladas sobre tubos piezoeléctricos o magnetostrictivos (sensores de voltaje o corriente, respectivamente), habiendo desarrollado modelos sencillos para describir su funcionamiento y un sistema de preparación de bobinas multicapa de alto rendimiento.
- d) La decodificación de la información de la medida, codificada en frecuencia en nuestros sensores, es uno de los puntos clave del trabajo, dado el interés de compatibilizar una codificación robusta con métodos sencillos de lectura del estado del sensor; en este sentido, se han desarrollado varios métodos para medir la amplitud de la señal de excitación a. c.:
 - d1) Medida de la frecuencia media de modulación mediante el recuento de franjas en un semiperíodo, con un simple contador.
 - d2) Medida de la anchura del espectro eléctrico de la modulación de frecuencia, midiendo el extremo superior de la banda de frecuencias generada con un analizador de espectro eléctrico.
 - d3) Medida de la frecuencia instantánea máxima en el centro de cada semiperíodo, o sea, los puntos de máxima derivada de la señal de excitación, con un simple osciloscopio.

- e) La disponibilidad de métodos sencillos de calibración de los sensores ha facilitado no sólo la caracterización de 30 transductores piezoeléctricos y 2 magnetostrictivos, sino también el poder abordar el estudio detallado de los efectos de la temperatura en la respuesta de los sensores en el rango [-35, +70] °C.
- f) La modelización teórica de los efectos de la temperatura en los sensores, junto a su medida experimental, nos ha permitido proponer y realizar experimentalmente un sistema de compensación pasiva y un sistema de medida doble que proporciona la medida de la temperatura y permite corregir sus efectos en la calibración.
- g) Finalmente, dado el interés de medir las señales de excitación en función del tiempo, reconstruyendo su forma, y no sólo la amplitud de las mismas, se han desarrollado varios métodos:
 - g1) Reconstrucción de los ciclos de histéresis $\phi(V)$ y $\phi(I)$, como herramienta de caracterización de los transductores.
 - g2) Reconstrucción precisa de la señal de excitación en función del tiempo mediante el *método de paso por cero*, con la resolución del sensor, δV .
 - g3) Reconstrucción en tiempo real de la señal de excitación en función del tiempo mediante el recuento de franjas acumulado y discretizado a intervalos fijados por un temporizador.
- h) Estudio de los *ciclos de histéresis* de los transductores piezoeléctricos (lineales y de histéresis despreciable) y de los transductores magnetostrictivos (no lineales y con una histéresis acusada), y estudio de la reconstrucción de señales de excitación del sensor de voltaje tanto para señales ideales como realistas (perfectamente sinusoidales y claramente inarmónicas, respectivamente).

7.3. Conclusiones

El trabajo realizado nos permite fundamentar las siguientes conclusiones:

- 1) El trabajo realizado demuestra experimentalmente que el empleo de moduladores de fase de alta eficiencia y gran rango dinámico permite el montaje de sensores de fibra óptica con salida codificada en frecuencia.
- 2) La modelización de los transductores piezoeléctricos y magnetostrictivos, y la confección de bobinas de fibra óptica multicapa de alto rendimiento, nos ha permitido diseñar transductores y agrupaciones de transductores de alta

eficiencia (hasta 2π rad por cada 27 mV y 2π rad por cada 0.12 A y espira) y rango dinámico muy grande (modulaciones de fase pico-pico superiores a $2\pi \cdot 10^3$ rad).

- 3) Las técnicas de decodificación de la información que se han desarrollado demuestran que la medida es independiente del nivel de potencia de la señal óptica y de perturbaciones ambientales que produzcan una deriva de la diferencia de fase del interferómetro o un desajuste de polarización.
- 4) Los sensores pueden montarse para realizar ópticamente la suma o la resta de señales de excitación y de esta forma monitorizar, por ejemplo, la diferencia entre dos señales.
- 5) Un simple contador permite medir la amplitud de la señal de excitación.
- 6) El estudio de la dependencia con la temperatura de la calibración de los sensores nos ha permitido diseñar un sistema de compensación pasiva ($\pm 1\%$ en $[-35, +70]$ °C) y un sistema de medida doble, que permite determinar la temperatura y corregir sus efectos, ambos desarrollados para los sensores de voltaje.
- 7) Los sensores de voltaje contruidos con transductores piezoeléctricos presentan una respuesta lineal (y con histéresis despreciable), mientras que los sensores de corriente contruidos con transductores magnetostrictivos presentan una respuesta par con la excitación (rectificante), claramente no lineal y con una histéresis muy acusada.
- 8) La linealidad de los sensores de voltaje permite el desarrollo de técnicas sencillas de reconstrucción de la señal de excitación en función del tiempo, en tiempo real, que se han implementado y comprobado experimentalmente con señales realistas tomadas de la red eléctrica del laboratorio.

