

*Departamento de Física
(Universidad de Córdoba)*

ESTUDIO Y VALIDACIÓN DE SENSORES PARA EL SISTEMA LINK DE ALINEAMIENTO DEL EXPERIMENTO CMS

Memoria presentada por

José Miguel Luque Raigón

como tesis doctoral para optar al grado de
Doctor en Ciencias Físicas

Director de Tesis

Dr. Antonio Ferrando García
(CIEMAT-Madrid)



Córdoba, 15 de Julio de 2004



A mis padres

Todas las clases de razonamiento no consisten sino en una *comparación* y descubrimiento de las relaciones, constantes o inconstantes, que dos o más objetos guardan entre sí.

David Hume, *Tratado de la naturaleza humana*

ÍNDICE DE CAPÍTULOS

CAPÍTULO 1: INTRODUCCIÓN	1
CAPÍTULO 2: LA FÍSICA EN EL COLISIONADOR LHC	5
1. Introducción	5
2. El Modelo Estándar	6
3. Otros modelos: Supersimetría (SUSY) y Technicolor	8
4. Objetivos físicos de LHC. Simulación de sucesos	10
5. La Física del Higgs en LHC	11
5.1. <i>El bosón de Higgs en el modelo estándar (SM)</i>	<i>11</i>
<i>Canal $H \rightarrow \gamma\gamma$</i>	<i>13</i>
<i>Canal $H \rightarrow b\bar{b}$</i>	<i>14</i>
<i>Canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l (l^+ l^- l^+ l^-)$</i>	<i>14</i>
<i>Canal $H \rightarrow WW^* \rightarrow (l^+ \nu l^- \bar{\nu})$</i>	<i>15</i>
<i>Canal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$</i>	<i>15</i>
<i>Canales $H \rightarrow ll\nu\nu$; $H \rightarrow lljj$; $H \rightarrow l\nu jj$</i>	<i>15</i>
<i>Errores en las medidas de la masa y sección eficaz del Higgs</i>	<i>18</i>
5.2. <i>El bosón de Higgs en el modelo estándar supersimétrico mínimo (MSSM)</i>	<i>18</i>
<i>Canal $H/A \rightarrow \tau\tau$</i>	<i>20</i>
<i>Canal $H/A \rightarrow \mu\mu$</i>	<i>21</i>
<i>Canal $A \rightarrow \gamma\gamma$</i>	<i>21</i>
<i>Canal $H \rightarrow hh$</i>	<i>21</i>
<i>Canal $A/H \rightarrow t\bar{t}$</i>	<i>22</i>
<i>Canal $A \rightarrow Zh$</i>	<i>22</i>
6. Supersimetría (SUSY)	23
7. Dinámica fuerte en la rotura de la simetría espontánea electrodébil	24
8. Nuevos bosones gauge	25
9. Dimensiones extras	25
10. Física adicional del modelo estándar	26
<i>Física del quark top</i>	<i>26</i>
<i>Física de mesones B</i>	<i>26</i>
Bibliografía	28
CAPÍTULO 3: EL COLISIONADOR LHC Y EL EXPERIMENTO CMS	29
1. Introducción	29
2. El colisionador LHC	30
2.1. <i>Estructura general</i>	<i>30</i>
2.2. <i>Parámetros físicos de colisión</i>	<i>31</i>
2.3. <i>Efectos físicos en el proceso de colisión de haces en LHC</i>	<i>32</i>
2.4. <i>Experimentos asociados de LHC</i>	<i>33</i>
3. El experimento CMS	34
3.1. <i>Introducción</i>	<i>34</i>
3.2. <i>El detector central de trazas (tracker)</i>	<i>37</i>

<i>Detector de píxeles de silicio</i>	38
<i>Detector de micropistas de silicio</i>	39
3.3. <i>Los calorímetros</i>	40
3.4. <i>El calorímetro electromagnético</i>	41
3.5. <i>El calorímetro hadrónico</i>	43
3.6. <i>El imán superconductor</i>	45
3.7. <i>El sistema de cámaras de muones</i>	46
<i>Las cámaras de tubos de deriva (DT)</i>	48
<i>Las cámaras de pistas catódicas (CSC)</i>	49
<i>Las cámaras de placas paralelas resistivas (RPC)</i>	51
3.8. <i>El sistema de selección de sucesos (trigger)</i>	51
<i>El trigger de Nivel-1 (L-1)</i>	52
<i>El trigger de niveles superiores (L-2, L-3 y L-4)</i>	53
<i>Apéndice A: Fenomenología de cascadas</i>	54
Bibliografía	59

CAPÍTULO 4: EL SISTEMA DE ALINEAMIENTO DE CMS 61

1. Introducción	61
2. El sistema de alineamiento del <i>tracker</i>	63
3. El sistema de alineamiento del <i>barrel</i> de muones	66
4. El sistema de alineamiento de los <i>endcaps</i> de muones	68
<i>Líneas de transferencia de las cámaras de los endcaps</i>	69
<i>Líneas de monitorización en línea recta</i>	70
<i>Sistema de alineamiento ME1</i>	70
<i>Sensor z</i>	71
<i>Sensor r</i>	71
5. El sistema de alineamiento Link	72
<i>Introducción</i>	72
<i>El camino de luz</i>	73
<i>Fundamentos del alineamiento Link</i>	75
<i>Constituyentes del sistema Link</i>	75
<i>La fuente o caja de luz</i>	75
<i>Periscopios</i>	76
<i>Sensores de posición</i>	76
<i>Laser Levels y tiltmeters</i>	76
<i>Los monitores de distancia</i>	77
<i>Sensores de temperatura</i>	77
6. Alineamiento por trazas	77
Bibliografía	79

CAPÍTULO 5: EL SENSOR DE TEMPERATURA RTD 81

1. Introducción	81
2. Circuito equivalente para el sensor RTD: Análisis de las interferencias inducidas	82
<i>Caso $R(T = 0^{\circ}\text{C}) = 0.1\text{ k}\Omega$</i>	86
<i>Caso $R(T = 0^{\circ}\text{C}) = 1\text{ k}\Omega$</i>	87
3. Circuito utilizado para la medida del valor de la resistencia de platino	87
4. Estudio de la influencia de la longitud del cable y la tarjeta electrónica	

sobre la señal del sensor	88
5. Calibración relativa de sensores de temperatura	89
6. Resultados y conclusiones	92
Bibliografía	93

CAPÍTULO 6: EL SENSOR DE PROXIMIDAD ÓPTICO 95

1. Introducción	95
2. El proceso de difusión	95
a) Reflexión especular	97
b) Reflexión por difusión lambertiana	97
c) Reflexión por difusión gaussiana	98
3. El detector de posición PSD	98
4. La electrónica del sensor	100
5. Simulación de la señal de salida del sensor de proximidad	101
6. Procedimiento de cálculo de la distancia por triangulación	105
7. Modelo de introducción de efectos físicos en el sistema de triangulación ...	107
8. Análisis cualitativo de los datos experimentales con el modelo	109
9. Análisis cuantitativo de los datos experimentales para perturbación lineal	122
10. Tratamiento de la superficie del aluminio anodizado para reducir la no- linealidad	124
11. Resultados y conclusiones	126
Bibliografía	127

CAPÍTULO 7: EL SENSOR DE INCLINACIÓN 129

1. Introducción	129
2. Evolución en el desarrollo tecnológico de los sensores de inclinación	130
3. Funcionamiento del tiltmeter	130
4. La dinámica de la respuesta del tiltmeter a una fuerza	134
5. Inestabilidad térmica del tiltmeter	136
6. Procedimiento de calibración de la respuesta del tiltmeter	137
7. Medidas de calibración y estabilidad de transductores del modelo AGI 756 con distintas tarjetas electrónicas	139
Regularidad de la curva de residuos de cada transductor	139
Medidas de estabilidad corregidas en temperatura	141
8. Medidas de la respuesta del tiltmeter sometido a gradientes de campo magnético	143
Dispositivo experimental para tiltmeter sometido a campo magnético externo	143
Efecto de los gradientes de campo magnético sobre la respuesta del tiltmeter	145
Efecto del campo magnético sobre las calibraciones del tiltmeter	145
Tiltmeter sometido a campo magnético externo. Descripción de un modelo de partícula en campo magnético	148
Sondas Hall para tiltmeter y medida del campo magnético con precisión ...	153
9. Medidas de calibración de tiltmeters sometidos a irradiaciones	155
Procedimiento de irradiación de los transductores con rayos gamma y neutrones	156
Resultados y conclusiones de la irradiación.....	157

<i>Pruebas con la unidad biaxial AGI 755</i>	157
<i>Pruebas con las unidades 4225 y 4261 del modelo AGI 756.....</i>	162
<i>Medidas de estabilidad en irradiación continua del transductor tiltmeter.....</i>	164
<i>Irradiación de tarjetas electrónicas de tiltmeters con gammas y protones ...</i>	165
10. Resultados y conclusiones	168
Bibliografía	170
 CAPÍTULO 8: LOS SENSORES DE POSICIÓN	173
1. Introducción	173
2. Los sensores de posición 2D de tipo CMOS	174
2.1. <i>Reconstrucción de la señal.....</i>	176
2.2. <i>Resolución intrínseca de reconstrucción</i>	177
2.3. <i>Estudio de la respuesta</i>	177
2.4. <i>Medidas de la precisión en la reconstrucción espacial</i>	178
2.5. <i>Resistencia a la radiación</i>	178
3. Los sensores semitransparentes ALMY	179
4. Los sensores semitransparentes ALMY de segunda generación: generalidades.....	183
5. Estudios realizados sobre los prototipos ALMY de segunda generación.....	185
6. Comportamiento I-V de los fotodiodos.....	186
7. Control de calidad eléctrica. Defectos en fotodiodos y en electrodos. Criterios de aceptación	187
<i>Conexión entre varios electrodos paralelos consecutivos</i>	188
<i>Cortocircuito entre electrodos perpendiculares</i>	188
<i>Circuito abierto</i>	189
8. Reconstrucción de la señal, medidas de estabilidad y de la resolución intrínseca	190
9. Sensibilidad y uniformidad de la respuesta. Medida de la corriente de oscuridad	195
10. Linealidad y medida de la precisión en la reconstrucción espacial	201
11. Transmisión del haz. Medida de la uniformidad óptica: deflexiones	204
12. Transmisión del haz. Medida de la transmitancia	209
13. Resistencia a la irradiación gamma	210
14. Resultados y conclusiones	212
Bibliografía	213
 CAPÍTULO 9: RESUMEN Y CONCLUSIONES	215
<i>El detector CMS y el alineamiento Link</i>	215
<i>El sensor de temperatura RTD</i>	216
<i>El sensor de proximidad óptico</i>	216
<i>El sensor de inclinación</i>	217
<i>Los sensores de posición</i>	218
 AGRADECIMIENTOS	221

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

El desarrollo actual de la Física de Altas Energías está ligado indefectiblemente a la mejora de los grandes colisionadores y aceleradores, siendo estos los instrumentos directos implicados en el estudio de esta parte de la Física. Otras formas de estudio consisten en analizar la información que nos llega desde el Universo y con ella realizar un estudio no controlado e indirecto de procesos que ocurren a muy altas energías, en muchos casos mayores de las que se logran en los aceleradores de partículas. Ambas formas de obtener información es complementaria y ha sido fundamental para lograr datos experimentales de procesos nucleares energéticos. Por otro lado, se han creado una serie de modelos fundamentados en la Teoría Cuántica de Campos, que tan buenos resultados ha dado en sus predicciones basadas en correcciones perturbativas. En base a esta teoría bien asentada el modelo más aceptado para el estudio de las interacciones de altas energías es el Modelo Estándar, el cual ha sido capaz de predecir la existencia de nuevas partículas (como por ejemplo el quark top, los bosones intermediarios W^+ , W^- y Z^0 , etc.). No obstante, este modelo adolece de ciertos defectos, por ejemplo, la imposibilidad de extenderlo a altas escalas de masas y energías, así como su incapacidad para incluir la gravedad. Con éstas como razones fundamentales, se han creado una serie de modelos adicionales que, corrigiendo al modelo estándar en sus defectos, logran mantener sus acertadas predicciones. De esta forma surgen los modelos supersimétricos, la teoría de cuerdas, etc, ninguno de los cuales ha proporcionado de por sí una evidencia experimental que vaya más allá de lo dado por el modelo estándar, ni a bajas ni a altas energías. No obstante, esos modelos dan predicciones muy relevantes a energías a partir del TeV, la cual no es alcanzada en los colisionadores construidos hasta el presente. Las insuficiencias del modelo estándar y la proposición de nuevos modelos con estructuras conceptuales generalmente complejas (dimensiones extras compactas, etc) y sin validación experimental actual, tiene sumida a la Física de Altas Energías en una crisis conceptual que sólo podría resolverse mediante el estudio experimental de los procesos que ocurren a las energías del orden del TeV; y es que ya a esas energías todos los modelos propuestos dan predicciones propias. Este es el reto que existe para el colisionador LHC.

El LHC (*Large Hadron Collider*) es el próximo colisionador de partículas (capítulo 3). Se está construyendo en el CERN, Ginebra (Suiza) y estará operativo en el año 2007. En él se producirán colisiones de haces de tipo protón-protón con una energía de centro de masas de $\sqrt{s} = 14$ TeV y una luminosidad nominal de 10^{34} cm⁻²s⁻¹. Los elevados valores de ambos parámetros no tienen precedentes en la Física de Altas Energías. Es por ello que este colisionador tendrá como objetivo principal la detección de sucesos raros (con poca probabilidad de ocurrencia), siendo uno de los más importantes el bosón de Higgs. Este bosón es una partícula que está predicha por el modelo estándar de partículas elementales (capítulo 2), y es la pieza clave para una serie de fenómenos que se supone suceden en la escala de energía del TeV. Además, como se ha indicado en lo precedente, este colisionador validará o invalidará otros modelos (capítulo 2) que predicen nuevas partículas o procesos a esas energías.

El LHC albergará cuatro experimentos. El desarrollo del presente trabajo de tesis se encuadra en el experimento CMS (capítulo 3), siglas de *Compact Muon Solenoid*. En particular este trabajo se hace original en el estudio de los componentes (sensores de temperatura, proximidad, inclinación y posición 2D, así como de sus electrónicas asociadas) que pertenecen al *Sistema de Alineamiento Link* (capítulo 4) que vincula la posición de dos zonas fundamentales de CMS: el *sistema de cámaras de muones* y el *Tracker*. Este alineamiento es necesario para poder resolver los momentos de los muones, originados en los distintos procesos por colisión de los haces de protones. Y esta caracterización de sus

momentos es algo primordial ya que los muones son la signatura de algunos de los más importantes canales de desintegración del bosón de Higgs (capítulo 2), por lo que podría detectarse reconstruyendo sucesos a partir de ellos.

Los objetivos de este trabajo de investigación están basados en el alto grado de precisión que se requiere en el cálculo del momento de los muones. Los muones se mueven inmersos en un campo magnético que tiene diferente intensidad, dependiendo ésta de la zona concreta del detector CMS que se considere. El alto campo magnético empleado (de hasta 4 T) es el que permite resolver bien el momento de los muones. Pero para ello es necesario reconstruir, con una adecuada precisión, la trayectoria que éstos siguen en su seno, y ello desde que son detectados en el detector central de trazas o *tracker* hasta que lo son en los *sistemas de cámaras de muones*.

Definir con precisión la relación posicional entre esos dos sistemas es a lo que se dedica el *Sistema de Alineamiento Link* (capítulo 4). Este sistema está constituido por una serie de detectores (sensores) dispuestos en distintas zonas claves del *Tracker* y los *MABs* (los *MABs* son unas estructuras de soporte que van insertas en el sistema de cámaras de muones y que contienen sensores que se usan en el alineamiento Link de éstas).

Los dispositivos empleados son sensores de temperatura (que controlan la temperatura que existe en el entorno, siendo éste un parámetro que puede alterar la respuesta que dan otros sensores), sensores de proximidad (que miden la distancia entre estructuras próximas en los *MABs* y en el *tracker*), inclinómetros (para medir la inclinación de las estructuras a las que van adosados respecto a la gravedad) y sensores de posición 2D (sensores ALMY que se utilizan para alinear la zona de los *MABs* mediante haces láser por detección de la posición 2D del haz que incide sobre ellos). Adicionalmente, existirá todo un sistema electrónico, mecánico y de cableado, asociado a cada uno de esos sensores, que también forma parte del sistema de alineamiento Link.

Tanto el *Tracker* como los *MABs* estarán sometidos a unas ciertas condiciones extremas de irradiación, temperatura y campo magnético, las cuales pueden alterar las señales de respuesta que suministren los distintos sensores y electrónica que quedan ubicados en ellos.

El objetivo de esta tesis es investigar cómo son afectadas las señales de salida de cada uno de los sensores y de la electrónica en las condiciones de temperatura, campo magnético e irradiación que está previsto que aparezcan en su entorno. Y posteriormente, una vez entendido el problema que aparece, corregir mediante modelado las desviaciones que se dan en la señal, hasta el grado de precisión requerido.

En lo siguiente se harán unas reseñas sucintas que aclaren la estructura y funcionamiento de cada uno de los sensores estudiados. Dependiendo del sensor que se vaya a caracterizar se utilizará una metodología u otra que permitirá entender cómo se altera su respuesta, haciéndose el estudio en profundidad en el capítulo correspondiente.

El *sensor de temperatura* (capítulo 5) elegido es un RTD, *Resistance Temperature Detector*, (modelo S17624PD) de platino con una resistencia de 100 Ω a 0 °C y un coeficiente $\alpha = 0.00385 \Omega / \Omega \text{ } ^\circ\text{C}$. Tiene un rango operativo de temperaturas que va desde -50 °C hasta 200 °C. La resistencia de 100 Ω se ha elegido por ser la más eficaz para evitar la introducción de interferencias externas sobre la señal de salida del sensor. El aislante del hilo que transporta la señal es kapton. Este consiste en una película de *polimida* resistente a las altas temperaturas y a la radiación, que mantiene una alta estabilidad mecánica y que soporta el ataque de productos químicos, en particular disolventes; además se comporta como un buen aislante eléctrico y térmico. Se hará un estudio de los sensores de temperatura, observando si existe alguna alteración en el valor de la resistencia de éstos (su parámetro eléctrico), obtenido en la entrada a la tarjeta electrónica (ELMB), y el valor de la resistencia a la salida de ésta

para comprobar si al parámetro resistencia le afecta la electrónica. Posteriormente, se hará un análisis de calibración relativo entre cinco sensores de temperatura, variando la temperatura de éstos y analizando la respuesta relativa entre ellos.

El *sensor de proximidad óptico* (capítulo 6) opera por triangulación (modelo Z4M-W100 de OMRON) utilizando un haz láser emitido por un diodo con una radiación infrarroja de 780 nm operando con una salida de potencia máxima de 3 mW. Tras incidir sobre el objeto al que se le quiere medir la posición, la luz difundida es recogida sobre una cierta posición de un detector lineal de posición PSD (fotodiodo lineal de silicio) que transforma la luz incidente sobre su superficie, resultado de la difusión sobre el objeto, en una corriente eléctrica mediante el efecto fotoeléctrico. De esta forma, conociendo en qué posición del PSD se recoge la luz procedente de la difusión, se tiene la distancia al objeto mediante una sencilla triangulación. Las calibraciones se realizan mediante barridos en la distancia del objeto al sensor y tomando el correspondiente voltaje de salida. Un ajuste lineal entre la distancia y el voltaje proporciona el factor de escala. Se propondrá un análisis de cómo opera el *sensor de proximidad* OMRON. Se propondrá un modelo matemático sencillo basado en la física de su funcionamiento que explique la forma de los datos de voltaje que se obtienen en un barrido, incluyendo incluso sus detalles más finos. Esto permitiría corregir los efectos que el sensor pudiese introducir en las señales de voltaje de salida y que pueden llegar a alterar la medida final de la distancia detectada.

El *sensor de inclinación* (capítulo 7) o *inclinómetro* (modelo AGI756 de Applied Geomechanics) consiste en un nivel de burbuja electrolítico que medirá el ángulo ϕ de las cámaras de muones y del tracker de CMS. Este dispositivo es, en esencia, una caja de vidrio con un líquido electrolítico en el que se sustenta una burbuja. Dependiendo de la inclinación del sensor, la burbuja cubrirá más o menos porcentaje de unos electrodos (que van adosados al vidrio) lo que producirá un cambio de la resistencia que se detecta respecto de un electrodo de referencia como una medida de voltaje, y que es el que define la medida de inclinación. La metodología para calibrar este sensor se basa en disponerlo sobre una plataforma y realizar con él un barrido en ángulos. La pareja de datos ángulo-voltaje permite, mediante ajuste lineal calibrar el sensor y obtener su factor de escala (la pendiente del ajuste lineal). Tanto la pendiente S como la dispersión de las medidas σ (desviación estándar del ajuste), son los parámetros que dan información de las condiciones en las que se encuentra el sensor. Con esta metodología y configuración experimental el comportamiento de este sensor se examinará tanto bajo irradiación como bajo campo magnético.

Los *sensores ALMY de posición 2D* (capítulo 8) son matrices sensibles de 64x64 fotodiodos que detectan el haz láser que incide sobre ellas y permiten reconstruir la posición 2D sobre la que incide éste. Los ALMYs son sensores semitransparentes cada uno de los cuales es capaz de detectar no sólo la luz que incide sobre él, sino de dejarla pasar para ser detectada por otro ALMY. Están constituidos por 64 electrodos verticales y 64 horizontales de ZnO. En las confluencias vertical-horizontal, queda emparedada una delgada lámina de silicio amorfo (semiconductor), siendo esos emparedados los que definen las unidades de diodo. Se hará una caracterización completa de los *sensores semitransparentes* ALMY, de última generación. Para ello se investigará un cierto número de prototipos comprobando el comportamiento I-V de los fotodiodos. Controlaremos la calidad eléctrica. Enunciaremos los criterios de aceptación/rechazo que han de observarse en la producción en serie. Se analizará la reconstrucción de la señal, calculándose la resolución intrínseca. Se medirá la sensibilidad y uniformidad de la respuesta. Calcularemos la precisión en la reconstrucción espacial de la posición de haces láser y estudiaremos los fenómenos de deflexión óptica. Estudiaremos la capacidad de transmisión de la luz que permitirá un alineamiento multipunto. Finalmente, dedicaremos unas líneas a unas pruebas preliminares de resistencia a la radiación.

En el último capítulo se recogerán y resumirán las conclusiones que se hayan ido recabando en las distintas partes del trabajo experimental realizado en la presente tesis.

CAPÍTULO 2: LA FÍSICA EN EL COLISIONADOR LHC

1. Introducción

Una de las ramas de la física que más auge tiene hoy en día es la que se dedica tanto al estudio teórico como experimental de los constituyentes de la materia, conocidos como partículas subatómicas, así como al análisis de las interacciones que existen entre ellos. Para estos estudios experimentales se necesitan muy altas energías de forma que se conecta, bajo un punto de vista común, la física de lo pequeño (procesos dentro de los núcleos, protones, etc) con la física de lo grande (procesos en las estrellas, quásars, agujeros negros, etc), lográndose unificar un conjunto de fenómenos que van sobre un ancho margen de escalas espaciales de magnitud. A las escalas subatómicas surge el clásico problema de la división infinita de las partículas, es decir, la cuestión de si siempre aparecerán nuevas partículas a medida que se vaya dividiendo la materia (problema planteado por Demócrito). No obstante, los experimentos de altas energías de los últimos decenios demuestran que no tiene sentido, en partículas que colisionan, hablar de que están “compuestas por” o que se pueden “dividir en”, ya que la conversión energía-materia hace que se formen nuevas partículas a partir de la energía que se imprime a las partículas colisionantes: no se puede definir si las nuevas partículas provienen de las anteriores, o de la energía dada, o de ambas a la vez (en realidad no tiene sentido este planteamiento). Así, en una colisión entre partículas se formarán nuevas partículas, con una cierta probabilidad, que sólo tienen que cumplir con ciertos requisitos de simetría e invariancia de ciertas cantidades que tienen que conservarse. De esta forma existe como un tránsito entre las teorías usadas hasta ahora, basadas en el modelo de Demócrito, y la nueva visión para explicar la producción e interacción de las partículas a altas energías, basadas en la visión de Platón sobre las simetrías y las invariancias.

Todos los fenómenos originados a las energías actuales se enmarcan en el conocido *Modelo Estándar* (Standard Model, SM), una Teoría Cuántica de Campos creada en la década de 1960 y que ha dado muy buenos resultados hasta el presente. No obstante, existe un hecho físico fundamental aún por confirmar. Entre los resultados de SM se teoriza la existencia de una partícula gauge, conocida por bosón de Higgs que explicaría el por qué las partículas tienen masa. El campo escalar que da origen a esta partícula produce la rotura espontánea del grupo de simetría $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$, que es el grupo que describe las interacciones electrodébiles. El intervalo de energías que es necesario utilizar para confirmar o rechazar la predicción de la rotura de simetría electrodébil que, según predice el modelo estándar está entre 100 GeV y 1 TeV, queda cubierto por dos de los experimentos que se van a poner a punto en un futuro cercano (previsto para 2007), CMS y ATLAS, situados en puntos de colisión del colisionador LHC (*Large Hadron Collider*), ubicado en el laboratorio europeo para la investigación nuclear CERN. El colisionador LHC (*Large Hadron Collider*) tiene un diseño y unos parámetros físicos de construcción que lo capacitan como instrumento con posibilidades de realizar nuevos descubrimientos en el campo de la Física de Altas Energías.

En este capítulo se hará un resumen de las enormes posibilidades del LHC para comprender la física de alto momento transversal y de alta masa. Ese potencial de resultados experimentales se comparará con lo que está predicho por el *Modelo Estándar* de partículas. Más allá de este modelo se han planteado nuevas opciones para explicar la física de partículas como los modelos de *Supersimetría*, los de *Technicolor* o las teorías de *Gran Unificación*. En realidad será de la confrontación entre teoría y experimento de donde se obtenga información sobre la constitución de la naturaleza a pequeña escala; los modelos predicen una cierta

fenomenología y los nuevos experimentos que se realicen en el futuro serán los que revaliden o rechacen esas teorías. Esta es la situación en la que se enmarca el colisionador LHC, con el cual se podría detectar una fenomenología potencial como la dada en la Figura 1.

2. El Modelo Estándar

El *modelo estándar* (SM) es una descripción muy eficaz de la interacción de los componentes de la materia a escalas tan pequeñas como $\cong 10^{-18}$ m y energías tan altas como de $\cong 200$ GeV, siendo capaz de explicar las interacciones fuertes, débiles y electromagnéticas. El modelo fue propuesto y desarrollado en las décadas de los años 1960 y 1970 [1, 2, 3], acumulando evidencias experimentales a su favor en las dos décadas siguientes.