7.4. Desarrollos futuros del trabajo realizado

Cuando se propone un proyecto de tesis doctoral, algunos de los temas que inicialmente se plantean van clarificándose a medida que se avanza en la investigación, otros experimentan sólo algún progreso y, lo que es muy importante, aparecen nuevas cuestiones. Algunas de estas nuevas cuestiones resulta necesario abordarlas, o simplemente se abordan, pero otras se quedan como posibles continuaciones del trabajo.

Una cuestión importante en relación a las aplicaciones prácticas es la necesidad de realizar pruebas continuas de los sensores, para comprobar su estabilidad después de horas

y horas de funcionamiento, y estudiar el posible envejecimiento de los sistemas. En ese sentido, se debería estudiar también el efecto de ciclos sucesivos de temperatura que simularan las condiciones reales de funcionamiento.

Un tema importante también desde el punto de vista de las aplicaciones prácticas de los sensores propuestos es su respuesta a vibraciones mecánicas (golpes, ondas acústicas, etc.). En este tema, y con la colaboración de otros miembros del grupo de investigación, se ha avanzado bastante, disponiendo de resultados satisfactorios en cuanto al diseño y realización de empaquetados con un buen aislamiento. Queda por estudiar su combinación con montajes de cajas de transformadores de medida convencionales y el estudio de los efectos de la temperatura en el empaquetado.

Respecto a los materiales transductores, y en el caso de los piezoeléctricos, sería conveniente poder interactuar con los fabricantes para conseguir materiales con propiedades térmicas mejor controladas, manteniendo una alta sensibilidad. Así podrían perfeccionarse las técnicas de compensación en temperatura o de medida simultánea de voltaje y temperatura. La estabilidad térmica es uno de los asuntos en los que el trabajo realizado aporta progresos significativos, pero que sigue requiriendo atención.

A pesar de la alta sensibilidad conseguida con bobinados multicapa en tubos delgados sería útil intentar cuantificar las limitaciones de esta técnica, ya tengan como origen la atenuación de la luz en bobinados kilométricos o el efecto de carga sobre el material piezoeléctrico.

Una línea que convendría ampliar se refiere al diseño de sistemas capaces de realizar operaciones ópticamente, con señales de voltaje y corriente, no sólo las sumas y restas, sino otras como por ejemplo la medida óptica de la potencia eléctrica.

Un tema que no hemos abordado en este proyecto, más que de forma indirecta, es la medida de transitorios mediante nuestras propuestas de sensor. Este tema tiene especial relevancia para las aplicaciones de control en redes de distribución de energía eléctrica y está directamente relacionado con los algoritmos desarrollados para la reconstrucción del voltaje de excitación en función del tiempo. La optimización de dichos algoritmos y la realización de pruebas experimentales es un trabajo que queda pendiente.

Finalmente, y en relación a los sensores de corriente, el atractivo que supone su sencillez, respecto a otras alternativas, nos anima a proponer la búsqueda de soluciones a los problemas derivados de su falta de linealidad, histéresis y su fuerte dependencia con la temperatura. Dar una solución satisfactoria a estos problemas significaría un avance

importante en la implementación de soluciones sencillas fundamentadas en la tecnología de fibra óptica para la realización de sensores de corriente robustos.