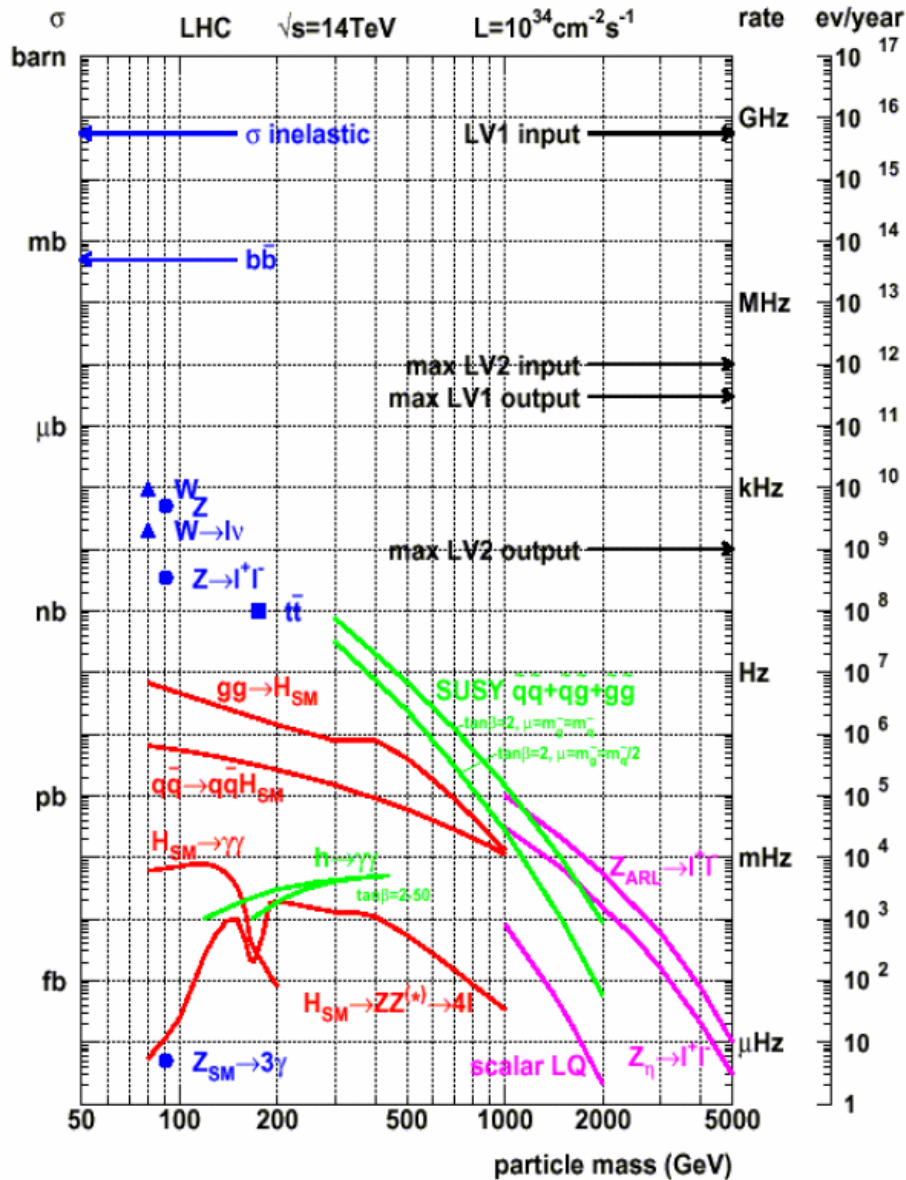


Figura 1. Representación donde se muestra la fenomenología que cabe esperar del LHC, operando en condiciones óptimas de energía centro de masas y luminosidad, según las masas y las secciones eficaces transversas de los sucesos (frecuencias de producción). Para la sección eficaz transversal σ se usan los submúltiplos del barn ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$).

Entre estas evidencias destacan:

1. Realización de experimentos de dispersión inelástica a alta energía que demuestran que los nucleones se comportan como si contuviesen partículas, que se han identificado como quarks.
2. Detección de los quarks c , b y t .
3. Observación de las corrientes débiles neutras (por intercambio del bosón Z) y de las partículas de las interacciones débiles: W y Z .
4. Comprobación de los acoplamientos de quarks y leptones a los bosones gauge a 1-loop en las correcciones radiativas.
5. Observación del neutrino tauónico (ν_τ).

Este modelo es una teoría cuántica de campos que describe la interacción de partículas de espín 1/2 (fermiones), cuyas interacciones están mediadas por bosones gauge de espín 1. La existencia de los bosones gauge y la forma de sus interacciones está regida por la invariancia gauge local, la cual es la manifestación del grupo de simetría de la teoría, es decir, el $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$. Si se analiza por partes $SU(3)$ es el grupo de simetría de las interacciones fuertes y $SU(2) \otimes U(1)$ es el grupo de simetría de las interacciones electrodébiles, siendo de este último un subgrupo el grupo de simetría de las interacciones electromagnéticas $U(1)_{em}$ (y es en este sentido en el que las interacciones débiles y electromagnéticas quedan unificadas como interacciones electrodébiles bajo $SU(2) \otimes U(1)$).

Los fermiones fundamentales son leptones y quarks. Hay tres generaciones de fermiones idénticas excepto por la masa. Esta estructura en tres generaciones, la diferencia entre sus masas y la rotura de la simetría generacional (simetría de sabor) son hechos que aún no tienen explicación en el marco del *modelo estándar*. Según este modelo hay tres tipos de leptones con carga eléctrica -1 que son el electrón (e^-), el muón (μ) y el tau (τ); y tres leptones que son eléctricamente neutros los neutrinos electrónico (ν_e), muónico (ν_μ) y tauónico (ν_τ). Además, hay tres tipos de quarks con carga eléctrica $+2/3$ que son el *up* (u), *charm* (c) y *top* (t); y tres con carga eléctrica $-1/3$ que son el *down* (d), *strange* (s) y *bottom* (b). Los quarks forman tripletes bajo el grupo $SU(3)$, por lo que llevan una *carga* adicional que se denomina color. La mezcla de estos quarks está parametrizada por la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM). Esta matriz define un conjunto de fenomenología débil que el *modelo estándar* es incapaz de explicar, ya que algunos parámetros del modelo que quedan descritos a través de esta matriz no están bien determinados. Un ejemplo de esto es la violación de CP, que fue primero observada en desintegraciones de K [4], así como en $B \rightarrow \psi K_s$. Medidas muy finas, aún por hacer, deben precisar esos parámetros o concluir que el *modelo estándar* no es adecuado para explicar violación de CP.

En el *modelo estándar* ya se ha indicado que el grupo de simetría $SU(2) \otimes U(1)$ describe las interacciones electrodébiles. El *modelo estándar* predice que esa simetría es rota espontáneamente por la existencia de un campo de Higgs con valor esperado distinto de cero, este proceso da lugar a bosones vectoriales masivos ($W^\pm$ y Z), los cuales son los intermediarios de la interacción débil, y además al intermediario del electromagnetismo, el fotón, que es una partícula que permanece sin masa. No obstante, se predice la aparición de un grado de libertad en el sector del Higgs que se corresponde con un bosón escalar masivo neutro H^0 (bosón de Higgs) y que sería el causante de esa rotura espontánea de la simetría. Con este bosón como mediador, y a través del mecanismo de Higgs aplicado a $SU(2) \otimes U(1)$ para las interacciones electrodébiles, se logró obtener las masas de las partículas $W^\pm$ y Z . Por lo que este bosón de Higgs, en caso de existir, sería una partícula que, en principio, dotaría de masa a otras. La masa del bosón de Higgs no está definida en la teoría, ya que depende de los acoplamientos que pueda tener con los bosones W y Z (canales de desintegración). Por la

forma de esos acoplamientos el bosón de Higgs tiene que tener una cota superior en masa de 1 TeV, ya que en otro caso la dinámica de las interacciones del W y Z a energías del orden de 1 TeV mostraría nueva estructura de sucesos (se podría prescindir de la existencia del bosón de Higgs). La cota inferior en la masa del Higgs la establecen los estudios experimentales que la sitúan en los 100 GeV.

El grupo $SU(3)$ describe la interacción fuerte (QCD ó cromodinámica cuántica). Las partículas que median en la interacción son 8 gluones vectoriales que, portando ellos mismos carga de color, son autointeractuantes. Esto lleva a que la constante de acoplamiento fuerte α_s es pequeña a altos momentos transferidos pero grande para bajos momentos, lo cual explicaría el confinamiento de los quarks dentro de hadrones de color neutro. Con ello, si se intenta liberar un quark se produce un *jet* de hadrones a través de producciones de pares quark-antiquark y bremsstrahlung de gluones. Esos *jets* de hadrones serán observables en LHC y su detección dará información de la naturaleza de los procesos que están implicados en su producción.

El *modelo estándar mínimo* puede explicar los neutrinos como partículas sin masa pero no así las oscilaciones de neutrinos, de las que hay una evidencia establecida por las medidas de SuperKamiokande de neutrinos producidos en la atmósfera y por el déficit en el flujo de neutrinos electrónicos procedentes del sol [5].

Así, el *modelo estándar* ha acumulado bastantes evidencias experimentales aunque, como ya se ha indicado, existen una serie de hechos que hasta ahora no ha sido capaz de aclarar; al margen de que aún queda una partícula básica, el bosón de Higgs, que estando predicha por el modelo hasta el presente no ha sido detectada. En la versión más simple del *modelo estándar*, y tomándolo como un modelo paramétrico, consta de 19 parámetros:

1. Las tres constantes de acoplamiento de la teoría gauge $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$.
2. Las masas de tres leptones y seis quarks; la masa del bosón Z , la cual asigna la escala de las interacciones débiles.
3. Los cuatro parámetros que describen las probabilidades de transición de quarks y antiquarks en las interacciones débiles (matriz CKM), de forma que cada elemento individual da la probabilidad de que un quark o antiquark se transforme en una clase diferente de quark o antiquark en un proceso de interacción débil (estos elementos de transición no son predichos por el *modelo estándar*, y sólo las medidas pueden ser la mejor forma de conocer estos procesos; además en ellos aparece el problema de la violación de CP, debida a una sutil asimetría en el comportamiento de la materia con respecto a la antimateria).
4. El parámetro que está asociado con el mecanismo de rotura espontánea de la simetría electrodébil $SU(2) \otimes U(1) \otimes U(1)_{em}$, siendo este parámetro la masa del aún no descubierto bosón de Higgs, y que define de forma directa los acoplamientos que esta partícula pueda tener con otras.
5. El resto son parámetros asociados a las posibles masas de los neutrinos y a sus mezclas.

En lo que sigue se analizarán otros posibles modelos que generalizan al *modelo estándar* y que son capaces de predecir física en el rango de unos pocos TeV.

3. Otros modelos: Supersimetría (SUSY) y Technicolor

Debido al conjunto de problemas intrínsecos que surgen en el *modelo estándar*, aparte de otros como el hecho de no tener en cuenta la gravedad, se ha considerado que este modelo

está incompleto [6]. Un problema fundamental es el conocido como problema de jerarquía (*Hierarchy Problem*) que se plantea cuando se intenta extender la validez del SM a escalas de masas y energías más altas, donde aparecen divergencias. Esto ha originado la aparición de modelos más sofisticados que se dividen en dos grupos:

1. Los que consideran las mismas interacciones fundamentales asumidas al presente pero introducen nuevas partículas (*Supersimetría*, *Gran Unificación (GU)*, *Teoría de Cuerdas*, etc), y que parecen estar algo respaldados por los modernos datos experimentales.
2. Los que introducen tanto nuevas interacciones fundamentales como nuevas partículas (*estructura interna de quarks y leptones*, *condensados fermión-antifermión*, *Technicolor*, *Technicolor extendido*, *preons*, etc), que no están favorecidos por los datos experimentales actuales.

Aquí se comentará brevemente los problemas que resuelven y las predicciones que proponen los modelos más importantes de cada grupo: *supersimetría* y *technicolor*.

Los *modelos supersimétricos* ofrecen un marco para incorporar la gravedad (el único conocido hasta ahora en modelos de partículas) a la teoría cuántica de las interacciones de partículas. Además suministran un mecanismo para la cancelación de las divergencias que aparecen en la escala electrodébil. Adicionalmente, el conjunto de predicciones del *modelo estándar* son mantenidas en uno de los modelos supersimétricos: el *modelo estándar supersimétrico mínimo* (MSSM), con lo que este marco es una solución al problema de jerarquía, ya que las divergencias que aparecían en el *modelo estándar* se corrigen por cancelación entre las partículas con sus compañeras supersimétricas. En cualquier caso, fuera de las predicciones propias del SM, este modelo MSSM no ha presentado ninguna evidencia experimental nueva, que sea el sello de su propia existencia como generalización del SM. A pesar de ello, de todos los modelos, es el candidato conceptualmente más idóneo para explicar la física de partículas, inmediatamente después del SM. Algunos modelos supersimétricos permiten los acoplamientos gauge a alta escala con la consecuente reducción del número de parámetros arbitrarios. Estos modelos proponen la existencia de supercompañeros (*superpartners*) para todas las partículas observadas hasta ahora: supercompañeros bosónicos de fermiones (*squarks* $\tilde{q}$ y *sleptones* $\tilde{l}$) y supercompañeros fermiónicos de bosones (gluinos $\tilde{g}$ y gauginos $\tilde{\chi}_i^0, \tilde{\chi}_i^\pm$). En este modelo aparecen también múltiples bosones Higgs: h, H, A y $H^\pm$. Además surge un conjunto de nuevas partículas no observadas hasta ahora cuyas masas y acoplamientos son calculables desde la teoría mediante ciertos parámetros que hasta ahora son desconocidos. A pesar de ello, si la supersimetría está implicada en la rotura de la simetría electrodébil, los nuevos estados aparecerían en la región de 100 GeV a 1 TeV, por lo que los datos procedentes de LHC serán decisivos para validar o rechazar estas teorías de supersimetría. La supersimetría (también conocida como simetría fermión-bosón) no ha sido aún detectada en la naturaleza. En realidad consiste en un artificio teórico cuya validez se fundamenta en la creencia de una unificación de campos en el campo de la física de partículas.

Los *modelos de Technicolor* son modelos basados en la rotura de la simetría dinámica. En estos modelos vuelve a ocurrir (al igual que en supersimetría) que de la rotura de la simetría electrodébil se espera todo un espectro de nuevos estados en la región de 100 GeV a 1 TeV (en general esto último ocurre en la mayoría de los modelos de partículas propuestos hasta el presente). En los modelos Technicolor la matemática empleada es similar a la usada para QCD. Estos modelos evitan la introducción de los bosones de Higgs, pero introducen nuevas interacciones gauge (fuerzas) y nuevas partículas: así los *techni-fermiones*

interaccionan a través de la fuerza de *technicolor*. Aparecen también partículas como los *leptoquarks* y nuevos bosones gauge.

Como conclusión general de este apartado, decir que en los modelos y teorías propuestos hasta ahora para explicar las interacciones entre partículas, casi todos están de acuerdo en predecir que, con bosón de Higgs o sin él, el rango de energía que va hasta el TeV va a ser muy rico en nueva fenomenología de partículas. Incluso algunas teorías indican la posibilidad de que, dentro de ese rango, se pudiese llegar a la evidencia experimental de la existencia de dimensiones espacio-temporales extras. Y como ese rango es cubierto por el LHC, la trascendencia de este colisionador en descubrir nueva física ya queda garantizada de antemano.

4. Objetivos físicos de LHC. Simulación de sucesos

Como ya se ha indicado previamente el objetivo principal de LHC es descubrir la física subyacente al fenómeno de rotura espontánea de la simetría electrodébil. Esto permitirá detallar qué modelos de los propuestos hasta el presente son adecuados, pues todos hacen predicciones sobre la escala de energías de unos pocos TeV.

El rango de trabajo de LHC permitirá estudiar y potencialmente descubrir otra fenomenología que pudiese presentarse hasta unos pocos TeV como bosones gauge electrodébiles, nuevos quarks y leptones e incluso la posible existencia de dimensiones extras.

Además, y aprovechando las enormes frecuencias de producción de partículas, podrían estudiarse partículas ya descubiertas del *modelo estándar* y hacer análisis de sus procesos de desintegración. Por ejemplo el estudio de las propiedades del quark top y analizar sus desintegraciones exóticas como el $t \rightarrow c Z$ ó el $t \rightarrow b H^+$. Otro ejemplo importante sería el estudio de la física del b , particularmente de los bariones- b y mesones B_s .

Un experimento que quiera detectar tanta variedad de partículas y sucesos debe tener una gran flexibilidad. De esta forma debe diseñarse de manera que sea capaz de reconstruir y medir las signatures físicas del conjunto de procesos que se quiere estudiar. Entre esas signatures destacan:

- Leptones cargados, incluyendo el τ , según sus desintegraciones hadrónicas.
- Los bosones gauge electrodébiles: W , Z y γ .
- Los *jets* de energía por encima de unos pocos TeV procedentes de quarks y gluones de alto momento transversal.
- Los *jets* que contienen quarks b dentro de ellos.
- Energía transversal faltante extraída por partículas neutras interactuando débilmente, tales como neutrinos.

Para poder realizar una discusión física de esas señales, es necesario estimar las secciones transversales eficaces de producción tanto del proceso que da lugar a la señal como del conjunto de procesos que da lugar al fondo (*background*) y esto es realizado mediante cálculos perturbativos de QCD, los cuales dependen de las funciones de distribución de los partones que son usados, de la energía (escala Q^2) implicada tanto en la evaluación de las constantes de acoplamiento QCD como en las funciones de estructura y del orden de perturbación en QCD. Todo ello hace difícil la simulación de un proceso dado, ya que existen parámetros y funciones que no se conocen con certeza; de esta forma las incertidumbres que se introducen al elegir la escala y las funciones de estructura suelen ser de un 20 %. Los ordenes altos pueden introducir errores y casi siempre aumentan las secciones eficaces en

un factor K que puede ser del orden de 1.5 ó 2. Por otro lado las simulaciones suelen ser muy lentas en aquellos casos en los que están implicados un alto número de sucesos, algo que es necesario si se quiere una simulación completa que aporte información relevante del suceso particular a estudiar. En estos casos se usa de simulación a nivel de partículas y una parametrización de la respuesta de los detectores. En el proceso de simulación se suele utilizar el programa GEANT, que describe el paso de partículas elementales a través de la materia; sus principales aplicaciones en Física de Altas Energías son el rastreo de partículas a través de una configuración experimental para simular la respuesta del detector y la representación gráfica de la configuración y trayectorias que describen las partículas.

5. La Física del Higgs en LHC

En general se conoce como bosones de Higgs a cualesquiera partículas escalares cuya existencia está conectada con la rotura de simetría electrodébil. El bosón de Higgs acopla más fuertemente a partículas que son más pesadas. El problema principal que surge en su detección es que su sección eficaz transversa de producción en colisionadores de hadrones es muy pequeña comparada con los fondos de QCD, por lo que los estados finales resultantes tienen unas relaciones señal/fondo muy bajas. Dependiendo del modelo teórico concreto que se proponga se tendrá una determinada valoración de qué requerimientos debe tener el colisionador concreto para poder producir la partícula. Por lo tanto en lo que sigue se analizará qué será capaz de detectar LHC según lo que predicen los distintos modelos teóricos. Las firmas que se utilizarán en la búsqueda del bosón de Higgs son fotones, leptones y energía faltante.

5.1. El bosón de Higgs en el modelo estándar

Las propiedades del bosón de Higgs estándar quedan completamente determinadas una vez que su masa es conocida. Se sabe por los experimentos de LEP [7] que la masa del bosón debe ser, caso de existir, $M_H > 113.5$ GeV. En el caso de LHC son varios los mecanismos de producción que pueden dar lugar a un Higgs, dependiendo la importancia relativa entre ellos de la masa del Higgs (que como ya se ha dicho es la que define la intensidad de los acoplamientos). Los mecanismos principales de producción son los: $g g \rightarrow H$; $q \bar{q} \rightarrow W H$; $g g \rightarrow t \bar{t} H$; $g g \rightarrow b \bar{b} H$; y el $q q \rightarrow q q H$. Las secciones eficaces de cada uno como función de la masa del Higgs se detallan en la Figura 2.

Los Higgs resultantes de esos mecanismos tienen sus propios mecanismos de desintegración, que se suelen denominar canales de desintegración, y mediante los cuales el bosón de Higgs proporciona las firmas adecuadas para su detección. En lo que sigue se analizarán los canales más relevantes y para ello se tendrá en cuenta la Figura 3, donde se detallan las relaciones de frecuencia (*branching ratios*) para las posibles desintegraciones de un Higgs. Por definición, el *branching ratio* para un estado final concreto de una partícula (o sistema de partículas) es la probabilidad de que ocurra ese suceso relativa a la probabilidad de que ocurra cualquier otro posible de esa misma partícula (o sistema de partículas).

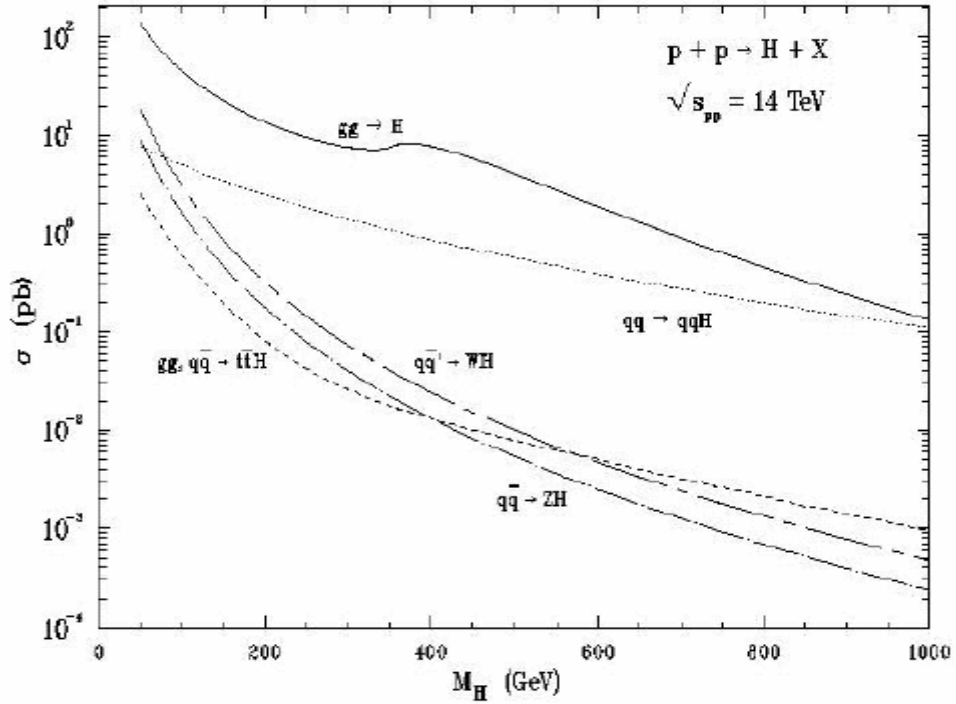


Figura 2. Secciones eficaces para algunos procesos que dan lugar al bosón de Higgs en función de la masa del Higgs.

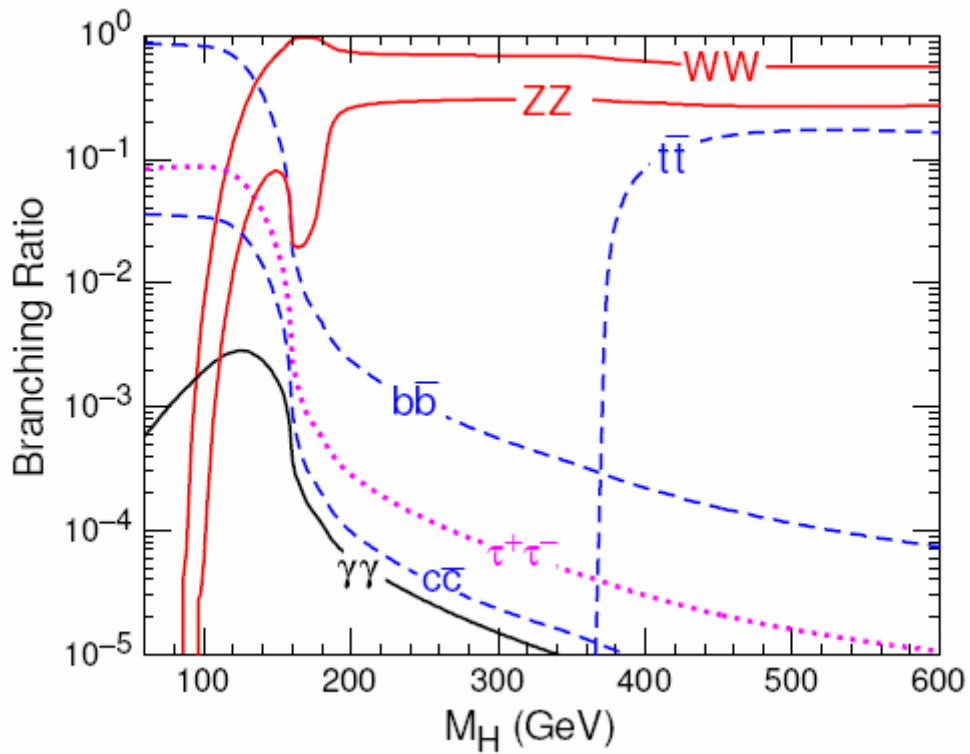


Figura 3. Relaciones de frecuencia de desintegración (branching ratios) del bosón de Higgs en el modelo estándar como función de su masa.

Canal $H \rightarrow \gamma\gamma$

Este canal de desintegración tiene su máximo *branching ratio* a masas entre 100 y 150 GeV (Figura 3). A pesar de ello, la probabilidad es pequeña ($\cong 0.1\%$) y hay un gran fondo debido a producción de pares de fotones según los mecanismos $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$, y el $g g \rightarrow \gamma\gamma$, además del proceso de bremsstrahlung $q g \rightarrow q(\rightarrow \gamma)\gamma$. Es por ello que para observar este proceso es necesario un detector con una buena resolución en la energía de los fotones que permita distinguir fotones aislados de los fotones que están contenidos en *jets* (esta buena resolución es lo que permitiría rechazar los fotones que proceden del π^0). Esto debe quedar reflejado en la alta calidad en resolución del calorímetro electromagnético.

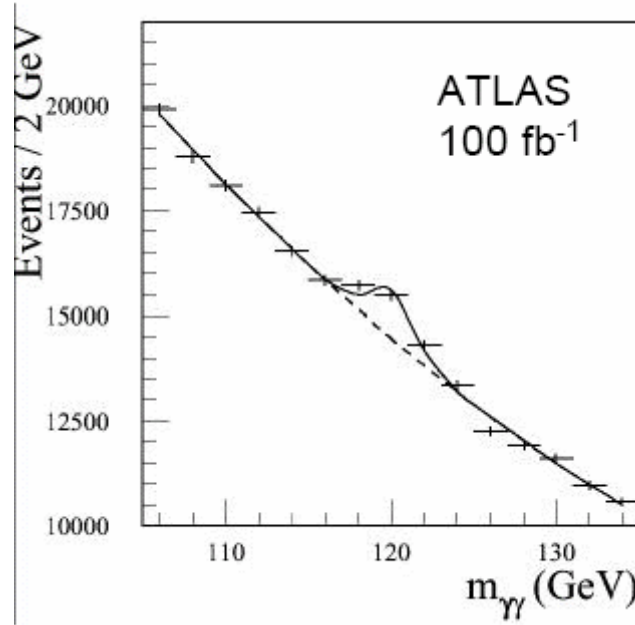


Figura 4. Distribución de masa invariante de pares $\gamma\gamma$. Sobre el fondo continuo se forma un pico de $\gamma\gamma$ que tiene mejor resolución cuanto más estrecho sea y más resalte en intensidad respecto del fondo.