ÍNDICE DE FIGURAS

2.1. Funciones de Bessel de distintos órdenes en función de la amplitud de modulación.	18
2.2. Valor de las funciones de Bessel en función del orden n para valores fijos de su argumento ϕ_p (la amplitud de modulación).	19
2.3. Espectro para distintos valores de la amplitud de la modulación.	20
2.4. Sistema de detección coherente.	21
2.5. Detección directa y coherente (homodina y heterodina) de una señal modulada en fase.	23
2.6. Interferómetro Mach-Zehnder.	24
2.7. Señal de salida del interferómetro Mach-Zehnder: (a) $\phi_0 = \pi/2$, $\phi_p = 0.3\pi$, (b) $\phi_0 = 0.7\pi$, $\phi_p = 1.6\pi$, (c) $\phi_0 = 0.1\pi$, $\phi_p = 6\pi$.	29
2.8. Señal de salida del interferómetro Mach-Zehnder: $\phi_0 = \pi$, $\phi_p = 60\pi$.	30
2.9. Espectros de la señal de salida del interferómetro Mach-Zehnder: (a) $\phi_p = 60\pi$, (b) $\phi_p = 100\pi$, (c) $\phi_p = 140\pi$.	31
3.1. Celda cristalina unidad del PZT antes y después del proceso inicial de polarización. (http://www.physikinstrumente.com)	37
3.2. Magnetostricción del acero según su proporción de silicio (deformaciones en la dirección 100, λ_{100} , y en la dirección 111, λ_{111}).	46
3.3. Ciclo de magnetización de una muestra de acero al silicio del 3%.	46
3.4. Deformación, λ , de una pieza de acero al silicio [001](110) para distintas direcciones de magnetización.	47
3.5. Bobinado de fibra sobre un núcleo toroidal de acero al silicio y sobre un tubo piezoeléctrico .	48
3.6. Modulación de fase por unidad de longitud de fibra y voltaje en función de la inversa del grosor del tubo piezoeléctrico, a 50 Hz.	53
3.7. Superposición ideal de capas de fibra.	55
3.8. Bobinadora de fibra: esquema de la planta y el perfil del montaje y vistas generales del aparato en funcionamiento.	56
3.9. Proceso de bobinado sobre un tubo piezoeléctrico y sobre un núcleo magnetostrictivo.	57
3.10. Pérdidas de cada capa según el número de capas bobinadas.	58
4.1. <i>Sensor CT</i> , <i>Sensor SR</i> y sensor magnetostrictivo.	69
4.2. Sistema de medida del número de franjas generado por semiperíodo.	71
4.3. Señal de salida del <i>Sensor autocompensado CT</i> para valores pequeños de voltaje: (a) 0.03 V _{ef} , (b) 0.078 V _{ef} y (c) 0.156 V _{ef} .	73
4.4. Señal de salida del <i>Sensor autocompensado CT</i> para una excitación de 1.27 V _{ef} .	74
4.5. Calibración de los sensores <i>CB1</i> , <i>CB2</i> y <i>CB3</i> .	75
4.6. Calibración del 1 ^{er} <i>Sensor autocompensado</i> (tubos 4D335v y 5A90v por separado y sensor resultante).	75
4.7. Calibración del <i>Sensor autocompensado CT</i> (tubos 4D y tubos 5A y sensor resultante).	76
4.8. Calibración del tubo 8-9c y del tubo 5H-10c del sensor 5H-8 y de los tubos SR4D y SR5A que forman el <i>Sensor doble V-T</i> .	76
4.9. Calibración de los tubos MG y BV y del sensor que realiza la resta de voltajes.	78
4.10. Respuesta normalizada de un sensor montado con el tubo MG y voltaje aplicado no sinusoidal de la red del laboratorio.	78
4.11. Modulación de luz para unas excitaciones de (a) 1.36 y (b) 3.08 V _{ef} y (c) espectros en frecuencia respectivos, obtenidos con el <i>Sensor autocompensado CT</i> excitando los tubos CT4D.	79
4.12. Calibración de los tubos CT4D: medida de la frecuencia máxima generada en función de la amplitud efectiva del voltaje aplicado.	80
4.13. Calibración del tubo MG: medida de la frecuencia de las franjas centrales en función de la amplitud del voltaje aplicado.	80
4.14. Curvas de histéresis para 20 °C, correspondientes a los tubos piezoeléctricos: (a) el <i>Sensor autocompensado CT</i> , (b) el conjunto de los 4 tubos CT4D, (c) el 5H-10c, (d) el conjunto de los dos tubos CT5A y (e) el 8-9c.	81
4.15. Respuesta en frecuencia del tubo SR5A-T.	82
4.16. Excitación y respuesta normalizada de sensor de corriente construido con un núcleo magnetostrictivo.	83
4.17. Calibración del sensor de corriente: número de franjas generadas en un semiperíodo en función de la amplitud de la corriente de excitación.	84
4.18. Curvas de histéresis del sensor de corriente para corrientes de amplitud (a) 100 mA, (b) 200 mA, (c) 300 mA y (d) 500 mA.	85
4.19. Respuesta en frecuencia del sensor de corriente para una excitación de amplitud constante (150 mA).	86
5.1. Variación del coeficiente d_{31} con la temperatura. (http://www.morganelectroceramics.com)	89