Una simulación típica de este proceso se da en la Figura 4, donde se observa la masa invariante del par $\gamma\gamma$, y donde un pico sobresaliente del fondo continuo da como signatures los dos fotones que se producen por la desintegración del Higgs.

La masa invariante M de un sistema de i partículas se define mediante la expresión

$$M^2 = \left(\sum_i E_i \right)^2 - \left(\sum_i \vec{p}_i \right)^2$$

Canal $H \rightarrow b \bar{b}$

El mecanismo dominante de desintegración del bosón de Higgs si su masa está comprendida entre 90 y 120 GeV es el canal $H \rightarrow b \bar{b}$. Su *branching ratio* es del 90 % pero a pesar de ello extraer una señal para un bosón de Higgs aislado es muy poco probable debido a que no hay trigger para este proceso y a que la producción de fondo en forma de *jets* con pares $b \bar{b}$ es demasiado alta (factores de 10^5 mayores que la señal). Por otro lado, el canal $H \rightarrow b \bar{b}$ sólo puede ser usado si se tienen leptones aislados de alto momento transversal procedentes de la producción $b \bar{b}$ asociada con desintegraciones de $W H$, $Z H$ y $t \bar{t} H$, de hecho son estos leptones los que proporcionan el *trigger* necesario, aunque estas desintegraciones tienen unas secciones eficaces de producción muy pequeñas. Estas dos son las estrategias a seguir para *depurar* el fondo y dar el trigger necesario a este canal [8]. En la Figura 5 se muestra la distribución de masa invariante del par $b \bar{b}$ donde la distribución de masa de la señal es sumada a la del fondo. La señal corresponde a un Higgs de masa $M_H = 120$ GeV.

La extracción de la señal sobre un intervalo de masa limitado dependerá de la eficaz identificación del b (que se realiza con los detectores de vértices, de gran resolución espacial) y del eficiente rechazo del fondo de pares $b \bar{b}$.

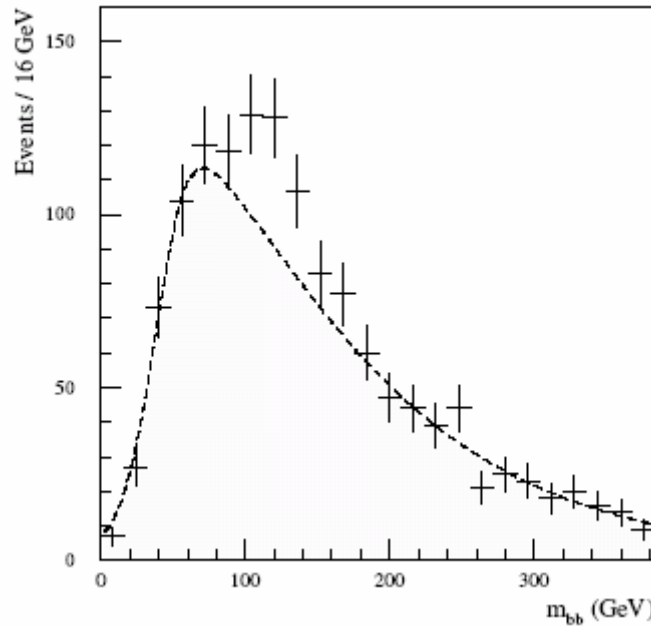


Figura 5. Distribución de masa invariante de parejas $b \bar{b}$ identificadas en jets con señales completamente reconstruidas de sucesos $t \bar{t} H$ para una masa del bosón de Higgs de 120 GeV. Se observa un pico en 120 GeV sobreimpuesto al fondo ajustado en línea discontinua.

Canal $H \rightarrow Z Z^* \rightarrow 4l (l^+ l^- l^+ l^-)$

En este canal la masa del Higgs está comprendida entre 130 y 200 GeV. Los leptones (notados como l) de la desintegración final pueden ser electrones o muones. En esta región la

frecuencia de sucesos es pequeña y la eliminación del fondo muy dificultosa. Como en esta región de masa la anchura del pico Higgs es pequeña ($\cong 1$ GeV), se tiene que una buena resolución en energía y momento para los leptones es necesaria para determinar la señal. Los principales fondos se originan por $t \bar{t}$; $Z b \bar{b}$ y una producción de continuo $Z Z^*$ y $Z \gamma^*$. De estos, el fondo $t \bar{t}$ puede ser reducido por leptones aislados y corte en la masa efectiva de las parejas de leptones. El fondo $Z b \bar{b}$ no puede ser reducido por corte en masa invariante pero puede ser suprimido por aislamiento y corte en los parámetros de impacto. Por último el fondo $Z Z^*$ es irreducible.

En la Figura 6 se muestra una reconstrucción simulada en CMS (con cortes tanto longitudinal como transversal) de la desintegración de $H \rightarrow Z Z^* \rightarrow 2 e^- + 2 e^+$, para un Higgs de masa 150 GeV y empleando para ello el programa GEANT. Se muestra tanto los fondos como los dos electrones y dos positrones procedentes del Higgs.

Canal $H \rightarrow W W^* \rightarrow (l^+ \nu l^- \bar{\nu})$

Este canal aporta información para la región de masa de entre 140 y 180 GeV, en la cual la probabilidad de desintegración es reducida (Figura 3). En ese intervalo de masa el proceso $H \rightarrow W W^* \rightarrow l^+ \nu l^- \bar{\nu}$ domina sobre el $H \rightarrow 4 l$. Para el estado final de $l^+ \nu l^- \bar{\nu}$, la masa del Higgs no puede ser reconstruida, por lo que la señal debe ser observada por un exceso de sucesos. El fondo principal se origina por la producción de pares W y de fondo $t \bar{t}$. La detección de la señal depende primordialmente de la capacidad de predecir correctamente el fondo, cuya estimación puede ser realizada por comparación con los estados finales de $Z Z$ y por medida del $W W$.

Canal $H \rightarrow Z Z \rightarrow 4 l$

Este canal da información sobre Higgs de masa comprendida entre 200 y 750 GeV. Para las masas más bajas del Higgs la anchura es bastante pequeña y por lo tanto la precisión en la energía y el momento de los leptones es fundamental. Cuando la masa es mayor la anchura natural aumenta. El fondo principal se debe a la producción en continuo de $Z Z$. En la Figura 7 se muestran dos distribuciones de masa invariante de los cuatro leptones, con las señales esperadas para Higgs de 300 y 500 GeV de masa.

Canales $H \rightarrow l l \nu \nu$; $H \rightarrow l l j j$; $H \rightarrow l \nu j j$

Estos canales dan información de Higgs con masas del orden de 1 TeV. En ellos se denotan por j a los *jets*. Debido a que la masa del Higgs es tan alta, la anchura de la señal se incrementa lo que da lugar a una caída en las relaciones de producción. Es por ello que dentro de estos canales hay que buscar aquellos procesos que tienen un mayor *branching ratio*. El más importante para el canal $H \rightarrow l l \nu \nu$ es el proceso $H \rightarrow Z Z \rightarrow l l \nu \bar{\nu}$, donde se involucra el proceso intermedio de desintegración de un par de bosones Z en un par de leptones y una gran cantidad de energía faltante, debida a los neutrinos y antineutrinos resultantes. En el espectro de sucesos en función de la energía faltante la señal aparece como un pico sobre un fondo de energía faltante, como se puede apreciar en la Figura 8. Notar que en este caso la reconstrucción del suceso tiene a la energía faltante como una de sus signatures. Este canal tiene más fuentes de fondo que el canal $4 l$, analizado previamente.

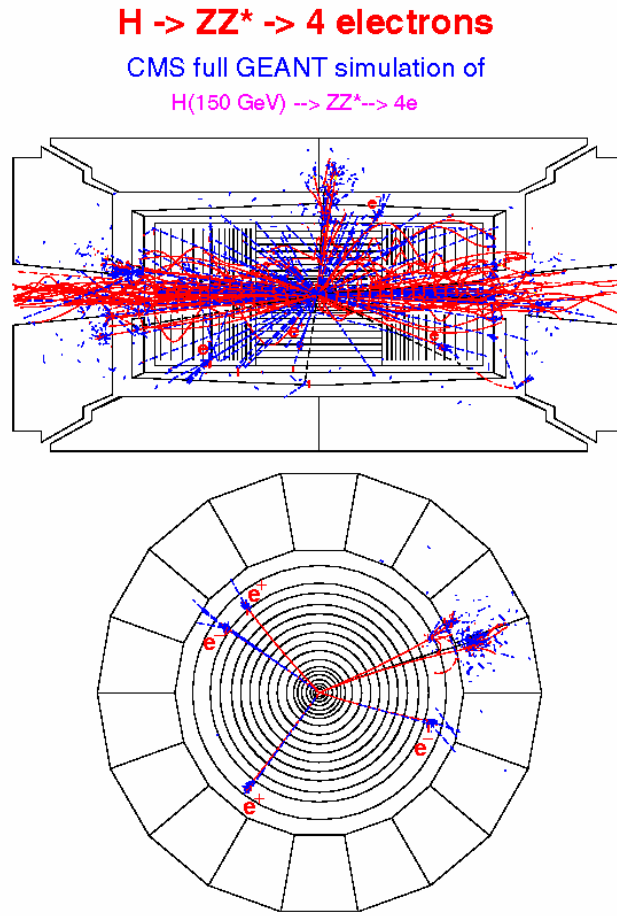


Figura 6. Simulación con GEANT en el detector CMS de la desintegración del Higgs $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 2e^- + 2e^+$ para un Higgs de masa 150 GeV.

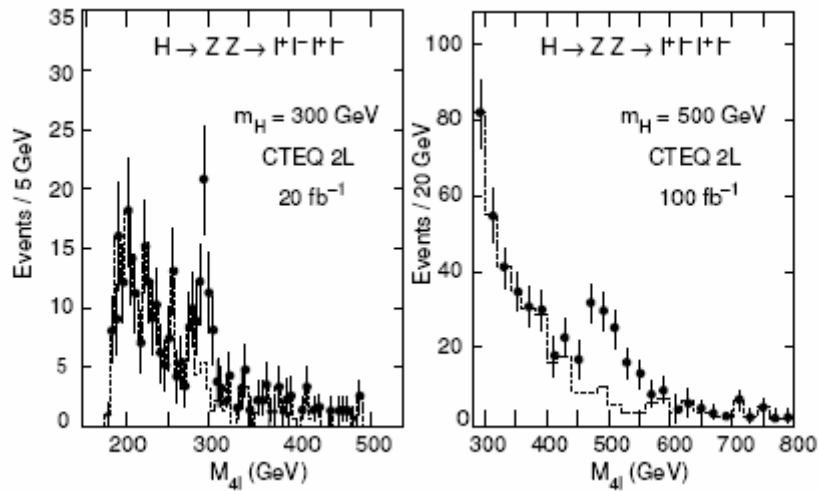


Figura 7. Simulación en CMS de la distribución de masa invariante en el proceso $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ para los dos valores de la masa del Higgs de 300 y 500 GeV. Se observan los picos a las correspondientes masas. La simulación incluye las pérdidas por bremsstrahlung.

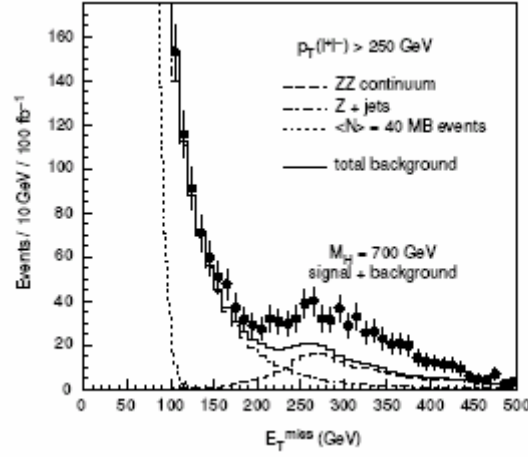
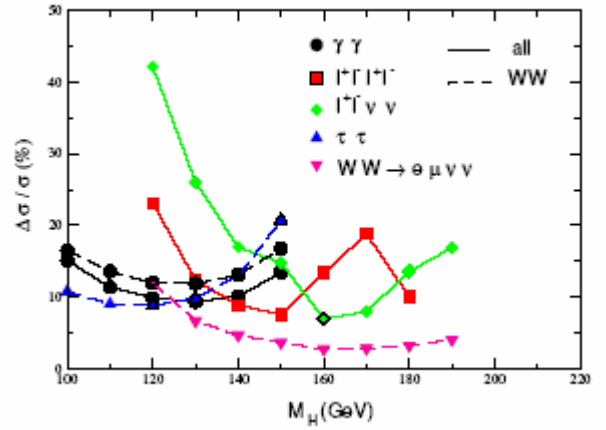
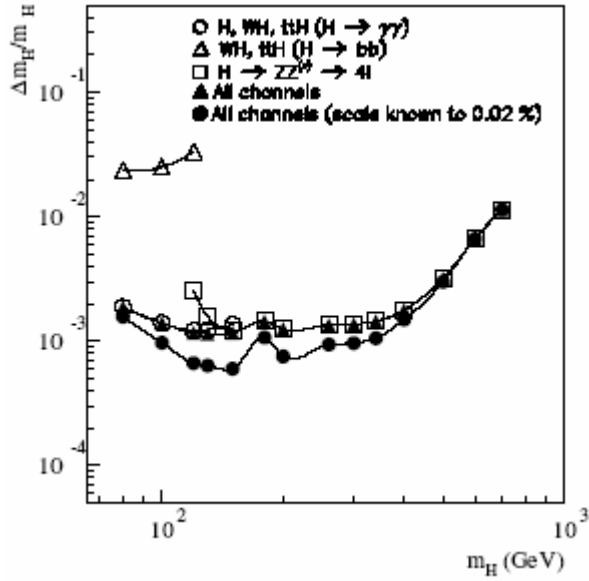


Figura 8. Espectro de energía faltante para el proceso $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll \nu \bar{\nu}$, donde se han separado las distintas contribuciones del fondo: Z +jets; ZZ ; pile-up. La señal la origina un bosón de 700 GeV de masa.



Figuras 9 y 10. A la izquierda errores relativos en la evaluación de la masa del Higgs, a distintas masas de éste y para distintos canales de desintegración. A la derecha lo mismo pero evaluando los errores relativos en las secciones eficaces del Higgs y las secciones eficaces por vía fusión WW .

Los modos de desintegración $H \rightarrow W W \rightarrow l \nu j j$; $H \rightarrow Z Z \rightarrow l l j j$ se pueden analizar si se reduce el enorme fondo debido a $W + jets$ así como $Z + jets$ mediante corte cinemático, con lo que el análisis queda restringido al estudio de los procesos $W W$ y $Z Z$, respectivamente. Es importante saber cómo reconstruir la desintegración de W a $jets$, para lo cual se están realizando simulaciones y generando algoritmos de reconstrucción de una cierta eficiencia y resolución. Pero con ello hecho aún queda el problema de reducir el elevado fondo de $W + jets$ y de $t \bar{t}$, para lo que se realizan cortes.

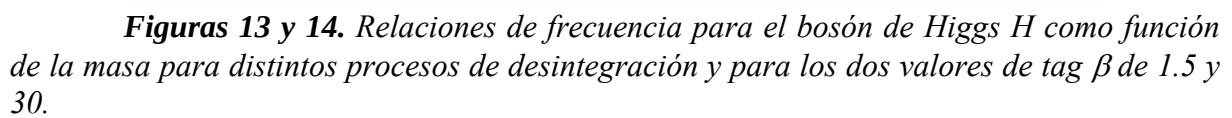
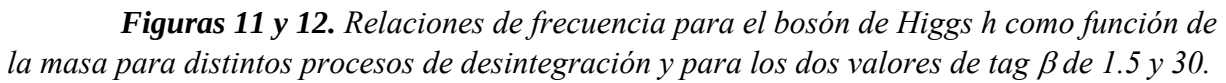
Errores en las medidas de la masa y sección eficaz del Higgs

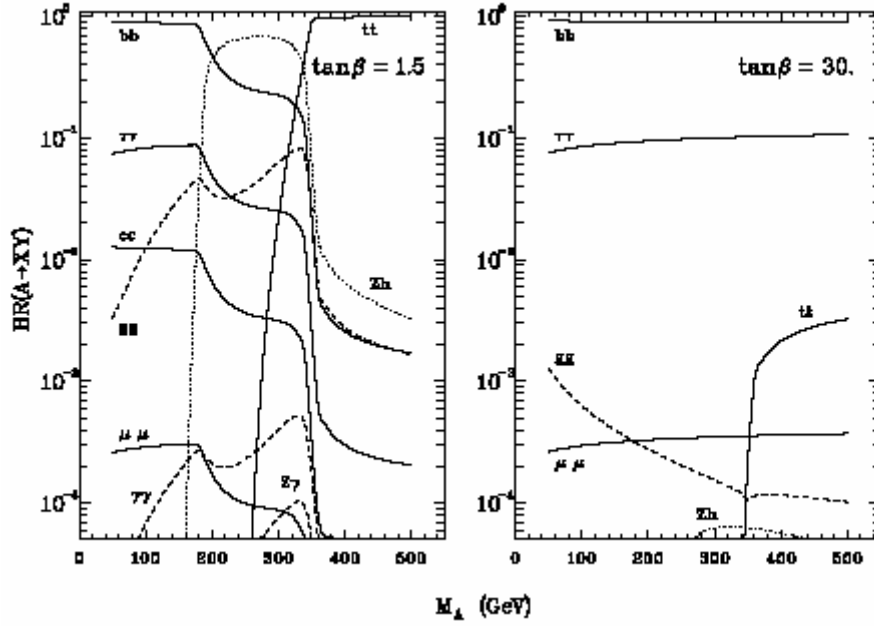
En la Figura 3 se proporcionaron los *branching ratio* para los procesos del bosón de Higgs en función de su masa. Aunque dependiendo del proceso concreto y de la masa, estas relaciones de frecuencia pueden variar notablemente, debe quedar claro que esas predicciones son muy precisas como función de la masa. De esta forma en la Figura 9 se puede apreciar el error relativo que se introduce en la masa en las medidas para los distintos canales de desintegración. Se observa que ese error relativo no supera el 0.1 % sobre todo el rango de masas. Los errores relativos sobre las secciones eficaces de la producción del Higgs en los distintos canales de desintegración se muestran en la Figura 10 [9]. Aquí se reconstruyen en particular los errores del canal de fusión $W W$.

5.2. El bosón de Higgs en el modelo estándar supersimétrico mínimo (MSSM)

En el *modelo estándar mínimo supersimétrico* (MSSM) aparecen tres bosones de Higgs neutros y dos cargados que son: h, H, A, H^+ y H^- . Esto quiere decir que mientras que en el *modelo estándar* basta con fijar un parámetro, la masa del Higgs, para determinar todas las propiedades, en el MSSM se necesitan cinco bosones de Higgs ya que se tiene que dar masa a los quarks de tipo *up* y de tipo *down*. En el MSSM se necesitan fijar dos parámetros, que se toman como la masa del bosón A (M_A) y la razón de los valores esperados del vacío (*tag* β) de los campos de Higgs que acoplan con los quarks de tipo *up* y de tipo *down*. En cuanto a las masas de estos bosones existen relaciones: las masas del h y H están dadas en función de la masa del A y de *tag* β , mientras los bosones cargados H^+ y H^- son más pesados que el A (según la relación $M_{H^\pm}^2 \approx M_A^2 + M_W^2$). El bosón H también es más pesado que el A . Por otro lado, aparecen nuevas partículas entre cuyas propiedades (como por ejemplo la masa) se establecen ciertas relaciones. A pesar de todo este conjunto de bosones de Higgs y nuevas partículas del MSSM, ninguna de ellas ha sido observada.

En este modelo MSSM se pueden también analizar las desintegraciones según se estudiaron previamente en el marco del *modelo estándar*, de hecho los acoplamientos por los que se desintegra el h son idénticos a los que se dan en el bosón de Higgs del SM, por lo que se puede estudiar el proceso $h \rightarrow \gamma \gamma$, que es uno de los canales más prometedores en la detección. Como peculiaridad de los bosones A y H se tiene que sus acoplamientos a quarks cargados $+1/3$ y leptones aumentan para grandes valores del parámetro *tag* β y ello con respecto al Higgs del SM de la misma masa. Otro aspecto interesante es que en la desintegración $A \rightarrow \gamma \gamma$, se presenta la ventaja de que no ocurren los procesos intermedios de $A \rightarrow Z Z$; $A \rightarrow W W$ por lo que el *branching ratio* es mayor para la señal a ciertos valores pequeños de la masa.





Figuras 15 y 16. Relaciones de frecuencia para el bosón de Higgs A como función de la masa para distintos procesos de desintegración y para los dos valores de $\tan\beta$ de 1.5 y 30.

En las figuras 11-16 se dan las relaciones de frecuencia para los bosones de Higgs h , H y A en distintos procesos de desintegración y con los dos valores del parámetro $\tan\beta$ de 1.5 y 30 [10]. Las desintegraciones más importantes para los bosones de Higgs del MSSM son las dadas por: $A \rightarrow \gamma\gamma$; $H/A \rightarrow \tau^+\tau^-$; $H/A \rightarrow \mu^+\mu^-$; $H \rightarrow hh$; $A \rightarrow Zh$; $A \rightarrow t\bar{t}$, que se analizarán someramente en lo que sigue.

Canal $H/A \rightarrow \tau\tau$

Las frecuencias de estos procesos son notablemente mayores, con respecto a las del SM, si $\tan\beta$ tiene un valor alto, lo que favorecería la observación. La signatura $\tau^+\tau^-$ puede ser buscada en estados finales de leptones + hadrones ó de $e + \mu$. Como siempre aparecen neutrinos la reconstrucción de la masa es difícil. Se tienen fondos irreducibles en la producción de Drell-Yan de parejas $\tau\tau$, así como de los procesos de $t\bar{t}$ y $b\bar{b}$ en $\tau\tau$. En la Figura 17 se puede apreciar la reconstrucción de un Higgs de masa 500 GeV, a partir de la masa invariante de una pareja $\tau\tau$.

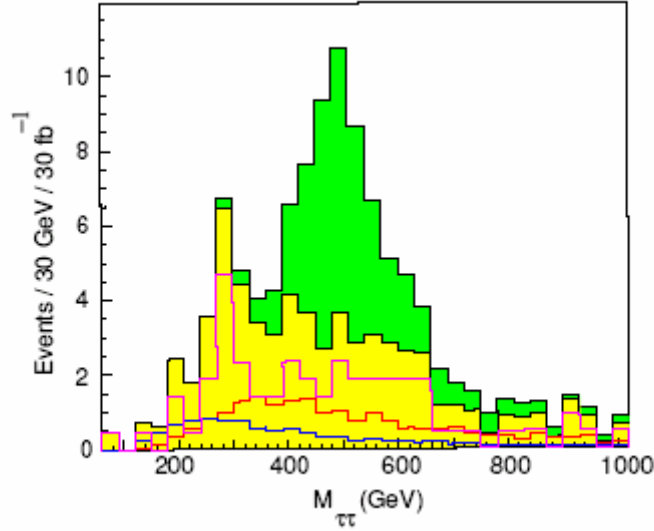


Figura 17. Reconstrucción de la masa invariante del par $\tau\tau$, mediante simulación en CMS, para una masa del bosón de Higgs H de 500 GeV y con tag $\beta = 25$. El pico central prominente es la desintegración $H \rightarrow \tau\tau$.

Canal $H/A \rightarrow \mu\mu$

La frecuencia de este proceso es más pequeña que la del proceso anterior en un factor de $(m_\mu/m_\tau)^2$. Una mejor resolución en este canal hace que este proceso pueda ser adecuado a grandes valores de tag β . Se genera un fondo irreducible por los pares $\mu^+\mu^-$ procedentes del proceso de Drell-Yan. Por otro lado un corte en el momento transversal de los pares de muones a menos de 100 GeV reduce el fondo de $t\bar{t}$.

Canal $A \rightarrow \gamma\gamma$

En la producción del A el principal proceso para tag $\beta \leq 4$ es la fusión de gluones según $gg \rightarrow A$, mientras que para grandes tag $\beta \geq 7$ domina la fusión de quarks b . Los fondos que resultan en este proceso son producción de fotones QCD, según los dos procesos $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$ y el $gg \rightarrow \gamma\gamma$, ambos irreducibles. Además están los fondos donde sólo aparece un fotón: $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$; $qg \rightarrow q\gamma$; y $gg \rightarrow g\gamma$, todos ellos igualmente irreducibles.

Canal $H \rightarrow hh$

Este canal es interesante por la posibilidad de observar el acoplamiento de dos tipos de bosón de Higgs. El estado de desintegración final dominante es el $b\bar{b}b\bar{b}$, sin embargo no se sabe si este canal podrá dar trigger. Por otro lado, los canales $b\bar{b}\tau^+\tau^-$ y el $\gamma\gamma b\bar{b}$ pueden dar trigger. En este último caso se les requirió a los procesos tener un par de fotones aislados con $|\eta| < 2.5$ y $p_T > 20$ GeV y dos jets a la misma pseudorapidez y con $p_T > 15$ (30) GeV (15 a baja luminosidad y 30 a alta luminosidad), de los cuales uno debe ser jet de partícula b . El

fondo dominante se origina por la producción de $\gamma\gamma$ asociada con *jets* de quarks ligeros y es unas 10 veces mayor que la señal $\gamma\gamma b\bar{b}$.

Canal $A/H \rightarrow t\bar{t}$

Para grandes masas de A y H sus desintegraciones son casi exclusivamente a $t\bar{t}$. El fondo de este canal se debe a la producción QCD de $t\bar{t}$, que está bien predicha por cálculos perturbativos de QCD. Aunque este fondo es elevado la señal puede ser extraída calibrándolo.

Canal $A \rightarrow Zh$

Es otro canal en el que la desintegración acopla dos tipos de bosones de Higgs. El proceso leptónico de la partícula Z puede ser usado de trigger.

Como resumen de todos estos canales de desintegración de búsqueda de los distintos tipos de bosones de Higgs que predice el modelo MSSM, se muestra la Figura 18, donde se proporcionan los contornos que presentan los distintos procesos de búsqueda de Higgs en CMS. La representación consiste en un diagrama que muestra la masa del bosón de Higgs en función del parámetro $\tan\beta$.

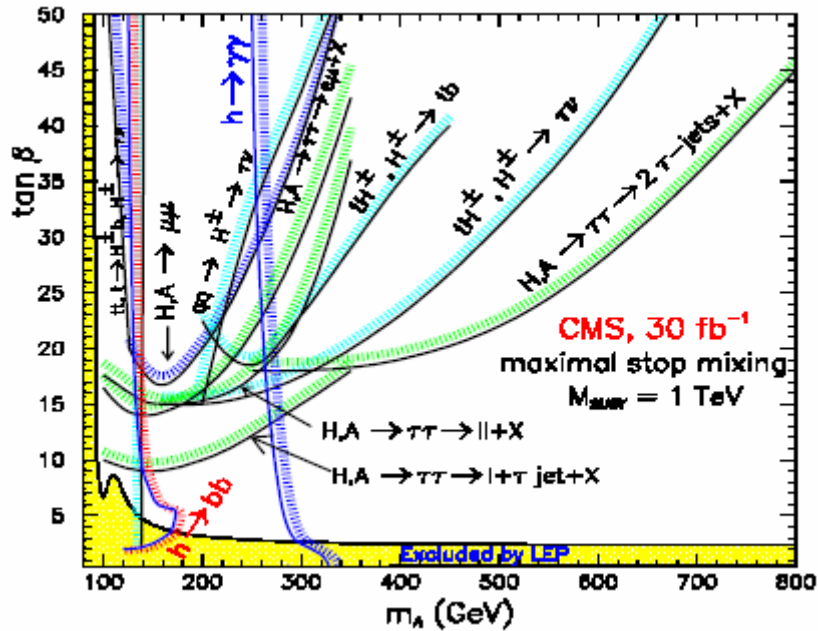


Figura 18. Representación de contornos en $m_A - \tan\beta$ que proporciona las zonas donde se dan los distintos procesos usados en la búsqueda de los bosones de Higgs del MSSM.

En general el proceso de búsqueda del Higgs, ya sea en el *modelo estándar* (SM) como en el *modelo estándar supersimétrico mínimo* (MSSM), se basan en el conocimiento de las desintegraciones del bosón de Higgs en otras partículas (y, ocasionalmente, algunas de estas en otras nuevas) y utilizar uno de esos estados finales para elegir un trigger que sirva de identificación del proceso primitivo. En este análisis se debe tener el cuidado de prever los fondos que pueden aparecer por desintegraciones mediante otros procesos diferentes y que, sin embargo, pueden dar lugar a un estado final o intermedio con las mismas partículas de trigger. Si las razones de producción de estos fondos son relevantes sólo se pueden evitar modelándolos y restándolos de la señal del proceso a estudiar. En una desintegración dada el proceso de elegir un trigger adecuado, conocer los fondos que intervienen y eliminarlos puede ser algo complejo.

6. Supersimetría (SUSY)

En el marco de los modelos de supersimetría también es relevante el mecanismo de rotura espontánea de la simetría. Por ello, si esta teoría explica la realidad física, las partículas supersimétricas aparecerán en el orden de energías de hasta un TeV. Así, como muchas nuevas partículas pueden aparecer simultáneamente en LHC, es necesario simular lo que podría observarse según las relaciones entre las masas y las *branching ratios* que se proponen utilizando para ello un modelo intermedio. El *modelo SUGRA* [11] considera que la gravedad es la responsable en la mediación de la rotura electrodébil supersimétrica y aporta candidatos naturales para la materia oscura fría. El *modelo GMSB* [12] considera que las interacciones gauge del *modelo estándar* son las responsables de esa mediación de la rotura. El *modelo AMSB* [13] supone que existe una mediación anómala en la rotura que está siempre presente y que es la dominante.

En el marco de *SUSY* dominarán principalmente los *gluinos* y *squarks*, con una sección eficaz de 10 pb para masas de 1 TeV. Debido a esta alta producción y a que los procesos *SUSY* son distinguibles, se pueden separar con facilidad de los fondos originados por procesos desde el *modelo estándar*. En *SUGRA* y otros modelos los productos de los procesos *SUSY* siempre contienen la partícula invisible $\tilde{\chi}_1^0$, por lo que ninguna masa puede ser reconstruida directamente, aunque existen otros métodos de reconstrucción de masas que se pueden aplicar en este caso. Es interesante notar que esta partícula $\tilde{\chi}_1^0$ es uno de los principales candidatos a materia oscura.

En ciertas elecciones de los parámetros del *MSSM* se puede dar que los bosones de Higgs pesados A y H se desintegren en los *supercompañeros*. Como ejemplo de este tipo de desintegraciones en *MSSM* se tienen $A/H \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_2^0$ donde, subsecuentemente, se da $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow l^+ l^- \tilde{\chi}_1^0$, por lo que la desintegración del Higgs original da lugar a cuatro leptones aislados. Este proceso ha sido estudiado; la masa invariante del sistema de 4 leptones se puede apreciar en la Figura 19.

Por otro lado se encuentran desintegraciones de *sparticles* que podrían o no ser reconstruidos dependiendo esto de la signatura que se pueda encontrar para ellos o de los fondos. Así, no es posible reconstruir las desintegraciones de $\tilde{\chi}_1^\pm$ por la misma razón que cuando existe energía faltante para el neutrino; sin embargo, es posible obtener información de la masa de los *charginos* $\tilde{\chi}_1^\pm$ estudiando distribuciones de sucesos con un leptón.

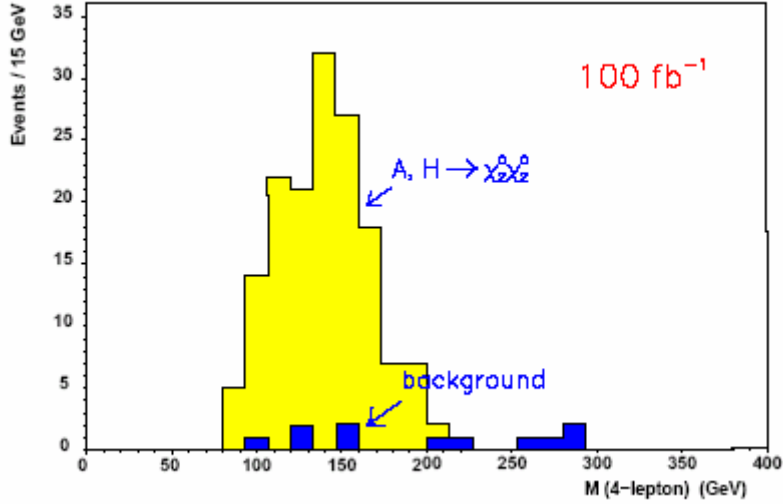


Figura 19. Distribución de masa invariante de los leptones $l^+ l^+ l^+ l^+$ que se originan de la desintegración $A/H \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_2^0$ en MSSM.

7. Dinámica fuerte en la rotura de la simetría espontánea electrodébil

Los modelos proponen que el mecanismo de rotura espontánea de la simetría es consistente con la existencia de uno ó más bosones de Higgs. No obstante, existe la posibilidad de que la simetría electrodébil se rompa por mecanismos de nueva dinámica fuerte que operarían en la escala del TeV.

Los acoplamientos de los bosones de gauge polarizados longitudinalmente entre ellos son fijados a bajas energías por la naturaleza de la rotura espontánea de la simetría y son independientes de los detalles del mecanismo de rotura. Los cálculos de las amplitudes de dispersión para esos acoplamientos no se corresponden con la realidad para masas del sistema $W W$ de unos 1.5 TeV. Por lo tanto, resolver este problema requiere nueva física. En el *modelo estándar* y en las versiones supersimétricas el problema queda resuelto mediante la introducción del bosón o bosones de Higgs. No obstante, si no existen esos bosones, debe introducirse nueva dinámica no perturbativa que explique la amplitudes de dispersión de los sistemas $W W$, $W Z$ y $Z Z$ en dispersiones a alta energía. Se han propuesto varios modelos [14] que contemplen esta posibilidad y todos tienen en común la predicción de un gran número de sucesos a esa escala de masas.

Uno de ellos es el modelo de *Technicolor* que propone una interacción de technicolor entre las partículas (este modelo ya se analizó someramente en secciones previas).

Otro modelo propuesto dentro del esquema de dinámica fuerte es el que considera que los quarks tienen subestructura (*compositeness*). Este modelo puede ser validado por las desviaciones de las secciones eficaces observadas en *jets* respecto a lo predicho por QCD. Esas desviaciones, además, están parametrizadas en el modelo Technicolor mediante un término de interacción que depende fuertemente de la escala de energía Λ . El análisis está limitado por las incertidumbres en el cálculo teórico, en el detector y en los datos experimentales. En la Figura 20 se aprecia la diferencia entre las predicciones del *modelo estándar* (SM) y del modelo de subestructura de quarks (*compositeness*).

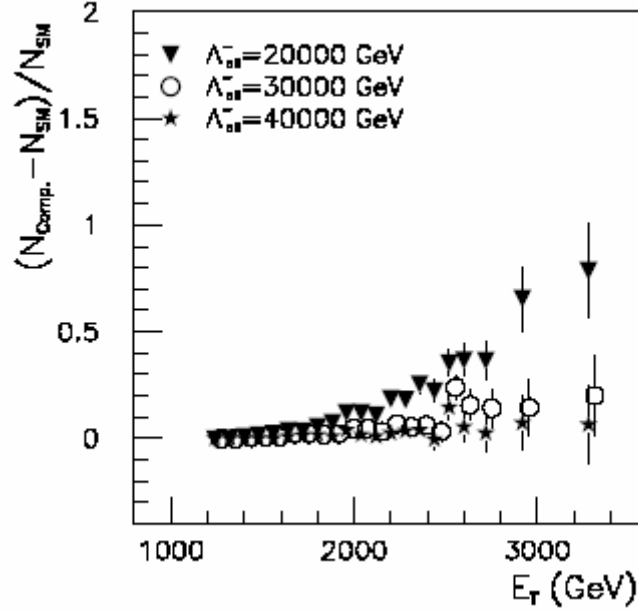


Figura 20. Errores relativos en las predicciones del modelo estándar (SM) y del modelo compositeness a distintos valores de la escala de energía Λ y sobre una distribución de energía E_T de jets [15].

8. Nuevos bosones gauge

Las teorías de supercuerdas predicen la existencia de grupos gauge $U(1)$ adicionales. De esta forma existe interés en la búsqueda de los correspondientes bosones adicionales W' y Z' . Así, se ha estudiado teóricamente el Z' a través de los estados finales e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ y $jet-jet$. El bosón W' ha sido estudiado en su desintegración de tipo $e \nu$.

9. Dimensiones extras

Hay ciertos modelos teóricos que proponen la existencia de dimensiones extras además de las $3 + 1$ espacio-temporales usuales. También esos modelos proponen que puede aparecer nueva física en la escala del TeV. La intención de estos modelos al añadir dimensiones extras es unificar la interacción de la gravedad con las otras interacciones existentes. Estas teorías tienen su reflejo en las teorías de cuerdas donde se proponen dimensiones extras pero con extensión finita (*dimensiones compactas*), de esta forma todas las interacciones están restringidas a las cuatro dimensiones usuales, mientras que la gravedad actúa no sólo en ellas sino además sobre las otras dimensiones extras, las cuales no han sido observadas ya que se considera que son compactas y más pequeñas que 1 mm [16]. En estos modelos aparecen una serie de estados consistentes en excitaciones de gravitones masivos, con propiedades parametrizadas en términos de dos parámetros: el número de dimensiones extras δ y la escala fundamental M_D . De hecho el tamaño de las dimensiones extras se puede expresar en función de esos dos parámetros. Las excitaciones de gravitón son producidas en la dispersión de quarks o gluones. Ya que esas excitaciones tienen acoplamientos por interacción gravitacional escapan de ser detectadas, dando lugar a estados finales con *jets*, fotones y energía transversa faltante. Los fondos aparecen por la producción de Z y W además de *jets*. En la Figura 21 se muestra la distribución de energía transversa faltante para la señal y el fondo.

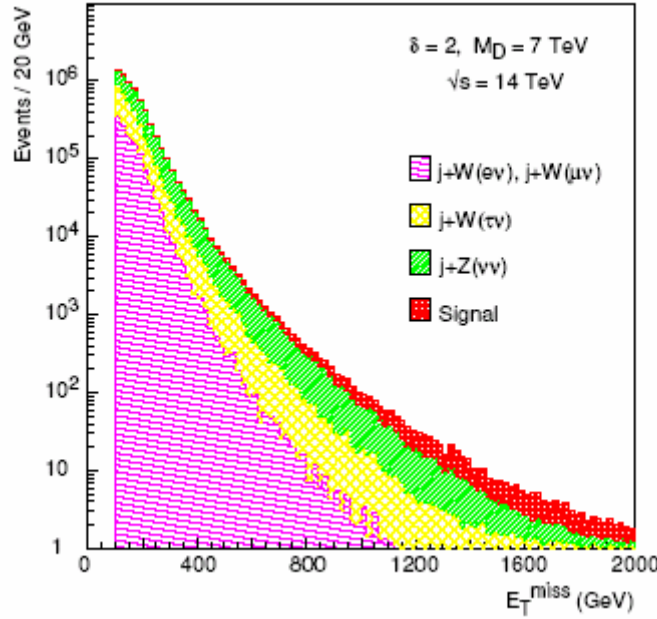


Figura 21. Distribución de la energía transversa faltante en señales de dimensiones extras y de fondo

10. Física adicional del *modelo estándar*

En el marco del *modelo estándar* existe una fenomenología física que se puede precisar bastante gracias a las altas luminosidades de los detectores del LHC. En concreto podrá estudiarse la física del quark t y la del quark b , analizando ciertas propiedades de estas partículas.

• Física del quark top

El LHC será una fábrica de quarks top, produciendo unos 10^7 parejas $t\bar{t}$ por año a una luminosidad de $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Esto equivale a 200000 sucesos del tipo $t\bar{t} \rightarrow (l\nu b)(jjb)$ y 20000 sucesos de $e\mu$. La masa del top puede ser reconstruida a partir de $t\bar{t} \rightarrow (l\nu b)(jjb)$ usando la masa invariante del sistema de tres *jets*. Los problemas aparecen en los fondos de electrones y *jets*, de $b\bar{b}$ y *jets*, así como de W y *jets*. También están como errores las incertidumbres teóricas (según el modelo empleado) y del detector.

• Física de mesones B

En el caso de los mesones B , lo que interesa desde el punto de vista físico son las desintegraciones. La violación de CP en procesos con mesones B neutros necesita de la suficiente estadística para hacer predicciones significativas desde el *modelo estándar*. Esta violación de CP es una de las condiciones necesarias para generar la asimetría entre materia y antimateria que existe en el Universo. Dentro del *modelo estándar* la violación CP entre B^0 y

el $\bar{B}^0$, desintegrándose en $J/\psi K_S^0$, se muestra como una pequeña diferencia en las frecuencias de desintegración, por lo que esos procesos constituyen una adecuada signature experimental para estudiar la violación de CP [17].

BIBLIOGRAFÍA

- [1] S. Glashow, *Nucl. Phys.* **22**, 579 (1961).
- [2] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1264 (1967).
- [3] A. Salam, *Elementary Particle Theory*, W. Svartholm, ed., Almquist and Wiksell, Stockholm (1968).
- [4] H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, R. Turlay, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 138 (1964).
- [5] D. E. Groom *et al.* [Particle Data Group Collaboration], *Eur. Phys. J. C* **15**, 1 (2000).
- [6] M. K. Gaillard, P. D. Grannis, F. J. Sciulli, *The Standard Model of Particle Physics*, Rev. Mod. Phys, **71**, S96 (1999).
- [7] P. Igo-Kemenes, report to the LEPC, November, 2000.
- [8] B. Osculati, *Higgs search at ATLAS: $H \rightarrow b\bar{b}$* , ATLAS Collaboration, Blois (France), 29 June 1999.
- [9] D. Zeppenfeld, R. Kinnunen, A. Nikitenko, E. Richter-Was, *Phys. Rev. D* **62**, 013009 (2000).
- [10] L. Bellucci, *MSSM Neutral Higgs Bosons searches at CMS in the $\mu+\mu-$ channel*, Ph. D. Thesis, Firenne (Italy), 2001.
- [11] L. Álvarez-Gaume, J. Polchinski, M. B. Wise, *Nucl. Phys. B* **B221**, 495 (1983).
- [12] M. Dine, W. Fischler, M. Srednicki, *Nucl. Phys. B* **B189**, 575 (1981).
- [13] L. Randall, R. Sundrum, *Nucl. Phys. B* **B557**, 79 (1999).
- [14] M. S. Chanowitz, M. K. Gaillard, *Nucl. Phys. B* **B261**, 379 (1985).
- [15] ATLAS Collaboration, *ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-14.
- [16] L. Randall, R. Sundrum, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4690 (1999).
- [17] J. G. Branson, D. Denegri, I. Hinchliffe, F. Gianotti, F. E. Paige, P. Sphicas, The ATLAS and CMS Collaboration, EPJdirect, CN1, 1-61 (2002).

CAPÍTULO 3: EL COLISIONADOR LHC Y EL EXPERIMENTO CMS

1. Introducción

La variedad de los constituyentes fundamentales de la materia ha aumentado notablemente desde que Ernest O. Lawrence desarrollara en el año 1930 el primer acelerador de partículas, denominado *Ciclotrón*. Este avance precursor condujo al desarrollo de diferentes sistemas de aceleración de mayor tamaño y complejidad que alcanzaban energías cada vez más elevadas y, consecuentemente, al descubrimiento de nuevas partículas. El aumento notable, en los años siguientes, del número de partículas detectadas, y la consiguiente necesidad de efectuar una clasificación en la gran variedad de propiedades que éstas mostraban, hizo que se desarrollara el *Modelo Estándar*. Con ello, y aunque este modelo no ha sido capaz de explicar hasta el presente ciertas cuestiones como la razón de la gran variedad de masas de las distintas partículas observadas, sí se ha mostrado capaz de clasificarlas mediante un conjunto de constituyentes básicos, conocidos como partículas elementales, a partir de los cuales se construyen el resto de partículas. En el anterior capítulo se hizo el análisis de las potencialidades predictivas del *Modelo Estándar*, y de otros modelos más sofisticados que pretenden mejorarlo.

Paralelamente al desarrollo progresivo de los aceleradores, se fueron mejorando los sistemas de detección. Desde 1955 hasta la década de 1970 se utilizó la cámara de burbujas como detector de partículas. Este dispositivo consiste en una cámara que contiene un líquido calentado por encima de su punto de ebullición. Cuando se alcanza ese punto el líquido es repentinamente expandido, esto hace que hierva y se formen burbujas en torno a las trayectorias de las partículas cargadas que lo atraviesan, debido al efecto de ionización sobre los átomos del líquido detector. Con el conjunto de trazas que generan las partículas cargadas que pasan por el detector en un instante dado, se graba la imagen (una fotografía). Actualmente, los sistemas de detección que se fabrican son electrónicos, con lo que se garantiza una detección rápida y precisa. Además, están constituidos por diversas partes, o subdetectores, cada una de las cuales se dedica, de forma específica, a la detección de una clase concreta de partículas o a una propiedad específica de éstas (energía, trayectoria, etc). Por otro lado, el aumento en la luminosidad de los experimentos ha llevado a la fabricación de detectores con una mayor resolución, tanto temporal como espacial, a la hora de identificar con eficacia las trazas de las distintas partículas; por consiguiente, los sistemas electrónicos que se utilizan en los procesos de adquisición y tratamiento de la señal deben ser cada vez más rápidos y eficaces, necesitándose identificar y decidir sucesos con mucha mayor velocidad y precisión (alta capacidad de *trigger*).

Todos estos avances científicos y tecnológicos son los que han permitido que en los modernos colisionadores, como LEP en el CERN (Ginebra, Suiza) y el Tevatrón en Fermilab (Chicago, EEUU) se haya comprobado, por el momento, la validez del Modelo Estándar. En el CERN (European Organization for Nuclear Research) es donde, con previsión para el año 2007, se va a poner en funcionamiento el colisionador LHC, el cual contará con cuatro experimentos en los que se detectará la física relevante que aparece hasta una energía del orden del TeV.

2. El colisionador LHC

2.1. Estructura general

El LHC está formado por un conjunto de dos anillos sincrotrón que se instalarán en los 26.6 km de circunferencia del tunel que anteriormente fue utilizado por el colisionador electrón-positrón LEP. Además, se aprovechará el complejo de aceleradores ya existente para conseguir llegar, de forma progresiva, a las altas energías de protones de 450 GeV, alcanzadas en el SPS, y que se requieren antes de que éstos sean inyectados en los dos anillos de LHC con sentido de giro inverso (Figura 1).

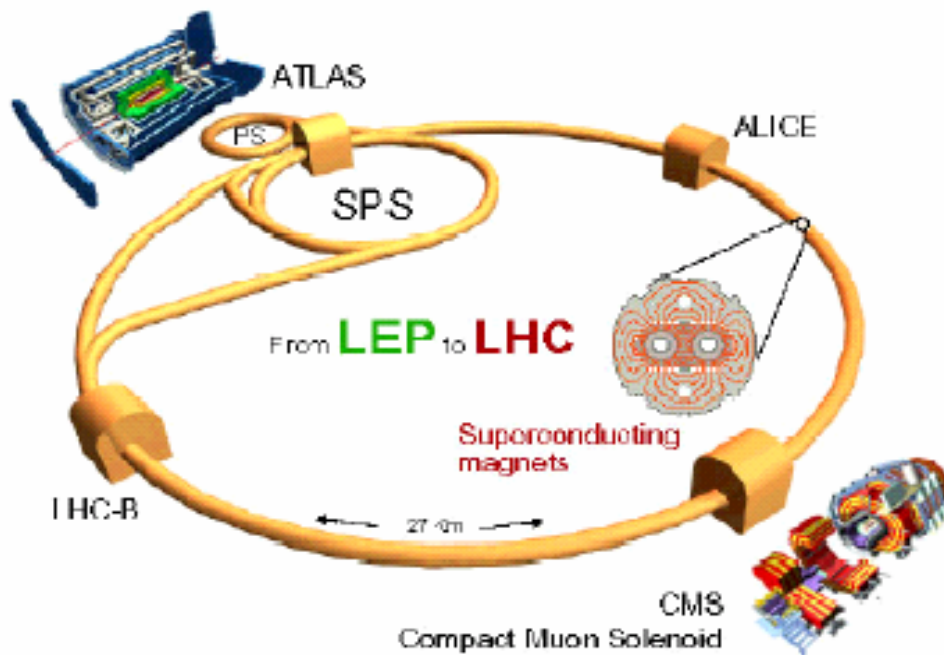


Figura 1. Complejo de preaceleración en torno a los dos anillos de LHC (en esta figura no se aprecian esos dos anillos) que permitirán que los haces alcancen las energías adecuadas.

El proceso de aceleración de los protones en esos dos anillos sincrotrón de LHC se efectuará mediante técnicas de radiofrecuencia (RF) y la conducción y focalización de los paquetes de partículas mediante dipolos y cuadrupolos de imán superconductor (en total 8000 unidades), con campos dipolares que alcanzarán los 8.33 T. Para el funcionamiento de estos imanes se precisa un sistema criogénico que haga descender y mantenga la temperatura en los 2 K. Los haces, una vez que se han inyectado en los dos anillos de LHC, se hacen girar en sentido inverso, uno respecto de otro, efectuando las revoluciones necesarias hasta alcanzar los 7 TeV, y con cuya energía ya son dirigidos a los distintos puntos de colisión donde se localizan los experimentos.

2.2. Parámetros físicos de colisión

El colisionador LHC permitirá acelerar haces de partículas hasta energías de centro de masas $\sqrt{s}$ del orden del TeV (hasta 7 TeV por haz en colisión p-p) para los dos haces de partículas colisionantes, y logrará unas luminosidades máximas sin precedentes de hasta $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. De hecho, los dos parámetros físicos relevantes que caracterizan la física de un colisionador son su *energía centro de masas* y su *luminosidad* máximas.

La energía centro de masas es la energía total de las partículas colisionantes en el sistema centro de masas de la colisión, y por lo tanto depende de la energía total a la que se hagan colisionar esas partículas, además es una magnitud que siempre queda referida a una partícula concreta. Así, la energía de centro de masas de 7 TeV por haz en colisión protón-protón se reduce si consideramos las colisiones entre los quarks que componen a esos protones. En el mismo sentido para colisiones entre haces de plomo (experimento ALICE), los 7 TeV en colisión p-p quedan como los 1150 TeV en colisión Pb-Pb debido al conjunto de nucleones que componen el plomo. Es decir, se está *escindiendo* o *agregando* la energía que se da a cada nucleón.

A la relación entre la frecuencia de interacción en los haces (f) y la sección eficaz transversal total (σ) se la llama luminosidad y queda definida con la expresión

$$L = \frac{1}{4\pi} \frac{N_1 N_2 f}{\sigma_x \sigma_y} \quad (1)$$

donde se está considerando que ambos haces son colineales y que tienen idéntico tamaño y forma de haz en el punto de interacción. La colisión se realiza mediante dos haces que están constituidos por paquetes (*bunches*) de partículas. Así, N_1 y N_2 son la cantidad de partículas por paquete en cada uno de los dos haces colisionantes. Como esos paquetes están distribuidos uniformemente a la largo de cada haz (*tren de paquetes*) se tiene que en la colisión de los haces esos paquetes interactúan con una cierta frecuencia f . Además, los paquetes tienen su propia distribución espacial de partículas que, si se considera que la colisión se produce según el eje z , interesa conocer tanto para el eje x como para el eje y , es decir, en el plano perpendicular a la colisión de los haces. Esa distribución viene caracterizada por su RMS según cada eje, notadas como σ_x y σ_y . Es interesante indicar que, en general, se considera que la distribución de los paquetes de partículas es una gaussiana en tres dimensiones. La luminosidad es un parámetro físico muy relevante para caracterizar a un colisionador, de hecho, existen una serie de estudios que la analizan desde un punto de vista teórico [1, 2].

Para lograr las altas luminosidades esperadas, de hasta $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ en colisión p-p, se rellenará cada uno de los dos anillos, empleando para ello un tiempo total de relleno por anillo de 4.3 min, con un total de 2835 paquetes de 10^{11} protones por paquete, lo que originará una corriente de haz DC de 0.54 A. Los paquetes consecutivos de protones que constituyen el haz estarán separados entre sí por un tiempo de 25 ns, que se corresponde con 7.48 m. La frecuencia de interacción a esas luminosidades pico será de 10^9 Hz .

Las energías implicadas en LHC son tres veces menores que lo que se estipuló en SSC; no obstante, su límite de luminosidad es diez veces mayor. Además, el LHC tiene, en su conjunto, una potencialidad 10 veces mayor que el Tevatrón de Fermilab. Con ello se permite detectar sucesos de muy poca probabilidad de ocurrencia (sucesos raros). Esto quiere decir que los sistemas de detección que componen los distintos experimentos tienen que ser altamente precisos y con tiempos de respuesta rápidos ($< 25 \text{ ns}$ de tiempo de separación entre

paquetes del haz para reducir efectos de *pile-up*, o apilado de sucesos independientes) para poder detectar el mayor número de sucesos posibles. En la Tabla 1 se hace un resumen de los parámetros que caracterizan al colisionador LHC.