5.2. Curvas de histéresis del transductor 5H-10c, para $10 V_{ef}$ a (a) $-35\text{ }^{\circ}\text{C}$ y a (b) $65\text{ }^{\circ}\text{C}$.	90
5.3. Cámara térmica y dispositivos de medida.	91
5.4. Comparación de la dependencia con la temperatura de la respuesta de los transductores construidos con los materiales PZT-5H (tubo 5H-10c), PZT-5A, (tubos CT5A), PZT-4D (tubos CT4D) y PZT-8 (tubo 8-9c), con la deducida a partir de la dependencia nominal del coeficiente d_{31} con la temperatura.	92
5.5. Respuesta comparativa de los diferentes materiales piezoeléctricos con la temperatura.	93
5.6. Calibración del 1 ^{er} <i>Sensor autocompensado</i> en función de la temperatura.	95
5.7. Calibración <i>Sensor autocompensado CT</i> , con $f=0.1$, en función de la temperatura.	96
5.8. Estimación de la eficiencia del <i>Sensor autocompensado CT</i> para distintas relaciones de longitudes $f=L_{5A}/L_{4D}$. De abajo a arriba, y a incrementos de 0.01, desde $f=0.11$ a $f=0.2$.	97
5.9. Estimación de la eficiencia normalizada del <i>Sensor autocompensado CT</i> para distintas relaciones de longitudes f a incrementos de 0.01.	98
5.10. Calibración <i>Sensor autocompensado CT</i> , $f=0.17$.	98
5.11. Calibración del <i>Sensor autocompensado CT</i> , en función de la temperatura con relación de longitudes $f=0.1$ y $f=0.17$.	99
5.12. Simulación de la medida de la temperatura: en base a los datos nominales de los materiales y en base a los datos experimentales obtenidos con los tubos CT4D y CT5A.	100
5.13. Simulación de la respuesta del sensor doble: suma del número de franjas en función de la amplitud del voltaje aplicado.	101
5.14. Respuesta con la temperatura de los tubos SR4D y SR 5A.	102
5.15. Sensor SR: resta normalizada y suma en función de la temperatura.	102
5.16. Simulación de las características de un sensor doble construido con los tubos del <i>Sensor autocompensado CT</i> .	103
5.17. Respuesta del sensor de corriente para valores fijos de la amplitud de la corriente en función de la temperatura.	104
5.18. Curvas de calibración del sensor de corriente para diferentes temperaturas.	105
6.1. Reconstrucción del voltaje aplicado por el <i>método de paso por cero</i> .	109
6.2. Reconstrucción de una excitación sinusoidal por el <i>método de paso por cero</i> .	111
6.3. Reconstrucción de una excitación inarmónica por el <i>método de paso por cero</i> .	111
6.4. Medida de $N(t)$, la función escalera, para una excitación sinusoidal de un sensor de voltaje.	113
6.5. Sistema de reconstrucción de la señal de excitación.	114
6.6. Distintas fases del procedimiento de reconstrucción de la señal de excitación en base al recuento de franjas.	116
6.7. Funciones escalera para una excitación sinusoidal del <i>Sensor autocompensado CT</i> .	117
6.8. Funciones escalera para una excitación inarmónica del <i>Sensor autocompensado CT</i> .	117
6.9. Reconstrucción de señales armónicas.	118
6.10. Comparación de una señal de excitación armónica y su reconstrucción.	119
6.11. Reconstrucción de señales inarmónicas.	119
6.12. Comparación de una señal de excitación inarmónica y su reconstrucción.	120

ÍNDICE DE TABLAS

3.1. Propiedades de los materiales piezoeléctricos utilizados.	42
4.1. Tubos piezoeléctricos calibrados.	64-65