Parámetro	Valor nominal
Energía centro de masas por haz	7 TeV
Luminosidad máxima p-p	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Energía de inyección en LHC	450 GeV
Corriente DC	0.56 A
Tiempo de relleno por anillo LHC	4.3 min
Número de paquetes por anillo	2835
Número de protones por paquete	10^{11}
Separación entre paquetes	25 ns (7.48 m)
frecuencia de interacción	10^9 Hz
Potencia perdida por haz	3.7 kW
Campo magnético dipolar	8.33 T
Temperatura de imán	$\leq 2 \text{ K}$
Vida media de la luminosidad	10 h

Tabla 1. Resumen de los parámetros característicos del colisionador LHC.

2.3.Efectos físicos en el proceso de colisión de haces en LHC

Debido a la importancia que el proceso de colisión de haces tiene a la hora de lograr una máxima luminosidad y mantenerla durante el mayor tiempo posible (que se conoce como tiempo de vida de la luminosidad), así como para evitar el calentamiento del sistema de imanes superconductores, se hace necesario un estudio de los efectos que pueden aparecer en ese proceso de colisión entre haces [3].

El efecto haz-haz limita la densidad máxima de los paquetes en los haces, ya que cuando dos haces se cruzan, de cada haz sólo una reducida fracción de las partículas colisionantes dan lugar al suceso buscado, mientras que el resto es deflectado por el campo electromagnético del haz opuesto. Este efecto puede ocasionar pérdidas acumulativas considerables de partículas en las sucesivas vueltas de anillo de los haces antes de cada colisión. Esto limita la vida media de los haces, por lo que en LHC se necesita estar próximo a este límite de densidad si se quiere lograr la luminosidad máxima.

Las inestabilidades colectivas que se pueden originar en cada haz son capaces de destruir a éste. Estos procesos se originan cuando los haces de protones se mueven a velocidades próximas a la de la luz, de forma que cada uno de los 2835 paquetes deja tras sí una onda electromagnética de tipo estela. Esas ondas perturban a los sucesivos paquetes que quedan tras ellas, de forma que una ligera inestabilidad en un paquete, ya sea en posición como en energía, es transmitida a los paquetes que tiene detrás, y si en el conjunto de ondas generado se dan las condiciones de fase adecuadas el efecto se puede amplificar de una forma

colectiva sobre una cierta cantidad de paquetes y la inestabilidad resultante sobre el haz puede conducir a su pérdida. Estas inestabilidades son perjudiciales para LHC pues las altas luminosidades exigen haces con paquetes de muchas partículas (altas corrientes), y es esto precisamente lo que las favorece. Estos efectos se reducen controlando el entorno electromagnético del haz y mediante sistemas de realimentación.

El comportamiento de las partículas en sus sucesivos giros por los anillos, de $4 \cdot 10^8$ revoluciones durante las 10 horas de vida media de la luminosidad, debe de permanecer no caótico para no degradar la luminosidad por dilución de los haces. El comportamiento caótico puede aparecer tanto por interacción entre los haces como por la aparición de componentes no lineales en el proceso de conducción y focalización de éstos por los campos magnéticos. Aunque el comportamiento caótico sea sólo leve, el número de revoluciones dado es demasiado alto, por lo que puede ser notable la cantidad de partículas que se pierdan en el haz. Este efecto de comportamiento caótico para campos no lineales es difícil de predecir con suficiente precisión.

La pérdida de partículas del haz puede llevar a un apagado de los imanes. Cuando las partículas se difunden a la pared del conducto por el que circula el haz, la energía de esas partículas es convertida en calor sobre el material próximo. Esto puede llevar a que los imanes se apaguen, pues necesitan para operar una temperatura muy bajas. Para evitar esto, las partículas perdidas deben ser colimadas, antes de alcanzar la pared, y posteriormente confinadas mediante apantallamiento en zonas alejadas de los imanes superconductores.

En LHC la radiación sincrotrón no afecta a la energía del haz, debido a la gran masa de los protones (aunque a energías mayores de 100 TeV este efecto sí puede ser significativo). No obstante, en el LHC se emite por este efecto una potencia de 3.7 kW que, sin alterar al haz, puede afectar a la refrigeración de los imanes.

Como resumen de este análisis decir que los efectos de interacción entre los dos haces colisionantes son los más relevantes en las limitaciones que sufren los mismos. De hecho, existen estudios donde se comprueba que las inestabilidades que surgen de las no-linealidades en la interacción haz-haz pueden quedar atenuadas por medio del amortiguamiento de Landau (según queda definido en la teoría perturbativa de Vlasov). Los modos haz-haz coherentes que surgen de esas no linealidades son atenuados por el amortiguamiento de Landau como se ha observado mediante simulaciones y estudios cuantitativos [4, 5].

2.4. Experimentos asociados de LHC

El LHC estará provisto de cuatro puntos de colisión, como se aprecia en la Figura 2. En cada uno de ellos se localizará un detector con unos propósitos de investigación concretos, en función de los cuales se diseña. Los experimentos que se están desarrollando son:

1. **LHCb** (*Large Hadron Collider beauty experiment*) que se dedicará a estudiar las propiedades de los mesones y bariones *b*, analizando la violación de CP para esas partículas.
2. **ALICE** (*A Large Ion Collider Experiment*) que estudiará colisiones de iones pesados de plomo a energías de $\sqrt{s}=1150$ TeV en el centro de masas y con una luminosidades del orden de $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Como resultado de esas colisiones altamente energéticas, la cromodinámica cuántica postula que se forma un plasma de quarks y gluones, para el que la interacción entre las partículas se realiza a través de la fuerza fuerte.

3. **ATLAS** (A Toroidal LHC ApparatuS) y **CMS** (Compact Muon Solenoid) son detectores de propósito más general que los anteriores que detectarán la física (tanto las nuevas partículas como las interacciones implicadas) que se genera por colisiones de haces protón-protón con energías en sistema centro de masas de $\sqrt{s}=14$ TeV (de 7 TeV por haz) y a luminosidades del orden de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ con un tiempo de vida de esta luminosidad de 10 horas. El objetivo central es comprobar si existe el bosón de Higgs según lo predice el *modelo estándar*, y/o la variedad de bosones de Higgs que predice el *Modelo SuperSimétrico Mínimo (MSSM)*. Además, se pretende determinar si se cumplen algunas de las predicciones que proponen los modelos supersimétricos (*SUSY*), así como la posible existencia de dimensiones extras, todo ello dentro del intervalo de energías que cubre el experimento, de hasta unos pocos TeV por quark.

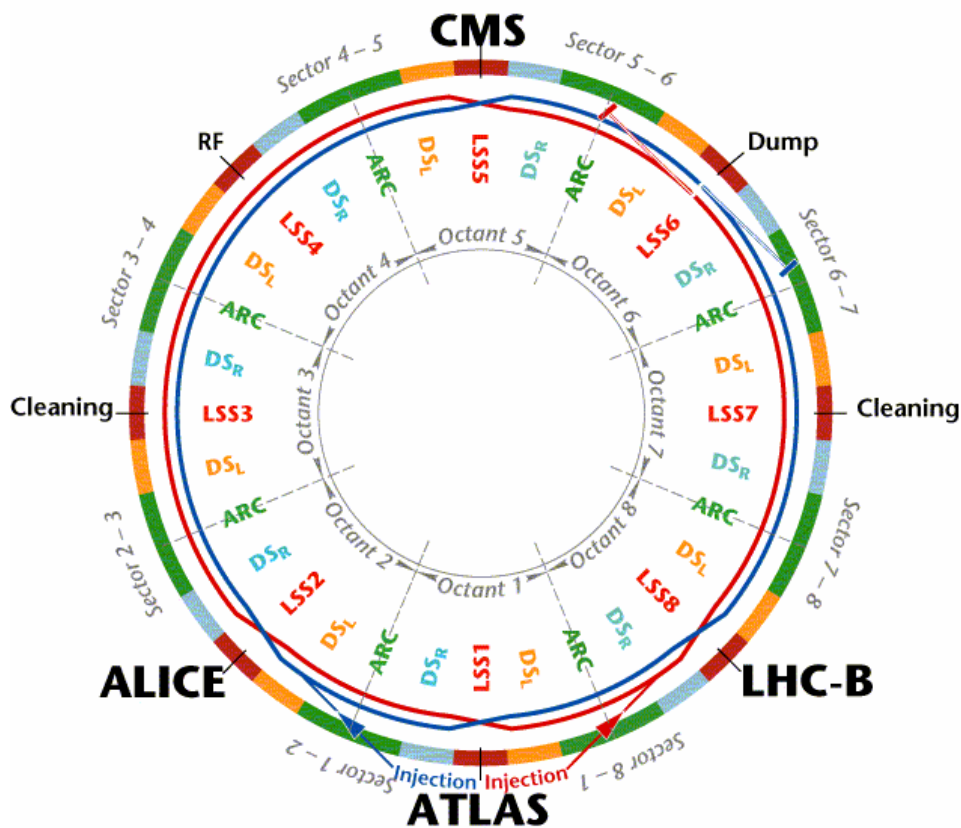


Figura 2. Disposición de los distintos experimentos en puntos de colisión de los dos anillos del LHC.

3. El experimento CMS

3.1. Introducción

El sistema CMS (Compact Muon Solenoid) es un detector compacto de muones con forma cilíndrica de 14.6 m de diámetro, 21.6 m de largo (excluyendo los calorímetros a pequeño ángulo) y un peso de 14500 toneladas. A lo largo del eje central del cilindro se

extiende un tubo que es por donde se desplazan los haces de partículas, y que se construye lo más delgado posible para reducir la difusión del conjunto de partículas procedentes de la interacción. La necesidad de un diseño compacto lleva a elegir un campo magnético alto, que sólo puede ser generado mediante un solenoide. Las dimensiones de este solenoide superconductor son de 14 m de largo y 3 m de radio generando un campo de 4 T en dirección paralela a los haces de colisión, y que es suficiente para obtener una buena resolución en momento para valores de hasta 1 TeV. El flujo magnético creado por el imán se conduce por un hierro de retorno que, a su vez, sirve de soporte al sistema de cámaras de muones. El sistema CMS es capaz de detectar y fijar los parámetros físicos de muones, electrones, fotones y *jets*. Las partes funcionales principales de CMS se diseñan teniendo en cuenta unos ciertos requisitos instrumentales [6] y constan de:

1. Un sistema de detección de muones mediante el campo magnético y cámaras de deriva.
2. Una calorimetría (electromagnética y hadrónica) precisa.
3. Un *tracker*, o detector central de trazas, de alta calidad.
4. Un potente sistema de *trigger*.

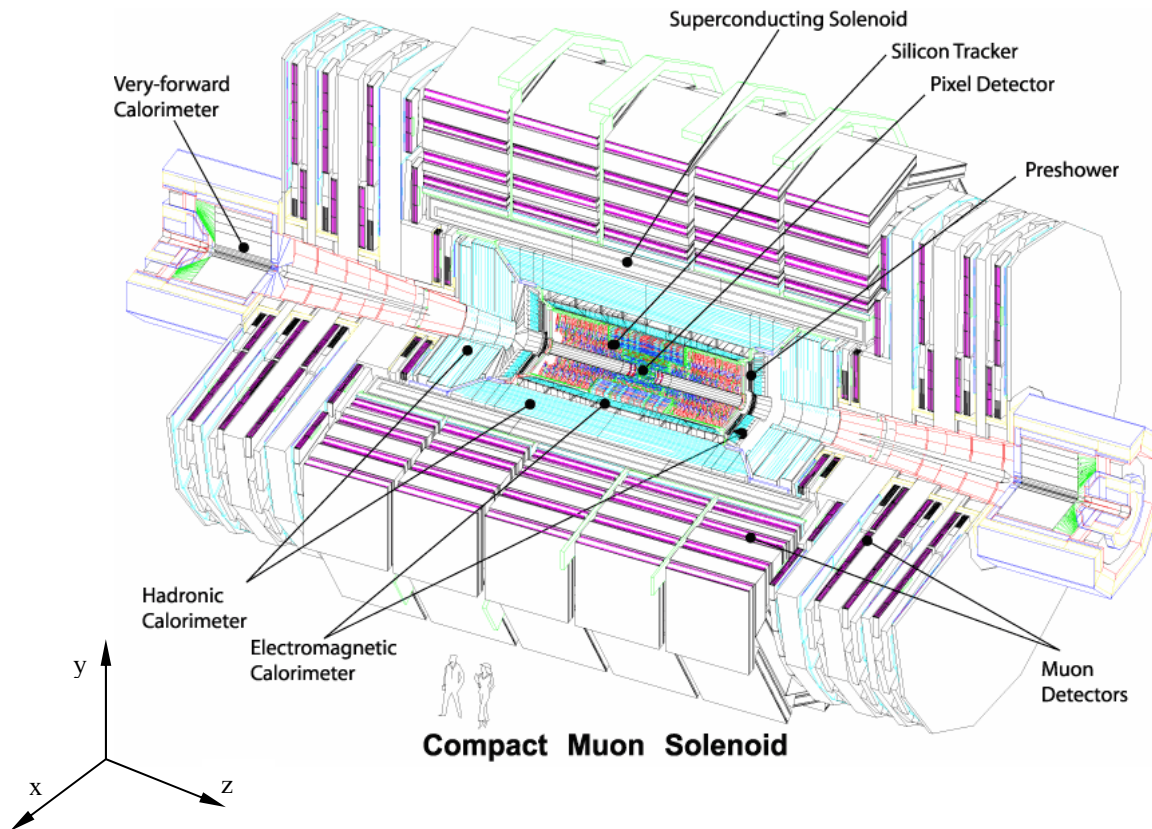


Figura 3. Esquema de CMS mostrando los distintos subdetectores así como el solenoide magnético. El ángulo polar θ se define con respecto a z, mientras que el azimutal ϕ se define sobre el plano yx. El origen del sistema de referencia está en el centro del cilindro.

El detector CMS está constituido por distintos subsistemas de detección que miden propiedades de partículas (cada subdetector está preparado para estudiar ciertas propiedades y de ciertas partículas) que se agrupan en torno a un solenoide magnético superconductor como se aprecia en la Figura 3. CMS tiene forma de un cilindro por cuyo eje de simetría (eje z) se mueven los dos haces de partículas, dirigidos uno contra otro, y efectuando la colisión en el centro del cilindro (mitad del eje). Alrededor de ese eje se localiza un tubo de vacío de ± 21.2 m que será lo bastante delgado como para reducir la difusión de las partículas resultantes en las interacciones y que generará por interacción un fondo de neutrones de baja energía. El sistema de coordenadas queda definido en la Figura 3 y se ha elegido para poder reconstruir las medidas con precisión y con bajo número de cálculos por traza. Si se va desde dentro hacia afuera del cilindro, de forma radial y con respecto a este eje, más allá del conducto que contiene el haz se localiza el *tracker* o detector central de trazas que medirá las trazas de las partículas cargadas. Si esas partículas poseen el momento necesario, alcanzan los calorímetros. Los electrones y fotones se detectarán en el calorímetro electromagnético, mientras que las partículas cargadas hadrónicas lo serán con el calorímetro hadrónico. Tras estos sistemas de detección se encuentra el solenoide magnético. Más allá, ya se tienen los sistemas de cámaras de muones dispuestos en capas y soportados por el hierro de retorno del campo magnético, y que tienen por misión detectar muones. Los sistemas de cámaras de muones se disponen en esta zona tanto cubriendo la parte externa del cilindro de forma paralela a los haces (zona del *barrel*) como de forma perpendicular a estos y sirviendo como de tapas del cilindro (zona de los *endcaps*). Entre las propiedades generales de estos subsistemas de detección se encuentran la rapidez, precisión y la alta segmentación.

Cada subsistema está construido por un cierto sustrato o material detector, exige una cierta precisión en momento o en energía y está localizado en un rango concreto de pseudorapidez [7]. El sistema del *tracker* está fundamentado en píxeles y detectores micropista ambos de silicio; en él se exige una precisión para el momento transversal¹ p_T en la signatura² de las partículas cargadas de $\Delta p_T / p_T = 5\%$ para $p_T = 1$ TeV y de $\Delta p_T / p_T = 1\%$ a $p_T = 100$ GeV y cubre un rango de pseudorapidez de $|\eta| < 2.4$. El calorímetro electromagnético de precisión utiliza cristales centelleadores de wolframato de plomo (PbWO_4), cubriendo la pseudorapidez³ $|\eta| < 3$ (mientras que el trigger⁴ cubre $|\eta| < 2.6$), y con una resolución en energía (ver Apéndice A) a baja luminosidad de $\Delta E/E = 3\%/\sqrt{E} \oplus 0.5\%$. El calorímetro hadrónico utiliza teselas de cobre y plástico centelleador y su resolución para *jets* es de $\Delta E/E = 110\%/\sqrt{E} \oplus 5\%$; además, cubre una pseudorapidez de $|\eta| < 3$. El calorímetro frontal (*forward*) cubre la región $3 < |\eta| < 5$ (extiende el rango de pseudorapidez de los otros dos calorímetros); utiliza fibras de cuarzo insertadas en hierro; su resolución es $\Delta E/E = 180\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$. Los estratos, o *layers*, de cámaras de muones miden los

¹ El *momento transversal* de una partícula que se mueve en el detector CMS es la componente de su momento perpendicular al campo magnético. Esta es la componente más importante para poder reconstruir la traza de la partícula, pues en esa dirección la fuerza que el campo magnético ejerce sobre la partícula es máxima, requiriéndose mayor precisión en la determinación de la traza de ésta.

² La *signatura* de un suceso son las condiciones de interés o partículas (trazas) que caracterizan a ese suceso, y dependen de que propiedad o propiedades se pretendan obtener de él. Por ejemplo, los muones son *signaturas* del bosón de Higgs, para aquellos canales en que éste se desintegra en aquéllos.

³ La *pseudorapidez* η es una forma de expresar geoméricamente el ángulo polar θ del detector CMS definido desde el eje z (Figura 3), y sobre el eje z se tiene $\theta = 0$. Queda definida como $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$. Como ejemplos ilustrativos se tienen: $\theta = 90 \leftrightarrow \eta = 0$; $\theta = 45 \leftrightarrow \eta = 0.88$; $\theta = 15 \leftrightarrow \eta = 2.03$; $\theta = 2.1 \leftrightarrow \eta = 4$.

⁴ El *trigger* es un conjunto de dispositivos, compuesto tanto de partes electrónicas como computacionales, que originan una señal rápida si ha ocurrido un suceso de interés.

momentos de los muones mediante tubos de deriva (DT), CSC's (*cathode strip chambers*) y RPC's (*resistive plate chambers*). Para medir el momento de los muones se utiliza tanto el sistema de cámaras de muones como el *tracker* central. El trigger de muones está localizado sobre $|\eta| < 2.1$. Todas las resoluciones en energía indicadas están expresadas en GeV, y los valores de los coeficientes se obtienen ajustando los datos experimentales a un modelo para la resolución (A.1). En lo que sigue se analizarán con detalle cada uno de los subsistemas de CMS, así como las distintas partes de que están constituidos (detectores, soportes, sistemas ópticos, etc) detallando la función que tienen dentro del conjunto del experimento.

3.2. El detector central de trazas (*tracker*)

El *tracker* de CMS [8] está diseñado para reconstruir trazas de muones con alto momento transverso, electrones aislados y hadrones cargados, todo ello con una muy alta resolución de momento y una eficiencia mejor que el 98 % en el rango de $|\eta| < 2.5$. Además, es también capaz de detectar trazas de vértices independientes, los cuales resultan de las desintegraciones de los quarks *b*. Para conseguir en el *tracker* una buena resolución, granularidad, tiempos de respuesta rápidos y robustez se requiere diferenciar una zona de alta ocupancia⁵ de partículas, donde van dispuestos los detectores de píxeles de silicio, y otra de baja ocupancia, donde van los detectores micropista de silicio (Figura 4). Esta diferencia se fundamenta en que la ocupancia más alta se da a bajos radios respecto del eje de colisión pues el alto campo magnético de 4 T, a que se halla sometido el *tracker*, fuerza a las partículas, cuyo momento transverso suele ser pequeño, a seguir trayectorias circulares de radios pequeños que confinan sus movimientos a la zona próxima al eje. Esto se puede comprobar con facilidad observando la relación entre el momento transverso de la partícula, su radio y el campo magnético, dada por

$$p_T = 0.3 B R \quad (2)$$

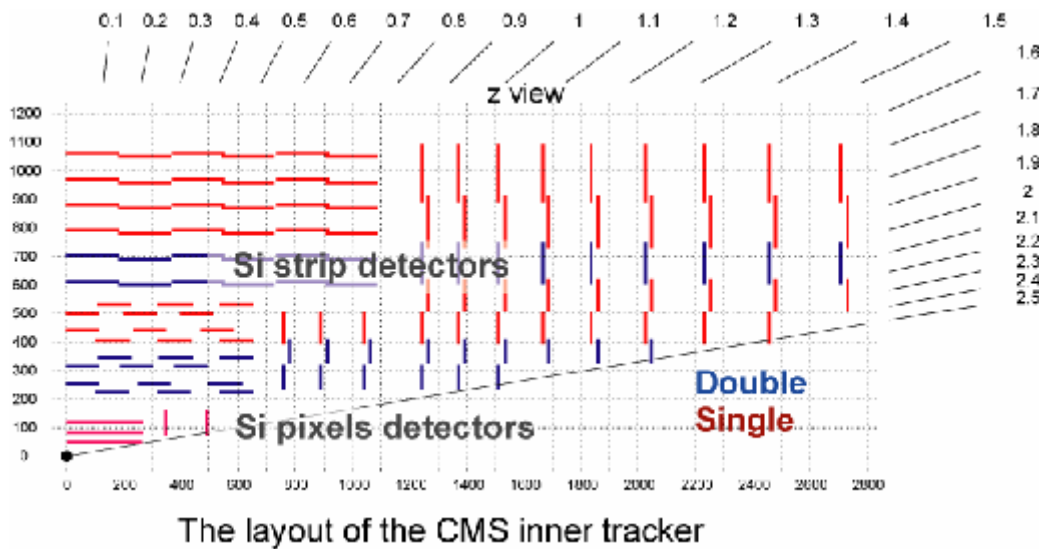


Figura 4. Esquema de $1/4$ del tracker de CMS mostrando las dos unidades de detección de que va dotado: detector de píxeles de silicio y detector de micropistas de silicio.

⁵ La ocupancia está definida como el número promedio de strips/píxeles que contienen sucesos, dividido por el número total de strips/píxeles. De esta forma es una medida relacionada con los módulos de detección del Tracker.

donde el momento transverso está dado en GeV/c, el campo B en Teslas y el radio R en metros. Cuando p_T es alto y se está en la región de baja pseudorapidez $|\eta| \leq 1.6$, la resolución en el momento transverso es de

$$\Delta p_T / p_T \cong (15 p_T \oplus 0.5)\% \quad (3)$$

con p_T en TeV.

Cuando la pseudorapidez es mayor, la resolución aumenta (se pierde precisión). En cualquier caso, el alto campo magnético empleado es lo que permite resolver bien el momento de las partículas sobre un mayor rango de pseudorapidez.

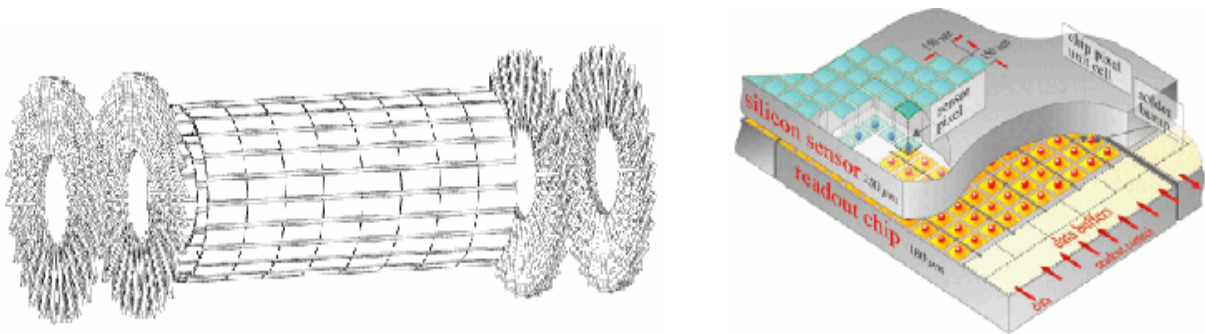
Los detectores del *tracker* están todos fabricados a base de silicio conectados a chips APV, los cuales controlan y amplifican los canales electrónicos de salida de la señal, que espera la información del trigger. Se ha comprobado que estos detectores son capaces de soportar las altas condiciones de irradiación que existirán en el *tracker*. Como resumen indicar que las propiedades básicas en torno a las cuales se diseña el *tracker* son [9]:

- Resistencia a altas dosis de radiación.
- Respuesta de detección rápida ($\leq 25\text{ns}$) para evitar los efectos de *pile-up*.
- Compatibilizar con los requerimientos del trigger.

Detector de píxeles de silicio

Están localizados en la zona más interna del *tracker*, que es donde se esperan más sucesos como ya se indicó. Por ello, se le exige una muy alta resolución en la reconstrucción de trazas. En la Figura 5 se da un detalle de este detector, que está constituido por dos *barrel* (o capas cilíndricas concéntricas) y un par de *endcaps* (o discos horadados) a cada lado del cilindro. La línea de los haces de partículas van por el eje del cilindro, de forma que las dos capas del *barrel* quedan a una distancia radial del eje de 7 y 11 cm, respectivamente, con una longitud activa de 52 cm. Los discos se colocan a las distancias axiales $|z| = 33.7$ y 46.5 cm.

Las capas concéntricas están compuestas por un sistema de detectores modulares. Esos módulos son estructuras de dos capas (Figura 6). Una de ellas está recubierta por unidades de chips, mientras que la otra, que queda dispuesta encima de aquella, consiste en una lámina de silicio de tipo p^+ sobre las que se implantan píxeles n^+ , cada uno de los cuales tiene su correspondiente unidad chip de lectura donde la señal del píxel es amplificada. Los datos de los sucesos en cada píxel son acumulados en el extremo del chip, esperando la información que les llegue del trigger, y distribuidos por un circuito híbrido mediante cables de kapton que



Figuras 5 y 6. A la izquierda esquema del detector de píxeles de silicio mostrando las dos capas concéntricas con los módulos y el par de discos en los extremos. A la derecha detalle de un módulo de píxeles.

comunican con la zona externa. Los discos horadados (o *endcaps*) tendrán las mismas unidades modulares de píxeles que los *barrel*, pero irán dispuestos en tres capas circulares concéntricas con forma de pétalo.

Debido al alto campo magnético los electrones de la señal, liberados en los píxeles, tienen un ángulo de deriva por efecto Lorentz de unos 32° (ángulo de Lorentz es el que se define entre el campo magnético y el momento), esta deriva hace que los electrones se repartan entre los píxeles adyacentes, con lo que cambia la forma y la resolución de la señal esperada. No obstante, conociendo este ángulo de Lorentz es posible mejorar la resolución espacial que, incluyendo este efecto de deriva, es de unos $10\ \mu\text{m}$ en las coordenadas (r, ϕ) y $15\ \mu\text{m}$ en la z . Estos detectores de silicio deben ser enfriados para evitar las señales de ruido y, adicionalmente, lograr una adecuada disipación de potencia.

Detector de micropistas de silicio

El detector de micropistas de silicio [10] consta de dos partes (Figura 7): una estructura cilíndrica interna y otra externa. El cilindro interno se construye con un *barrel* interno (TIB) y los discos *endcaps* internos (TID). El cilindro externo, que envuelve al interno, está constituido por un *barrel* externo (TOB) y sus correspondientes estructuras de cierre *endcaps* (TEC). Además, todo el conjunto queda recubierto externamente por una envoltura de soporte.

El *barrel* interno consta de cuatro capas concéntricas, con las capas 1 y 2 cubiertas por sus dos caras con detectores. Los TID son en total seis discos concéntricamente horadados, tres a cada lado de los TIB. El *barrel* externo TOB consta de seis capas con detectores por sus dos caras. A cada lados del TOB se localizan los nueve discos de TEC (en total 18), en ellos los módulos detectores tienen forma trapezoidal para adaptarse a la geometría del disco. Cada una de estas capas o discos consta de un conjunto de unidades modulares de detección que se localizan ya sea por una sola cara o por las dos.

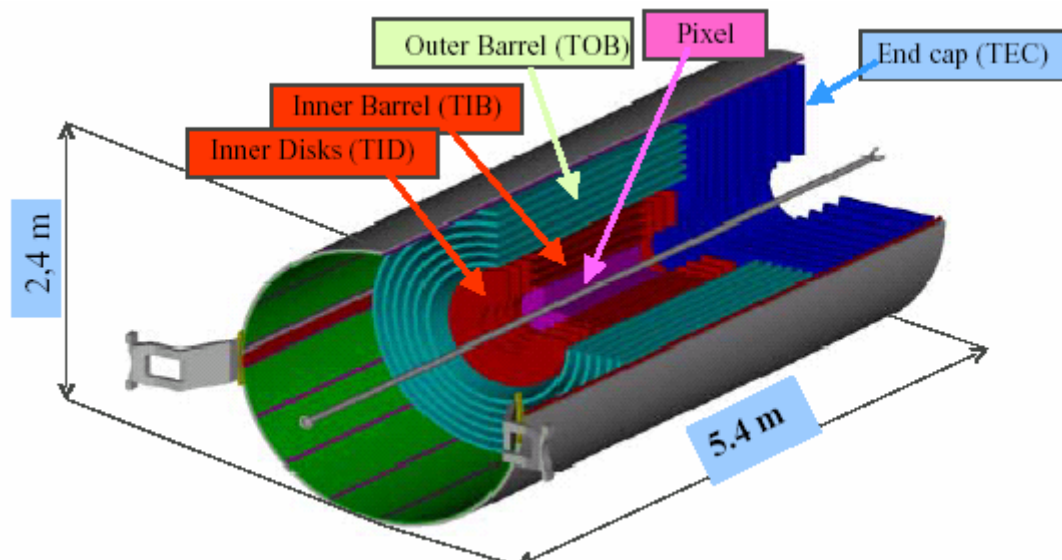
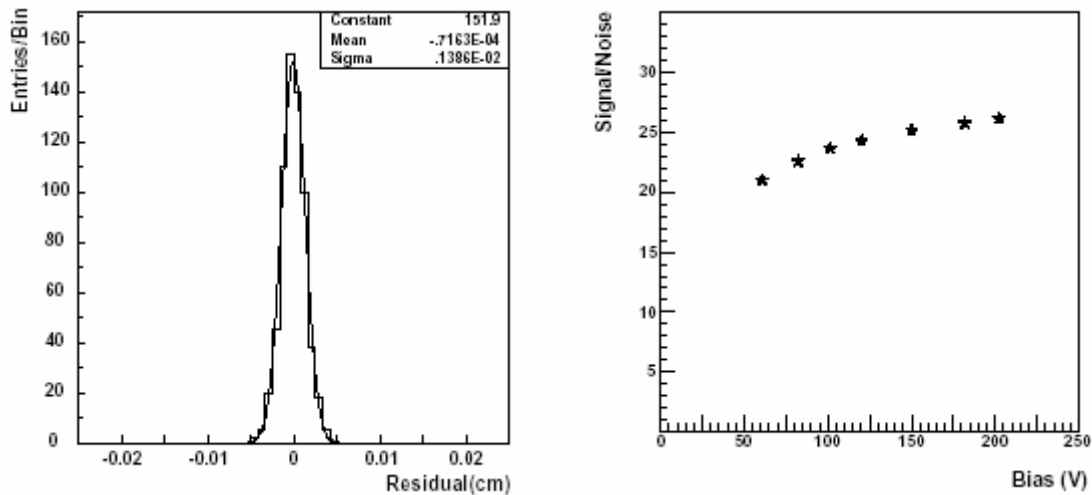


Figura 7. Corte transversal del detector de micropistas de silicio donde se aprecian las distintas partes de barrels y endcaps que lo componen. (Ver Figura 4).

Los módulos de silicio están compuestos por un conjunto de micropistas, y son detectores pn con tiras de tipo p^+ sobre un sustrato de tipo n dopado con fósforo. Estos módulos de silicio pueden ser estrechos ($320\ \mu\text{m}$) o anchos ($500\ \mu\text{m}$) y tienen una longitud de 7 y 12.5 cm. Con estas unidades se cubrirá un área total de $206\ \text{m}^2$ y tendrán sobre diez millones de canales de lectura. Los detectores de silicio serán leídos por chips APV25, fabricados con tecnología submicrónica resistente a la radiación. Como el tiempo útil de vida para CMS es de 10 años, se ha estimado un entorno de radiación en fluencia de $1.6 \cdot 10^{14}$ neutrones/ cm^2 para energías de neutrón de 1 MeV, para la zona más afectada. No obstante, la tecnología de silicio desarrollada para las micropistas permite que estos detectores soporten hasta 10 kGy/año, lo que asegura su operatividad durante los 10 años.

Las micropistas de silicio, que son los componentes sensibles que integran los módulos, son adecuadas en experimentos que requieren tanto altas ocupancias, pues sus tiempos de respuesta son rápidos, como buenas resoluciones (Figura 8), debido a que ocupan una extensión de entre 80 y $205\ \mu\text{m}$. Tomando una capacidad típica para el acoplamiento de cada microtira con su entorno de 1 pF/cm, sobre un módulo de detección se espera alcanzar un límite para la razón señal/ruido promedio (Figura 9) de 12 y una eficiencia del 99%. En las zonas externas, que es donde el ruido da más problemas, se disponen los módulos gruesos (de $500\ \mu\text{m}$) para compensar el ruido de las señales intensas.



Figuras 8 y 9. A la izquierda, distribución típica de residuos para una microtira de $50\ \mu\text{m}$ de extensión, con cuya anchura se obtiene su resolución, en este caso de $11\ \mu\text{m}$. A la derecha, razón señal/ruido representada frente al voltaje bias para un detector de 12.5 cm de longitud y con micropistas de $50\ \mu\text{m}$ de extensión, a 21°C de temperatura [8].

3.3. Los calorímetros

Cuando una partícula energética incide sobre un material, se produce en la interacción una fenomenología de procesos en cascada, donde unas partículas van dando lugar a otras, según una serie secuencial de etapas (primaria, secundaria, etc). En general, un calorímetro es un detector que, mediante la completa absorción de las partículas generadas en una cascada, evalúa la energía y la posición de la partícula o *jet* incidente que origina esa cascada. En las interacciones sucesivas de las partículas con el sustrato que constituye el calorímetro se dan

un conjunto de procesos atómicos o nucleares en los que, con el tiempo, gran parte de la energía de la partícula incidente se libera en forma de calor; y de ahí el nombre de calorímetro que recibe este detector. No obstante, este dispositivo no mide calor sino las interacciones con la materia de las distintas partículas que se van generando en la cascada; y así los procesos de excitación, ionización, formación de pares, etc, son usados para generar efectos medibles. Los detalles de estos procesos energéticos así como un estudio de la resolución, tanto para el calorímetro electromagnético como para el hadrónico, quedan recogidos en el Apéndice A.

Los calorímetros se componen de células sobre cada una de las cuales se integra toda la energía que recogen. La disposición de estas células es por torres apiladas a lo largo de la dirección de la partícula incidente. El análisis de la información por células y torres da la estructura transversal y longitudinal de las cascadas.

Los calorímetros de CMS se diseñan con una serie de requerimientos:

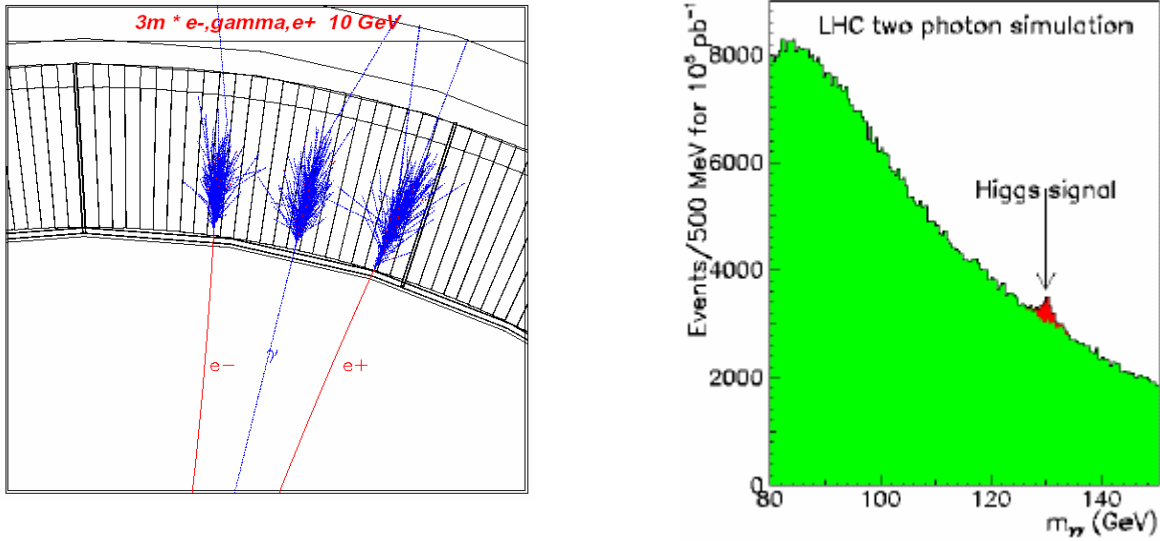
- Altas resoluciones en energía, posición y tiempo.
- Buenas capacidades de trigger.
- Resistencia a la radiación.
- Electrónica con amplio rango dinámico.
- Rápida extracción de la señal.

3.4. El calorímetro electromagnético

El calorímetro electromagnético [11] es un detector homogéneo cuyo objetivo es dar información de la energía que llevan los fotones, electrones y positrones que inciden sobre él (Figura 10). Por ello, si se tiene en cuenta que uno de los objetivos principales de CMS es la búsqueda del bosón de Higgs, y que caso de que este tenga una masa de $150 \text{ GeV}/c^2$ (Higgs ligero), sobre la mayoría de los canales probables se tiene su desintegración (Figura 11) en dos fotones finales ($H \rightarrow \gamma \gamma$), se valorará la importancia que tiene diseñar este detector con una alta resolución.

El calorímetro está dividido en dos partes: *barrel* y *endcaps* (Figura 12). El *barrel* contendrá 36 supermódulos con 1700 cristales por cada uno de ellos; los supermódulos estarán divididos en submódulos que son matrices de 2×5 cristales. A cada uno de los lados del *barrel* se tendrán sendos *endcaps*. Cada uno de ellos queda dividido en dos unidades, con 4000 cristales por unidad; y a su vez, cada unidad estará segmentada en matrices de supercristales de 5×5 cristales.

Para lograr una alta resolución en energía (Apéndice A) este detector estará integrado por más de 77000 cristales centelleadores de wolframato de plomo (PbWO_4), de los cuales unos 61000 irán en el *barrel* y 16000 en los *endcaps*. Las principales propiedades características de este centelleador se detallan en la Tabla 1. Los cristales centelleadores tienen un comportamiento lineal con la energía de la partícula incidente. Estos operan dando un centelleo (*flash*) rápido y débil de luz al paso de una partícula cargada. El tiempo de decaimiento total para el centelleo del cristal es pequeño estando en torno a 100 ns para la emisión de toda la luz. Para la emisión de un 85 % de la luz total se tarda 20 ns a longitud de onda de 440 nm, y es este último valor el que mide la resolución temporal del cristal. La intensidad de luz liberada que, en el caso particular de este centelleador es muy baja, es detectada en la región del *barrel* por fotodiodos avalancha de silicio (APD), que alcanzan una buena ganancia por multiplicación de los pares electrón-hueco. Posteriormente, la luz de los fotodiodos es preamplificada y convertida en una señal de voltaje. Esta señal es digitalizada y transportada por fibra óptica mediante un dispositivo de lectura (*readout*).



Figuras 10 y 11. A la izquierda, cascadas sobre el calorímetro electromagnético de electrón, fotón y positrón de 10 GeV provenientes del mismo vértice. Se aprecia una forma curvada para las dos partículas cargadas debido al campo magnético [12]. A la derecha, simulación del decaimiento de un bosón de Higgs ligero en dos gammas.

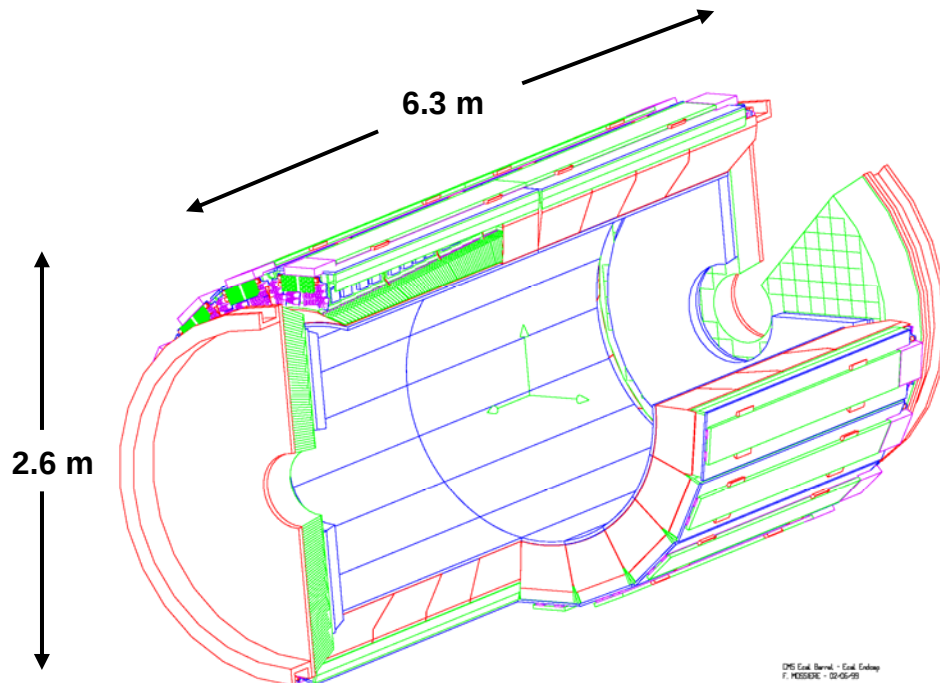


Figura 12. Estructura del calorímetro electromagnético, mostrando las partes en que se divide (barrel y endcaps).

Longitud de radiación	Radio de Moliere	Dureza	Índice de refracción	Pico de emisión	Emisión de luz (85%)	Liberación de luz	Dependencia en temperatura
0.89 cm	2.0 cm	4 Moh	2.2	440 nm	25 ns	100 fot/MeV	-2 %/°C a 20 °C

Tabla 2. Resumen de las propiedades características del cristal de PbWO_4 [13].

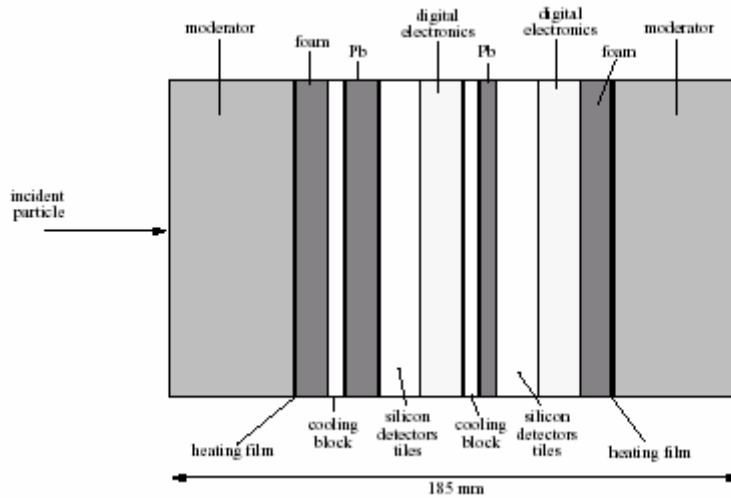


Figura 13. Estructura del detector preshower mostrando los distintos planos de que está constituido.

Debido a que la razón de desintegración $H \rightarrow \gamma \gamma$ es baja y, además, existe un fondo inevitable originado por aniquilación de quarks, fusión de gluones, *bremsstrahlung* y gammas procedentes del π^0 , se hace necesaria una solución para poder resolver esos dos fotones en la zona del *endcap*, para la que la energía del π^0 por ser mayor da como resultado una separación más pequeña de los dos fotones. Para lograr la identificación del π^0 desde sus fotones, se añade en esta zona un detector de alta granularidad denominado *preshower*. Este detector consiste fundamentalmente, entre otras estructuras, en dos planos ortogonales de silicio intercalados entre dos planos de material absorbente (plomo) [14], como se detalla en la Figura 13.

3.5. El calorímetro hadrónico

El calorímetro hadrónico es de muestreo: el material pasivo es cobre y el activo plástico centelleador. Se utilizará para identificar y evaluar los parámetros de quarks, gluones y neutrinos (por medida de la energía faltante). Para ello, y como firmas en esa identificación, se medirán la *energía y posición de hadrones* cargados, así como la *energía y dirección de jets* [15, 16]. Además, es capaz de identificar partículas que no interactúan con el detector como neutrinos (mediante la conservación del momento transversal). Por otro lado, la *energía transversal faltante* es la firma fundamental en la búsqueda de partículas

supersimétricas, es decir, las compañeras supersimétricas de quarks y gluones (Figura 14)⁶. Por último, este calorímetro contribuirá a la identificación de electrones, fotones y muones cuando se correlacionen los datos que aporta con los que resultan del *tracker*, del calorímetro electromagnético y del sistema de cámaras de muones.

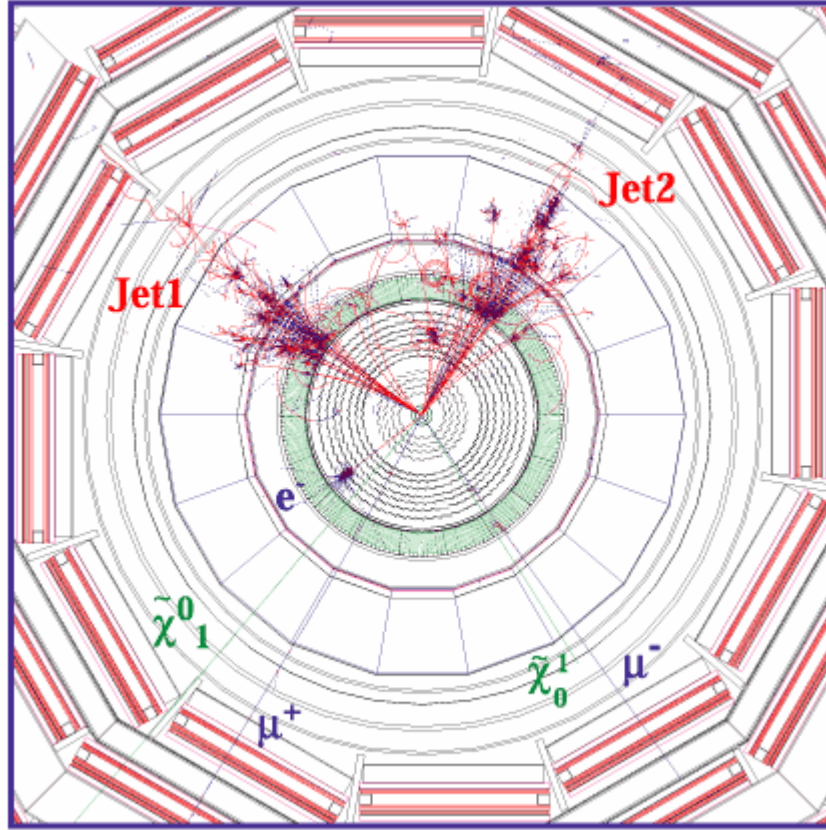


Figura 14. Simulación de suceso de partículas supersimétricas donde se observan jets en el calorímetro hadrónico.

El calorímetro hadrónico se divide en zona de *barrel* y de *endcap*. El *barrel* está constituido por dos mitades de *barrel* de 4.3 m de longitud. Los *endcaps* se disponen a ambas partes de *barrel* y tienen un grosor de 1.8 m y un radio interno de 40 cm y externo de 3 m. El campo magnético en este detector será de 4 T y la radiación que soportará está por encima de los 100 kGy en los 10 años de operación de CMS. Aunque este calorímetro queda localizado dentro del solenoide magnético, tiene una continuación de estructuras centelleadoras que ya se localizan en la zona inmediatamente externa a la bobina (*barrel* externo). Estas estructuras externas se introducen porque el *barrel* interno de este calorímetro no es lo suficientemente grueso como para recoger toda la energía que resulta de las cascadas. Para el conjunto del *barrel* (interno y externo) se tiene una longitud total de 11λ , donde λ es la longitud de interacción (Apéndice A).

Las unidades básicas de detección son teselas de material sensible que consisten en láminas gruesas (50 mm) de cobre (que se usan como material absorbente por su alta densidad) intercaladas con láminas gruesas de plástico centelleador (4 mm). Estas unidades básicas integran un módulo de teselas, cuidando de que cada tesela esté ópticamente aislada

⁶ Las extensiones supersimétricas del modelo estándar (SM) predicen un ancho espectro de nuevas partículas con masas y razones de producción que podrían empezar a ser detectadas por el potencial físico del LHC. De esta forma sucesos con alta multiplicidad de jets y una gran energía transversa faltante son los candidatos adecuados.

del resto mediante una pintura reflectiva difusa. La luz emitida por las teselas de centelleador cubre el rango de 410-425 nm. Esta luz es absorbida por fibras de desplazamiento de onda (dispositivos que emiten la luz a una longitud de onda diferente a la que la reciben) y reemitida mediante fluorescencia a 490 nm. Esa emisión es conducida por una guía de ondas hasta los conectores, que se localizan al final de los módulos de teselas.

El calorímetro hadrónico frontal es un calorímetro adicional a los dos estudiados y que se introduce en CMS con la intención de cubrir una detección sobre un rango mayor de pseudorapidez (hasta $|\eta| = 5$). Hay dos, localizados a cada lado de CMS (Figura 3). Como el campo de radiación en esa zona es bastante alto (proximidad al eje de colisión de los haces), no se pueden construir de materiales centelleadores y de desplazadores de onda (como en el calorímetro hadrónico). Es por ello que se utiliza hierro como absorbente, que se activa menos que el cobre por irradiación, y como material sensible a las cascadas fibras de cuarzo resistentes a la radiación. En este caso la energía de los *jets* es medida por medio de las señales de luz Cerenkov que dejan en las fibras de cuarzo. Esa señal Cerenkov es conducida hasta tubos fotomultiplicadores, que han de quedar cuidadosamente apantallados de la irradiación.

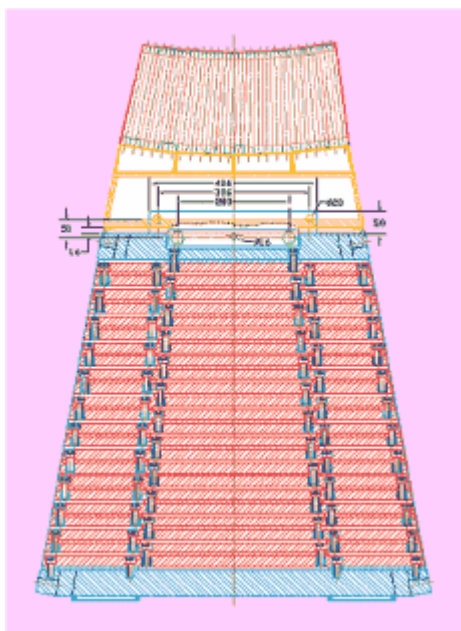


Figura 15. Módulo de detección para el calorímetro hadrónico, formado por teselas de Cu y plástico centelleador.

3.6. El imán superconductor

Las distintas partes que constituyen el imán [17] son, debido a su rigidez estructural, el soporte para el resto de elementos de CMS. Este dispositivo superconductor alcanzará un campo central uniforme de 4 T (lo que permite una alta resolución de los momentos) y consta de varias partes como se detalla en la Figura 16: solenoide (o bobina superconductora), hierros de retorno (*barrel* y *endcap*), tanque de vacío y sistema criogénico.

El campo magnético será creado por un bobina o solenoide (de hilo superconductor) con 13 m de largo y un diámetro interno de 5.9 m; además, se requiere una corriente crítica de 1925 A para operar a campos de 5 T y temperaturas de 4.2 K. El diámetro del hilo es de 1.28

mm y está compuesto de filamentos de aleación Nb-Ti altamente homogénea, envainados en una cubierta de Nb y con una matriz de Cu puro [18].

El flujo de campo creado por la bobina retornará a través de unas estructuras de hierro. Los hierros se dividen en parte de *barrel* (anillos) y en dos *endcaps* (discos), uno a cada parte del *barrel*. Estos hierros de retorno, tanto discos como anillos tienen un diámetro de 14 m y una longitud axial (incluyendo los *endcaps*) de 21.6 m. La parte del *barrel* está formada por 5 anillos verticales, cada uno de los cuales tiene tres capas radiales (entre las que se insertan las cámaras de muones del *barrel*), 12 lados azimutales, un grosor axial de 1.5 m y 1200 toneladas (Figura 16). Cada uno de los dos *endcaps* pesa 2300 toneladas y está construido de tres discos independientes (entre los que se insertan la cámaras de muones de los *endcaps*). El grosor de estos hierros de retorno permite una buena identificación y un potente trigger para los muones. Los hierros, sobre todo los discos más internos de los *endcaps*, estarán sometidos a fuertes fuerzas por campo magnético.

El tanque de vacío es la estructura que alberga a la bobina superconductora y está construido en acero inoxidable. Los sistemas del *tracker* y los dos calorímetros están ajustados por la cara interna del tanque según un sistema de raíles. El sistema criogénico está compuesto de compresores, criostatos y recipientes que contienen gas helio a presión.

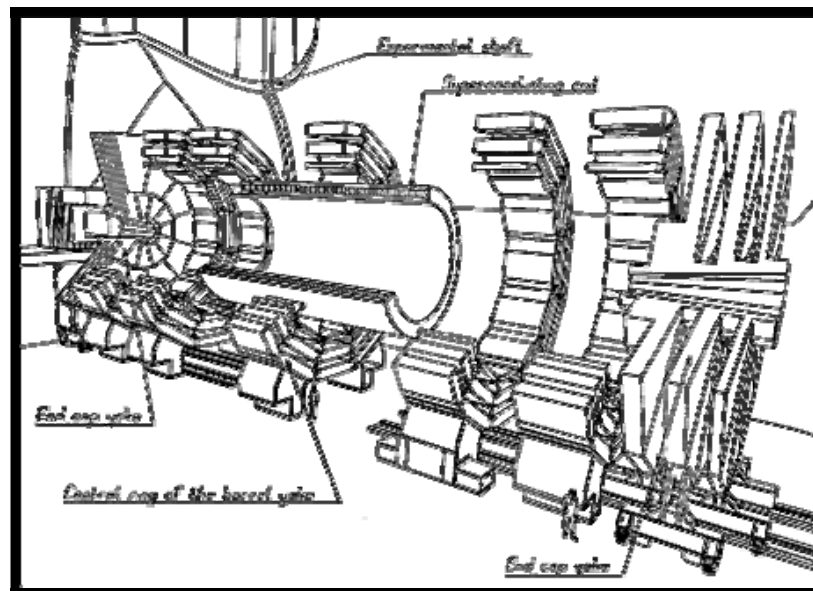


Figura 16. Esquema del imán superconductor de CMS, mostrando sus distintas partes.

3.7. El sistema de cámaras de muones

En las colisiones p-p de CMS se generarán muones, que servirán como firmas para estudiar un amplio espectro de sucesos de física de altas energías. Entre los sucesos raros, que requieren altas luminosidades para ser observados, está el bosón de Higgs. El detector de muones [19] está planteado para poder reconstruir el momento y la carga de los muones. Este detector se fundamenta en tres objetivos básicos: la identificación de muones, su selección mediante el trigger y la evaluación precisa de sus momentos. Para alcanzar estos objetivos se requiere un alto campo magnético del solenoide superconductor y un adecuado flujo de retorno a través de los hierros.

En vista de los objetivos que este detector debe cumplir se ha diseñado con unas ciertas peculiaridades:

- El rango de pseudorapidez es de $|\eta| < 2.4$, teniendo unas pérdidas mínimas en detección a causa de huecos y áreas muertas.
- La identificación de muones es posible gracias a los 16λ de material que precede a las cámaras de muones en todo el rango de ángulos, donde λ es la longitud de interacción del material (apéndice A). De esta forma una traza puede ser detectada como candidato a muón con sólo penetrar en el detector.
- La resolución del momento transversal de los muones dentro del rango $0 < |\eta| < 2$ es de $\Delta p_T / p_T \approx 6\%$ para $p_T = 10$ GeV; de $\Delta p_T / p_T \approx 7 - 20\%$ para $p_T = 100$ GeV; y de $\Delta p_T / p_T \approx 15 - 35\%$ para $p_T = 1$ TeV. La resolución a bajos p_T queda limitada por la difusión múltiple, mientras que a altos p_T lo está por la resolución de la cámara de muones.
- La compatibilidad en posiciones con el *tracker* para obtener una medida precisa del momento es menor que 1 mm para el plano de giro (*bending plane*) y de menos de 10 mm en el plano de no-giro (*non-bending plane*).
- La eficiencia en la reconstrucción de trazas es mayor del 99 %.
- Tanto las cámaras de muones precisas como los detectores rápidos que se utilizan en este sistema exigen un trigger para momentos transversos de entre unos pocos GeV hasta 100 GeV.

El sistema de cámaras de muones (Figura 17) está formado por un conjunto de detectores que van adosados externamente a los calorímetros. Consta de un *barrel* y de dos *endcaps* (dispuestos a ambos lados del *barrel*). Los detectores que constituyen las cámaras de muones son: cámaras de tubos de deriva (DT), cámaras de pistas catódicas (CSC) y cámaras de placas resistivas (RPC). Las DT's se disponen en el *barrel* según cuatro niveles o estaciones, entre las cuales se intercalan seis estaciones de RPC's. Las CSC's se disponen en las zonas de los *endcaps* según otras cuatro estaciones que cubren un rango de $0.8 < |\eta| < 2.4$, y entre las que se intercalan cuatro estaciones de RPC's. El conjunto de RPC's cubre un rango de $|\eta| < 2.1$. Tanto en el *barrel* como en los *endcaps* van intercalados los hierros de retorno del campo que a su vez sirven de soporte a las cámaras.

La disposición de los distintos detectores en el esquema general fue definida en función de los fondos (*backgrounds*) que aparecerán en cada zona. Así, los fondos mayores se dan a altas $|\eta|$, en las regiones de los *endcaps*, ya que tienen su origen tanto en el tubo de haces de partículas de CMS como en el calorímetro de hadrones frontal, ambos sistemas situados cerca del eje de colisión.

En este sistema de cámaras existirá un campo magnético remanente. En el *barrel* estará descompuesto en parte axial (eje z) y parte radial (radio R sobre el plano xy desde el eje de colisión). La componente axial del campo será constante y pequeña (< 0.4 T), mientras que la radial alcanzará valores significativos en los *endcaps* y en la estación más interna del *barrel* (MB1) y además no permanecerá constante.

La estructura y distribución de los distintos detectores que componen el sistema de cámaras de muones está optimizada para lograr las mayores capacidades de trigger, ya que en este sistema existen zonas donde el fondo espúreo es notable. En lo que sigue se hará un análisis de cada uno de los detectores que componen este sistema.

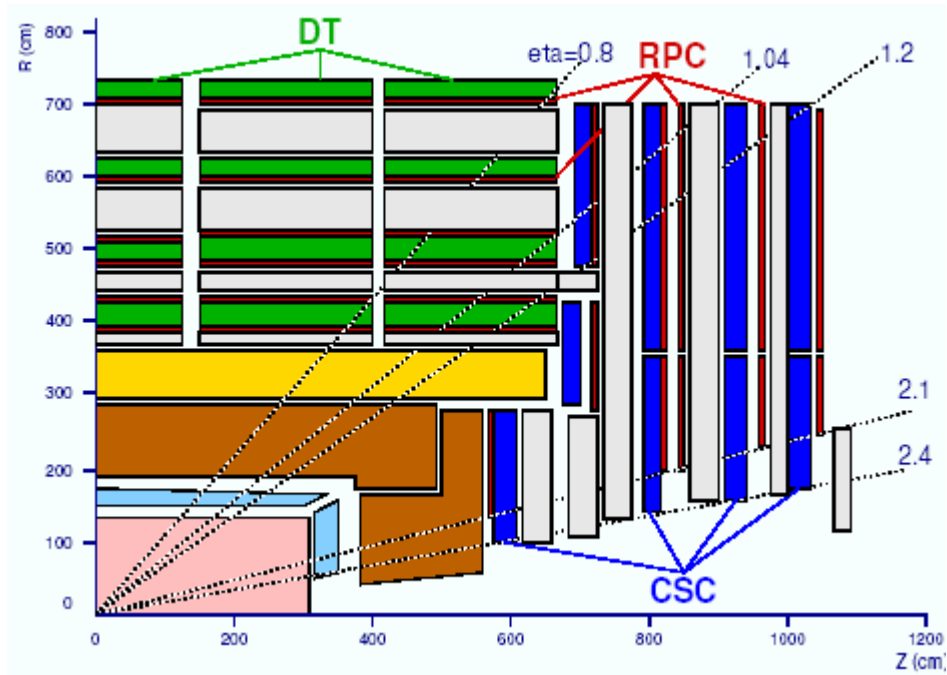


Figura 17. Esquema de $1/4$ del sistema de cámaras de muones mostrando la disposición de los distintos detectores que lo componen: cámaras de tubos de deriva (DT), cámaras de pistas catódicas (CSC) y cámaras de placas resistivas (RPC). Estos detectores son sustentados por los hierros del retorno.

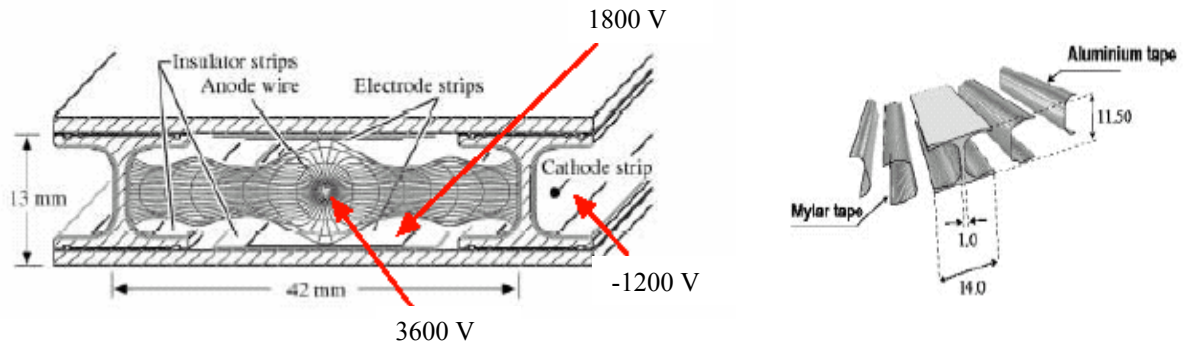
Las cámaras de tubos de deriva (DT)

Las cámaras de tubos de deriva van dispuestas en la zona del *barrel* (bajos campos magnéticos y bajas tasas de ocupación de partículas) y, según un esquema radial, consta de cuatro estaciones, o cámaras de muones (denominadas en orden hacia fuera MB1, MB2, MB3 y MB4). Cada una de las estaciones MB1, MB2 y MB3 se compone de 12 *layers* (o capas de tubos de deriva). Estos se distribuyen en grupos de cuatro *layers* denominados *superlayers*, dos de estos *superlayers* miden la coordenada ϕ (los que quedan radialmente más externos) y el restante la coordenada z . La estación MB4 sólo dispone de dos *superlayers* para medir ϕ . Según la coordenada azimutal ϕ existen doce niveles semejantes, salvo dos de ellos para el nivel de cámaras más externo, pues en este caso hay que cerrar la estructura cilíndrica con dos cámaras (según corte transversal). Para un esquema a lo largo del eje z existe cinco niveles de cámaras. Con ello se tiene que las cámaras del *barrel* son en total $4 \times 12 \times 5 + 2 \times 5 = 250$ cámaras, donde las dos cámaras añadidas se extienden sobre los cinco niveles del eje z (2×5). La resolución espacial de cada cámara es de $100 \mu\text{m}$ en el plano $R\phi$ (plano trasversal), y de $150 \mu\text{m}$ en z (eje axial).

Cada *layer* está constituido por unidades de detección básicas denominadas tubos de deriva (Figuras 18 y 19) con dimensiones transversales de $42 \text{ mm} \times 13 \text{ mm}$ (se suele llamar celda al corte transversal de un tubo de deriva), que disponen de un hilo longitudinal central de $50 \mu\text{m}$ de diámetro que opera como ánodo y con una longitud entre 2 y 4 m, según el tamaño de la cámara. Como cátodos se disponen a lo largo del tubo cuatro tiras (dos de *electrode strip* y dos de *cathode strip* ó *I-beams*), una en cada cara de la celda. Los tres tipos de electrodos se someten a los potenciales que se detallan en la Figura 18, lo que teniendo en cuenta el campo magnético a que se halla sometida, da lugar a las líneas de campo representadas. La diferenciación en dos estructuras de cátodos con diferentes potenciales

permite corregir, en cierta medida, los efectos del campo magnético sobre la deriva de los electrones en el tubo. Los tubos de deriva se rellenan con una mezcla de Ar-CO₂ en proporción 85:15. Cuando una partícula pasa por un tubo empieza a ionizar el gas liberando electrones que siguen las líneas de campo hasta el ánodo. Si el campo que se aplica es fuerte y el hueco entre el ánodo y los cátodos es pequeño los electrones ya arrancados vuelven a arrancar nuevos electrones del gas siguiendo un proceso de avalancha que resulta en una señal de una cierta intensidad en el ánodo.

Los superlayers que miden ϕ tienen los hilos anódicos paralelos al eje de los haces de colisión, mientras que los que miden z los tienen perpendiculares. En su conjunto el sistema de cámaras de muones es redundante pues los muones atraviesan más celdas de detección que las que son necesarias para reconstruir su trayectoria.



Figuras 18 y 19. Esquema de un tubo de deriva mostrando las cuatro tiras de cátodos (electrodes strips y cathode strips o I-beams) y el hilo central que opera como ánodo. La configuración de las líneas de campo eléctrico, así como su deformación por el campo magnético, se detalla en la figura. Un detalle del ensamblaje de los tubos se da a la derecha: entre la viga y la tapa de aluminio que forma el cathode strip existe una tapa aislante de mylar [20].

Las cámaras de pistas catódicas (CSC)

El objetivo de las cámaras de pistas catódicas es detectar y reconstruir trazas en las cámaras del endcap (donde el campo magnético es muy intenso e inhomogéneo y la tasa de ocupación de partículas es alta) y medir el momento transversal p_T , la pseudorapidez η y el ángulo azimutal ϕ de cada muón. Aunque estos son los mismos objetivos que deben darse en los tubos de deriva, el procedimiento que se emplea para alcanzarlos es diferente, pues los algoritmos del trigger para la localización de la traza en las CSC son de tipo 3-D.

Estas cámaras están dispuestas en cuatro discos para cada endcap (eje z). Cada disco está estructurado en dos anillos de disco (para los tres discos más externos del endcap) y en tres (para el disco más interno del endcap), como se puede apreciar en las Figuras 17 y 20.

Las cámaras de pistas catódicas son cámaras proporcionales multihilo de forma trapezoidal (Figura 21) que están definidas por una hilera de hilos anódicos, dispuestos de forma azimutal, y una hilera de tiras o pistas catódicas, perpendiculares a los ánodos, y dispuestas de forma radial respecto de la línea de los haces. Esta disposición es la que permite obtener información según dos coordenadas, de forma que los hilos anódicos definen la coordenada radial, mientras que las pistas catódicas la ϕ . Cada cámara tiene seis capas o

layers de hilos y tiras, para hacerla redundante. El tamaño de la cámara es de 3.4 m de largo y 1.5 m de ancho. En total, para los dos *endcaps*, hay 500 cámaras de pistas.

Cuando un muon atraviesa la cámara ioniza el gas que esta contiene (mezcla de Ar-CO₂-CF₄ en proporción 30: 50: 20). Los iones generados producen una señal eléctrica tanto en los ánodos como en los cátodos. De forma que midiendo la carga inducida en cada cátodo (Figura 22) se consigue obtener la posición de ese muon dentro en un layer concreto de la cámara con una resolución de 100 μ m. La precisión espacial de trigger es de 1-2 mm y el tiempo de respuesta de este proceso es bajo. Con esto y combinando la información procedente de las distintas cámaras se logra definir la trayectoria de la partícula [21]. Observando cómo se curva la trayectoria del muón en el campo magnético se puede definir su momento transverso. Como los hilos anódicos están conectados en grupos de entre 5 a 17, midiendo los grupos que dan señal para el muón, se pueden definir dos parámetros: a) el ángulo del muón con respecto a la dirección de los haces de colisión (respecto eje z), y que junto con el momento transverso permite definir el momento total, y b) desde qué interacción entre los haces de colisión procede el muón (hay entre 10 y 20 interacciones en cada cruce de haz, y estos cruces se producen cada 25 ns).

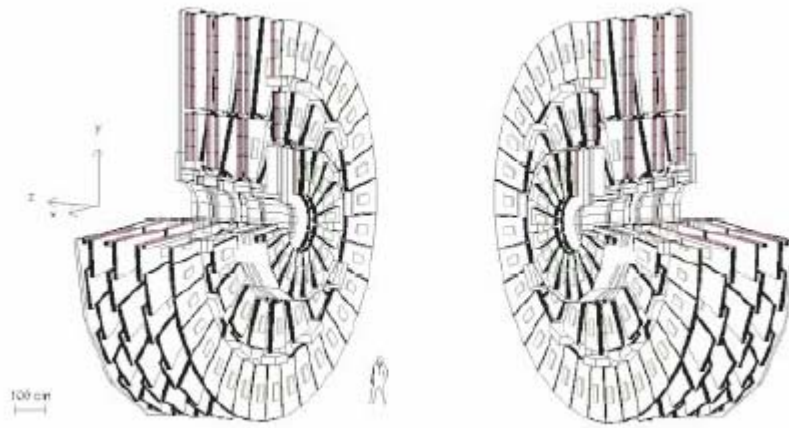
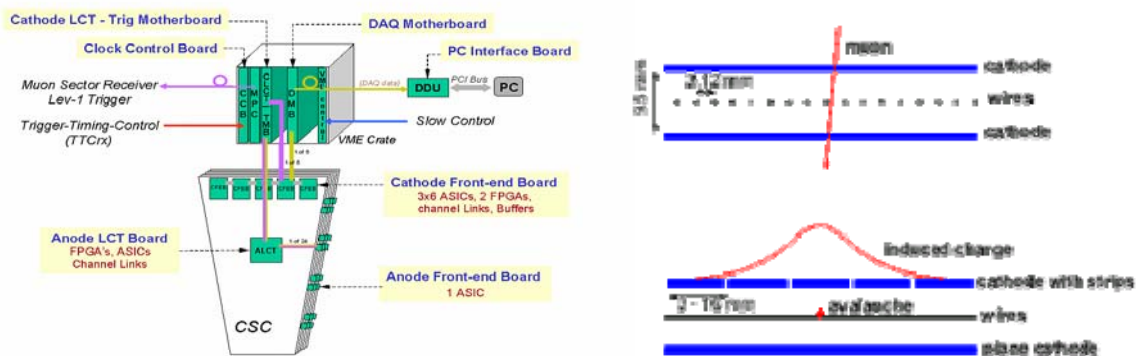


Figura 20. Esquema de las cámaras de pistas catódicas dispuestas en los *endcaps*, mostrando los distintos anillos de disco.



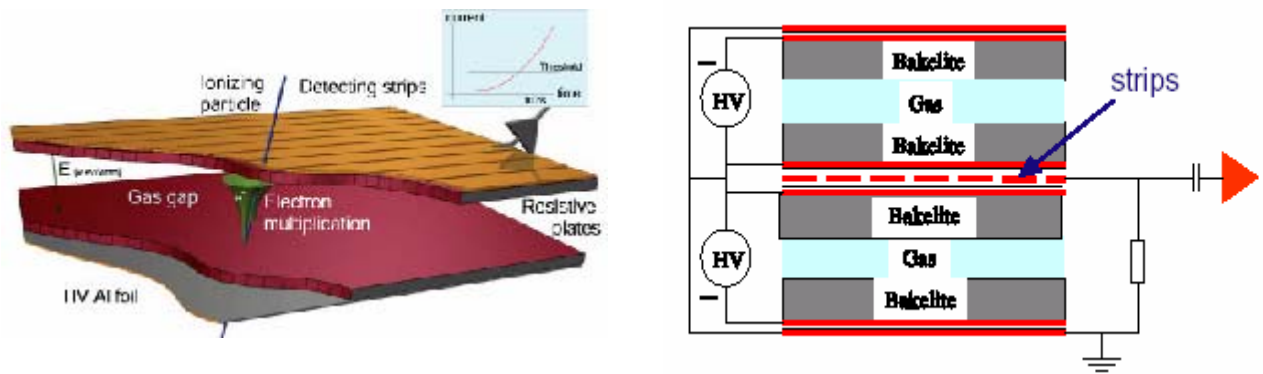
Figuras 21 y 22. A la izquierda esquema de una cámara de pistas catódicas (CSC), mostrando los front-end de amplificación de la señal para los ánodos y cátodos, así como la electrónica de trigger asociada. A la derecha detalle de una celda de CSC con avalancha de carga por muón.

Las cámaras de placas paralelas resistivas (RPC)

El objetivo de las cámaras de placas resistivas es servir de ayuda fundamental para el sistema trigger de selección de muones. Para ello, este detector combina una buena resolución espacial y temporal, esta última de aproximadamente 1 ns. Como se observa en la Figura 17 estas cámaras van dispuestas tanto en la zona del *barrel* como en los *endcaps*, con un total de 612 cámaras [22].

La cámara de placas paralelas resistivas (Figura 23) es un detector de tipo gaseoso que consiste en un contador de lámina paralela, donde cada electrodo está hecho de un material plástico (bakelita) de alta resistividad ($2 \cdot 10^{10}$ - $5 \cdot 10^{10}$ $\Omega \cdot \text{cm}$). Entre ambas placas de bakelita existe un hueco (gap) de 2 mm que se rellena con una mezcla de gases ($\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$ con iso- C_4H_{10} en proporción 95.5: 4.5).

Este dispositivo opera aplicando un voltaje uniforme entre electrodos de ≈ 9 kV. Cuando una partícula libera electrones por ionización, estos liberan a su vez nuevos electrones en un proceso de emisión secundaria en avalancha. Finalmente la señal que se detecta es el fenómeno acumulativo de todas las avalanchas. Para conseguir una mayor eficiencia en estas cámaras se construyen con un diseño de doble gap, como se aprecia en la Figura 24.



Figuras 23 y 24. A la izquierda detalle del efecto de multiplicación electrónica en el gap de la placa RPC. A la derecha diseño en doble gap para las RPC's.

3.8. El sistema de selección de sucesos (trigger)

En el colisionador LHC se alcanzarán luminosidades de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ y los paquetes del haz se cruzarán cada 25 ns, alcanzándose en cada cruce un promedio de 17.3 sucesos, lo que implica una frecuencia de interacción del orden de 10^9 interacciones por segundo. Como uno de los objetivos de CMS es la búsqueda del bosón de Higgs, y su signatura son los muones, se hace necesario filtrar de todos ellos, aquellos que por su bajo momento transversal se conoce que, realmente, no pueden provenir de un Higgs. En cualquier otro caso la cantidad de datos a analizar sería ingente, siendo imposible acumular tanta información en una estación de computación *off-line*. Con ello, CMS dispondrá de un sistema de trigger multinivel [23] que realizará la selección de los sucesos físicos interesantes entre el fondo espúreo. Y es este sistema el que reducirá la frecuencia de interacción de 10^9 a 100 interacciones por segundo. Este proceso de filtrado será realizado en dos pasos secuenciales. En el primero (trigger de Nivel-1 ó L-1) la frecuencia se reduce hasta unas 75000-100000 interacciones por segundo, realizando la selección en 3.2 μs mediante dispositivos electrónicos. En el segundo paso

(trigger de niveles superiores 2, 3 y 4, ó L-2, L-3 y L-4), ya se alcanzan las 100 interacciones por segundo, pero de una forma más lenta que en el Nivel-1, ya que se realiza mediante el procesamiento de los datos que llegan del Nivel-1 con algoritmos de computador. Finalmente, con los sucesos seleccionados se procede a su reconstrucción y análisis (Figura 25).

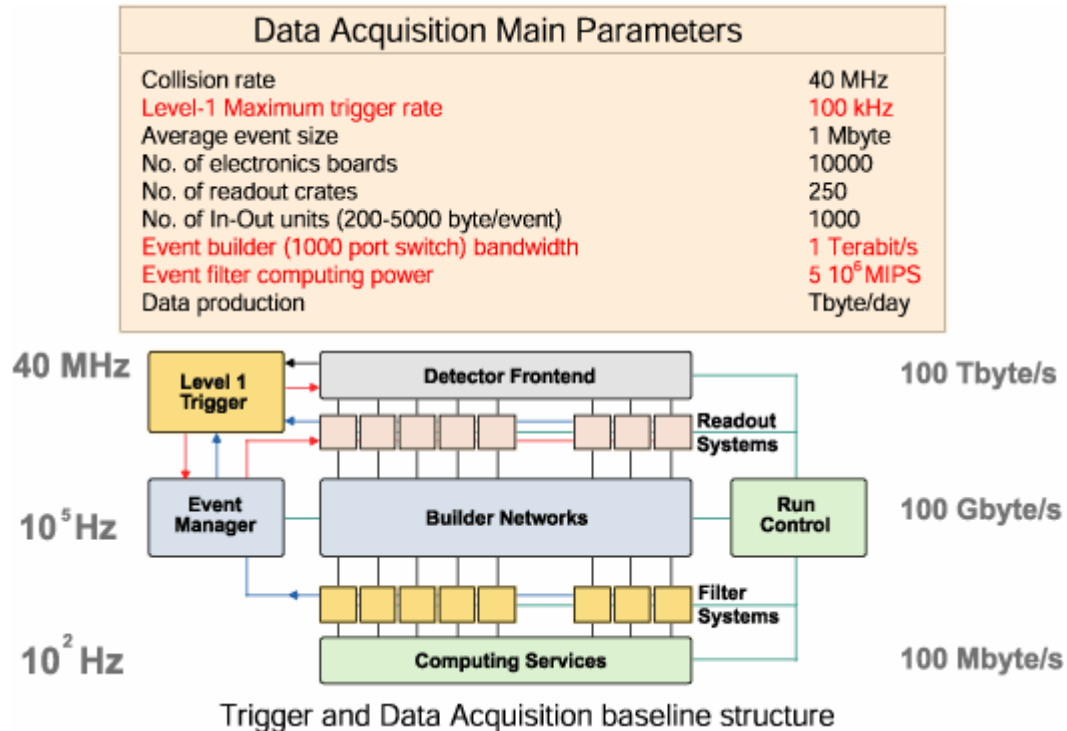


Figura 25. Parámetros del sistema de adquisición de datos y estructura del trigger de CMS, mostrando a la izquierda las frecuencias de interacción y a la derecha la tasa de almacenaje de la información. Se requiere una tasa de 100 Mbyte/s para que se pueda almacenar off-line en una estación de computación.

El trigger de Nivel-1 (L-1)

El trigger de Nivel-1 es un sistema complejo de electrónica que tiene que ser capaz de decidir si tomar o rechazar un suceso en cada cruce de haz, es decir, cada 25 ns. Está planeado para que no tenga tiempos muertos. Su frecuencia de salida máxima es de 100 kHz y depende tanto de la velocidad de lectura de la electrónica del detector como de la entrada de datos desde el sistema de adquisición. Este nivel L-1 se divide en tres subsistemas: el trigger del calorímetro, el trigger de muones y el trigger global.

El trigger del calorímetro [24] detecta firmas de electrones, fotones, taus, jets y energía total transversa y perdida. El sistema recibe la información en energía de las torres que componen los calorímetros y la procesa mediante algoritmos. Esa información es transmitida al trigger global de L-1.

El trigger de muones [25] está dividido en subsistemas de trigger uno para cada uno de los tres detectores de los analizados en el sistema de cámaras de muones. Cubriendo cada uno el rango de pseudorapidez que ya se indicó (Figura 17). Adicionalmente, tiene un subsistema

de trigger global que se dedica a coordinar la información que se obtiene desde esos tres detectores. Finalmente, este trigger global transmite su información al trigger global L-1.

El trigger global recoge la información de los trigger del calorímetro y muones, transfiriéndola al trigger de los niveles superiores.

El trigger de niveles superiores (L-2, L-3 y L-4)

La selección que se ha realizado en el trigger L-1 se procesa en los distintos niveles superiores de trigger, para ello se emplea una red de lectura que conecta las lecturas de los distintos detectores a una estación de computación y analiza los datos mediante algoritmos computacionales.

La decisión inicial de filtrado (trigger de nivel 2 ó L-2) se efectúa utilizando datos provenientes sólo de los sistemas de calorímetros y de cámaras de muones. Con esto se evita saturar el sistema, pues el tiempo que se invierte en tomar la decisión es mayor en este nivel (de hasta la milésima de segundo).

Posteriormente, en el trigger de nivel 3 ó L-3, se añade la información que procede de los datos recopilados en el *tracker*.

Por último, el nivel de trigger 4 ó L-4, reconstruye completamente el suceso y da la última decisión sobre su almacenamiento final.

Todo este proceso de decisión mediante el trigger de niveles superiores se realiza mediante algoritmos de cuya eficacia depende el proceso de selección.

Apéndice A: Fenomenología de cascadas

Las cascadas son el conjunto de la fenomenología secuencial (según etapas) de producción de partículas a que da lugar la incidencia de una partícula ya sea sobre el calorímetro hadrónico como sobre el electromagnético (Figura A1). Las cascadas del calorímetro electromagnético imponen una limitación intrínseca en la resolución a consecuencia de las variaciones de la traza de las partículas cargadas en la cascada, mientras que las cascadas en el calorímetro hadrónico son debidas a las pérdidas fraccionales de energía a consecuencia de los muchos mecanismos de interacción de restos no hadrónicos. Para estimar la resolución energética del calorímetro se impone un estudio de las formas y tamaños que pueden adoptar estas cascadas, así como de los mecanismos que las provocan. Las fluctuaciones en la generación de estos procesos en el calorímetro hadrónico son mayores que las de los procesos en el calorímetro electromagnético.

Para la parametrización de la resolución de la energía que deposita una partícula sobre el material sensible de un calorímetro, se suele utilizar la expresión [25]

$$\Delta E/E = a/\sqrt{E} \oplus b \oplus c/E \quad (\text{A.1})$$

donde aparecen tres contribuciones independientes (que es lo que indica $\oplus$).

El coeficiente a es un término estocástico que refleja las fluctuaciones estadísticas en el desarrollo de la cascada, imponiendo estas fluctuaciones un límite intrínseco a la precisión. Se observa que esta componente estocástica mejora a altas energías (disminuye) como $1/\sqrt{E}$.

El término b es constante y se origina por la forma en la que opera el sistema. Se genera tanto por las incertidumbres en la medida de la energía debidas a errores de calibración como por las no-linealidades en los fotomultiplicadores, contadores proporcionales y otros detectores. Como se observa es independiente de la energía.

Existe otro término, con coeficiente c , conocido como instrumental que va como $1/E$, por lo que sólo es relevante a bajas energías. Se origina por el ruido y fluctuaciones de *pile-up* (señales de fondo que se superponen a los sucesos estudiados) que introduce el instrumental.

En lo que sigue se hará un análisis de la fenomenología de partículas y de las dimensiones características que pueden adoptar las cascadas en cada uno de los calorímetros (Figura A2). Para reconstruir la energía se usa una representación como la dada en la Figura A3, donde la anchura de la distribución da la resolución en energía.

En las cascadas electromagnéticas los principales mecanismos a que dan lugar los electrones y fotones (e^- y γ) de alta energía son los procesos de bremsstrahlung y de producción de pares (Figuras A1 y A6), y son esos los que caracterizan las pequeñas fluctuaciones de los fenómenos electromagnéticos. En los procesos secundarios ya se encuentran, adicionalmente a las partículas indicadas como primarias, los positrones (e^+ , e^- y γ) y en este caso prácticamente toda la energía es empleada en producir partículas (procesos inelásticos). La producción secundaria de partículas continúa hasta que la energía de los fotones cae por debajo del umbral de producción de pares; empezando, así, a dominar las pérdidas de energía de los electrones por bremsstrahlung, por lo que el número de partículas generadas en las cascadas decae exponencialmente. Las interacciones de tipo nuclear apenas representan un papel significativo en el conjunto de la fenomenología de cascadas electromagnéticas. Para caracterizar las propiedades del material sensible en su interacción electromagnética se usa una constante característica conocida como radio de Moliere, R_M , que se corresponde con la dimensión transversa de la cascada debido a la dispersión múltiple de los electrones de baja energía con la materia, y que queda definido como

$$R_M = 0.0265 X_0 (Z+1.2) \quad (\text{A.2})$$

donde Z es el número atómico del material y X_0 la longitud de radiación, que está definida como

$$1/X_0 = \frac{4\alpha N_A Z(Z+1)r_e^2 \log(183Z^{-1/3})}{A} \quad (\text{A.3})$$

con α la constante de estructura fina, N_A es el numero de Avogadro, Z y A el número y peso atómico, respectivamente, del material transverso y r_e el radio del electrón. La longitud de radiación es un parámetro importante para caracterizar las pérdidas de energía (Figuras A4 y A5) por efecto bremsstrahlung y, para una energía E del electrón, esa pérdida es de

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{bremss}} = -\frac{E}{X_0} \quad (\text{A.4})$$

Para caracterizar las dimensiones transversal y longitudinal (en profundidad) de las cascadas electromagnéticas se escala sobre la longitud de radiación. Así, queda que la profundidad, para el 95 % de la cascada $t_{95\%}$, es de

$$t_{95\%} \approx [\ln(E/E_c) - a + 0.08Z + 9.6] X_0 \quad (\text{A.5})$$

donde E es la energía incidente de la partícula, E_c la energía crítica y el a es un parámetro que tiene como valor $a = 1$ (para electrones y positrones) y $a = 0.5$ (para fotones).

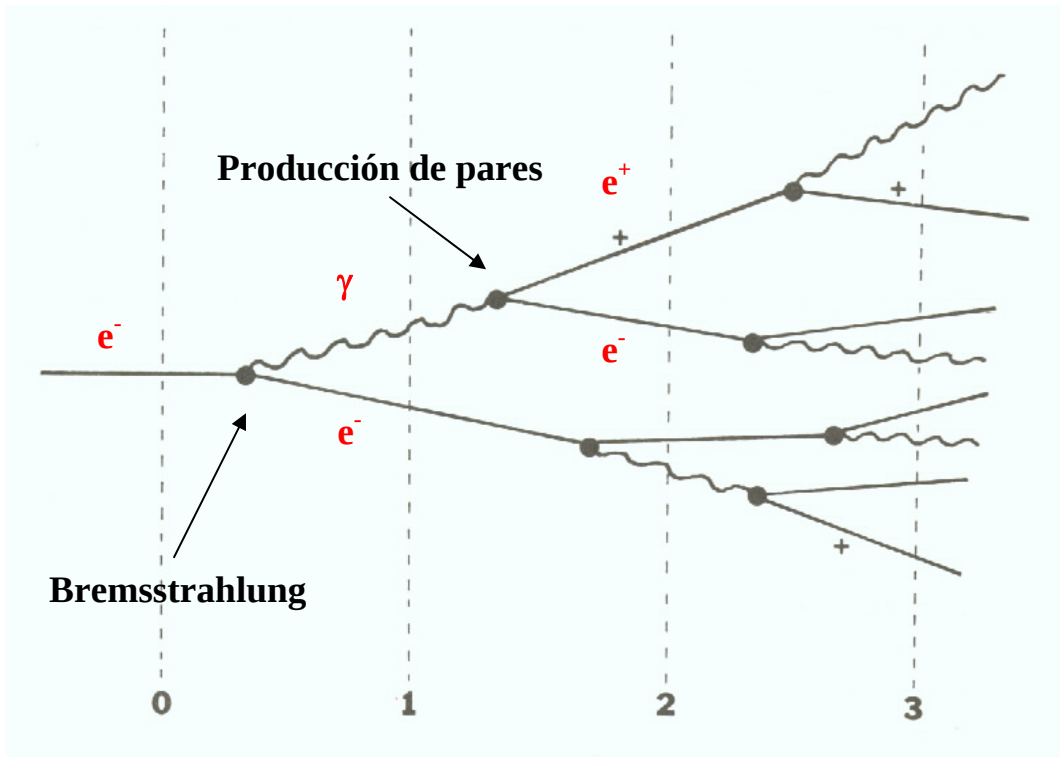
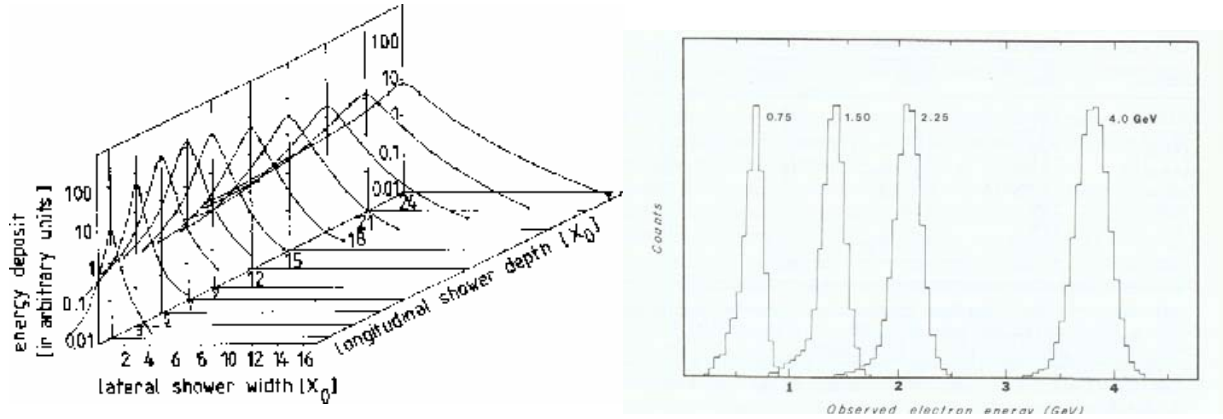
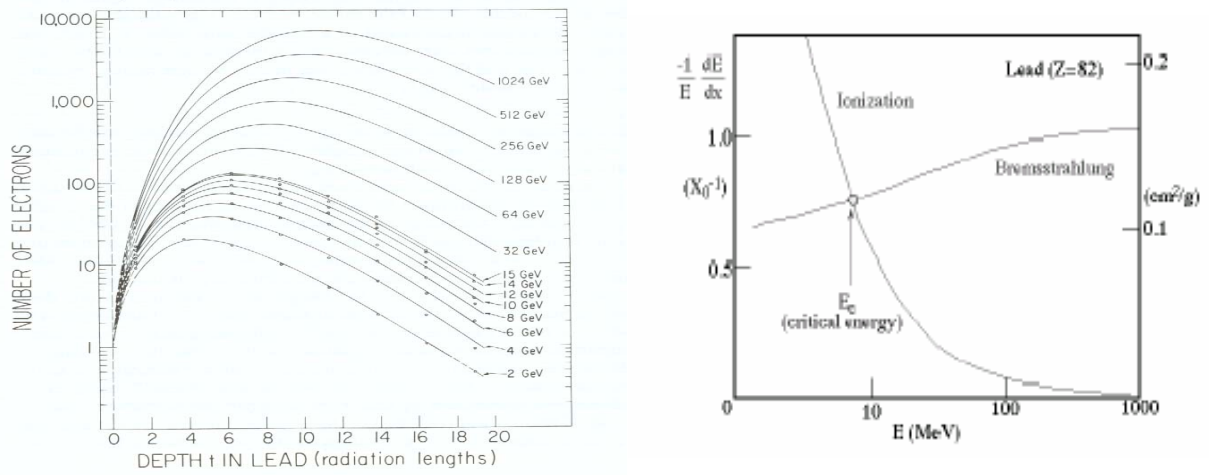


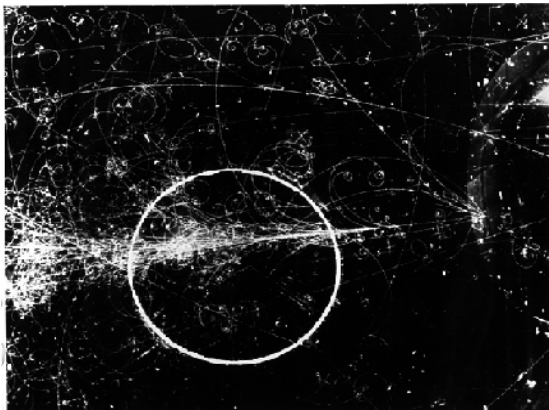
Figura A1. Esquema del desarrollo longitudinal (en profundidad) de una cascada electromagnética para e^- . Se muestran los distintos niveles de la cascada y cómo se va ramificando.



Figuras A2 y A3. A la izquierda esquema del desarrollo longitudinal (en profundidad) y transversal de la distribución de una cascada electromagnética. A la derecha distribución de partículas para cuatro energías de electrón diferentes; las anchuras en energía son debidas a fluctuaciones estadísticas.



Figuras A4 y A5. A la izquierda curva característica representando el número de electrones como función de la profundidad t en plomo para distintas energías de electrón. A la derecha pérdida de energía en función de la energía que poseen los electrones en el plomo.



Figuras A6 y A7. A la izquierda detalle de cascada electromagnética en la cámara de burbujas de 15 pies (457.2 cm) en Fermilab. A la derecha detalle de cascada hadrónica con cámara de burbujas de 30 pulgadas (76.2 cm) de Fermilab.

Para la longitud transversa de la cascada electromagnética, sobre el 95 %, se tiene la expresión

$$R_{95\%} \approx 14A / Z \quad (A.6)$$

que viene dada en g/cm^2 (unidad de X_0).

Las cascadas hadrónicas (Figura A7) son debidas principalmente a interacciones hadrónicas inelásticas, y se deben a colisiones del hadrón incidente con los nucleos de los átomos que encuentra en su camino. En esa interacción fuerte, parte de su energía se emplea para crear nuevos hadrones (sobre todo piones y algunos kaones), otra parte es energía cinética dada a esos hadrones ya creados, por último la energía restante se encarga de arrancar protones y neutrones de los núcleos afectados. Cuando las energías son altas las cascadas están caracterizadas por producción multipartícula y emisión de partículas debidas a la desexcitación de un núcleo excitado, por lo que esas nuevas partículas sirven de focos para nuevas cascadas. Las partículas secundarias de las cascadas hadrónicas son piones y nucleones. Como en esos procesos secundarios suele aparecer el π^0 , se introduce una componente electromagnética en estas cascadas a partir de los procesos que dan lugar esa partícula. La energía total que se libera cuando incide una partícula sobre el calorímetro hadrónico se reparte entre distintos mecanismos, que son los que van a caracterizar la forma de la cascada (señal). Los principales son:

1. La componente fluctuante π^0 , que interacciona sólo electromagnéticamente, ya que esa partícula se desintegra en dos fotones ($\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$). Así, la importancia del π^0 está en que introduce en la cascada componentes electromagnéticas que, de hecho, cambian la estructura de ésta. Se ha analizado el porcentaje que aparece de estas partículas respecto al total, obteniéndose la expresión

$$\frac{N(\pi^0)}{N} \approx 0.10 \log(E) \quad (A.5)$$

donde $N(\pi^0)$ es el cantidad de piones que aparecen, N el número total de partículas y E la energía de la partícula incidente, expresada en GeV.

Los otros dos piones, π^+ y π^- , pueden tanto crear cascadas hadrónicas como desintegrarse en un muon y dos neutrinos.

2. Una cantidad notable de la energía disponible es convertida tanto en excitación como en rotura de núcleos, y de esa energía sólo una pequeña fracción aparece como señal detectable.
3. Otro porcentaje de la energía se emplea en reacciones que no dan lugar a ningún tipo de señal.

La componente electromagnética en la cascada hadrónica llega a ser tan importante que se hace necesario caracterizarla. En realidad, interesa que esa componente sea prácticamente despreciable para evitar la compensación calorimétrica, pues son precisamente las fluctuaciones de las cascadas electromagnéticas las que impiden una buena resolución en energía para caracterizar tanto hadrones como *jets*⁷.

⁷ Cuando en las colisiones que dan lugar a cascadas las partículas secundarias resultantes son generadas de forma colimada, a ese conjunto de partículas se le conoce como *jet*. Estos *jets* se producen a consecuencia de la hadronización de partones (quarks y gluones) en las colisiones fuertes. Así, cuando se liberan quarks de su

En la región de altas energías se han obtenido ciertas expresiones aproximadas para el tamaño y la forma de las cascadas hadrónicas en términos del parámetro longitud de interacción⁸, notado por λ . Con este parámetro se caracteriza, con independencia de la energía, el proceso de multiplicación hadrónica. Así, la profundidad $l_{95\%}$ de la cascada hadrónica queda en función de ese parámetro como

$$l_{95\%} = [0.6 \ln(E) - 0.2 + 4E^a] \lambda \quad (\text{A.6})$$

donde E es la energía en GeV y el parámetro $a = 0.15$. El radio de la cascada $R_{95\%}$ es

$$R_{95\%} \approx \lambda \quad (\text{A.7})$$

El conjunto de parámetros que se pueden definir para caracterizar las cascadas ha sido empleado para reconstrucción de la energía [26]. Además se han realizado una serie de simulaciones utilizando técnicas de Montecarlo.

Para finalizar este análisis, y como comparación entre ambos tipos de cascadas, decir que las hadrónicas son más profundas (tienen más dimensión longitudinal, tomando origen en la posición de incidencia inicial de la partícula) y más anchas (más dimensión transversal) que las cascadas electromagnéticas. Por otro lado, las cascadas hadrónicas están caracterizadas por diferentes escalas temporales, la más baja de las cuales es del orden del microsegundo, mientras que las electromagnéticas se desarrollan sobre tiempos característicos por debajo del nanosegundo.

confinamiento en otras partículas (como neutrones y protones) se producen *jets* de hadrones a través de la producción de pares quark-antiquark y de gluones bremsstrahlung.

⁸ En un contexto más general, el parámetro longitud de interacción λ se define como el recorrido libre medio de una partícula en un medio dado antes de sufrir una interacción que no es ni elástica ni cuasielástica.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] A. A. Hanh, *Online Calculation of Tevatron Collider Luminosity using Accelerator Instrumentation*, Proceedings of the 1997 Particle Accelerator Conference, Vol 2, Vancouver (Canada), 1997.
- [2] W. MacKay, *Luminosity as Calculated from Machine Parameters*, Collider-Accelerator Department Brookhaven National Laboratory, C-A/AP/#89, 2002.
- [3] *LHC-Challenges in the Accelerator Physics*, Note, CERN, 1999, http://lhc.web.cern.ch/lhc/general/gen_info.htm
- [4] K. Yokoya et al., *Tune shift of coherent beam-beam oscillations*, Particle Accelerators, **27**, 181 (1990).
- [5] Y. Alexahin, *A study of the coherent beam-beam effect in the framework of the Vlasov perturbation theory*, Nucl. Inst. Meth. A **380**, 253 (2002).
- [6] CMS, *The Compact Muon Solenoid Technical Proposal*. The CMS Collaboration, CERN/LHCC 94-38.
- [7] J. G. Branson, D. Denegri, I. Hinchliffe, F. Gianotti, F. E. Paige, P. Sphicas, *High Transverse Momentum Physics at the Large Hadron Collider*, EPJdirect CN1, 1, 2002.
- [8] CMS, *The Tracker Project Technical Design Report*. The CMS Collaboration, CERN/LHCC 98-6.
- [9] A. Ostapchouk, *The CMS Tracker*, RWTH-Aachen Graduiertenseminar, Bad Honeff (Germany), 4 September 2001.
- [10] M. M. Angarano, *The silicon strip tracker for CMS*, 10th International Workshop on Vertex Detectors, Brunnen, 23-28 September 2001.
- [11] CMS, *The Electromagnetic Calorimeter Project Technical Design Report*. The CMS Collaboration, CERN/LHCC 97-33.
- [12] A. Givernaud, E. Locci, *Study of the azimuthal cracks in the electromagnetic calorimeter: the electron and positron case*, CMS Note 1998/032, June 1998.
- [13] R. Rusack, *The CMS PbWO₄ electromagnetic calorimeter*, VII International Conference in Calorimetry in High Energy Physics, Tucson (USA), 9 November 1997.
- [14] E. Toumeffler, *The Preshower Detector of CMS at LHC*, Nucl. Inst. Meth. A **461**, 355 (2001).
- [15] A. Nikitenko, *Jet Physics with CMS*, Workshop on Hard Probes in Heavy Ion Collisions at the LHC, CERN, 13 October 2001.
- [16] S. Kunori, *Jet Energy Reconstruction with the CMS detector*, VII International Conference in Calorimetry in High Energy Physics, Pasadena (USA), 25 March 2002.
- [17] CMS, *The Magnet Project Technical Design Report*. The CMS Collaboration, CERN/LHCC 97-10.
- [18] B. Curé, B. Blau, D. Campi, L. F. Goodrich, I. L. Horvath, F. Kircher, R. Liikamaa, J. Seppälä, R. P. Smith, J. Teuho, L. Vieillard, *The superconducting Strand for the CMS Solenoid Conductor*, IEEE Trans. Appl Superconduct. **12**, 1014 (2002).
- [19] CMS, *The Muon Project Technical Design Report*. The CMS Collaboration, CERN/LHCC 97-32.
- [20] P. Giacomelli, *The CMS Muon Detector*, 9th Vienna Conference on Instrumentation (VCI), Vienna (Austria), 19 february 2001.
- [21] D. Acosta, N. Adams, A. Atamanchouk, R. D. Cousins, M. I. Ferguson, V. Golovtsov, J. Hauser, A. Madorsky, M. Matveev, J. Mumford, T. Nussbaum, P. Padley, B. Razmyslovich, V. Sedov, W. Smith and B. Tannenbaum, *Development and test of a prototype regional track-finder for the Level-1 trigger of the cathode strip chamber muon system of CMS*, Nucl. Inst. Meth. A **496**, 64 (2003).

- [22] S. Lacaprara, *CMS: Muon System and Physics performance*, VI symposium on LHC Physics and Detectors, Fermilab, Batavia (U.S.), 1 may 2003.
- [23] CMS, *The TRIDAS Project Technical Design Report, Volume 1: The Trigger Systems*, The CMS Collaboration, CERN/LHCC 2000-38.
- [24] P. Chumney, S. Dasu, F. di Lodovico, M. Jaworski, J. Lackey, P. Robl, W.H. Smith, *CMS Level-1 Regional Calorimeter Trigger System*, Computing in High Energy and Nuclear Physics (CHEP'01), Beijing (China), 3 September 2001.
- [25] R. K. Bock, A. Vasilescu, *The Particle Detector BriefBook*, Springer, 1998.
- [26] R. Garabík, P. Holík G. Krajcovic, P. Stavina, S. Tokar, T. Zenis, *Reconstruction of the Hadronic Calorimeter Energy using the shower topology weighting technique*, ATL-TILECAL-2000-008, CERN, 24 Mar 2000.

CAPÍTULO 4: EL SISTEMA DE ALINEAMIENTO DE CMS

1. Introducción

Un sistema de alineamiento, dentro de un experimento de física de altas energías, consiste en construir un sistema de referencia respecto del cual se definen las coordenadas espaciales que tiene cada subdetector del experimento en todo momento. Como los sistemas de subdetección (*tracker*, cámaras de muones, etc) son de por sí complejos, ya que están a su vez constituidos por diversos elementos, precisan, adicionalmente, de un alineamiento local o interno. Desde este punto de vista el proceso de alineamiento se divide en global y local (o interno). El alineamiento de las distintas partes del experimento tiene como objetivo ayudar en la reconstrucción *precisa* espacio-temporal de las trayectorias de las partículas que atraviesan los distintos detectores (Figura 1) o, de una forma más general, en identificar, individualizar y caracterizar con *precisión* las propiedades de cada partícula relevante (desde el punto de vista del trigger), según la información que aporta cada uno de los detectores por los que va pasando. Para llevar a cabo este objetivo se utiliza un conjunto de dispositivos instrumentales, donde cada uno efectúa una medida específica que, a su vez, es coordinada e integrada con las que realizan el resto de dispositivos. Por otro lado, la necesidad de un seguimiento temporal exige la monitorización continua de las medidas realizadas por este instrumental. Asimismo, es importante tener en cuenta que este instrumental de medida puede verse afectado, tanto en su respuesta (perturbación interna de la física, electrónica, etc) como en su posición (perturbación externa por los desplazamientos debidos a las fuerzas que genera el campo magnético), por las condiciones que surgirán en el experimento cuando entre en funcionamiento (irradiación, campo magnético, interferencias electromagnéticas y temperatura, principalmente), dependiendo esto tanto del instrumental como de la zona del experimento en la que vaya emplazado.

En el experimento CMS se pretende establecer dos fases de alineamiento. En la primera se utilizaría un *alineamiento global del sistema* de detección (que en el caso de este experimento se conoce como *sistema link*), junto con los alineamientos locales del *tracker* y sistemas de cámaras de muones; y para ello se usa el sistema de coordenadas $r\phi z$, definido en la Figura 3 del capítulo 3. En una segunda fase, que mejorará la precisión alcanzada en la primera, se aprovecharán las trazas de muones en un procedimiento que se conoce como *alineamiento por trazas*. Este método consiste en comparar las trazas medidas en el sistema de cámaras de muones con la extrapolación de lo que debe aparecer en ese sistema según las trazas de muones detectadas en el *tracker*.

La precisión del alineamiento final depende tanto de la precisión de los detectores como de los sistemas de monitorización del alineamiento. Con todo ello, no se debe superar un límite de precisión espacial de $\approx 200\text{-}250\text{ }\mu\text{m}$. Para fijar un criterio que permita establecer qué zonas de CMS requieren más precisión en su alineamiento, es necesario recordar que la máxima resolución de muones se alcanza a altos campos magnéticos, para los que la curvatura de su trayectoria es mayor. Así, si se quiere aprovechar al máximo esa resolución, los detectores que se encuentran en alto campo magnético deben de tener un alineamiento más preciso (establecer su posición con más precisión). Este es el caso de la primera estación de muones del *barrel* (la más cercana a los haces) donde el campo magnético es más alto que en el resto de estaciones. De esta forma la precisión requerida en $r\phi$ para las cámaras del *barrel* es de $350\text{ }\mu\text{m}$ para MB4 y $150\text{ }\mu\text{m}$ para MB1, mientras que las precisiones de las cámaras intermedias están comprendidas entre esos dos valores.

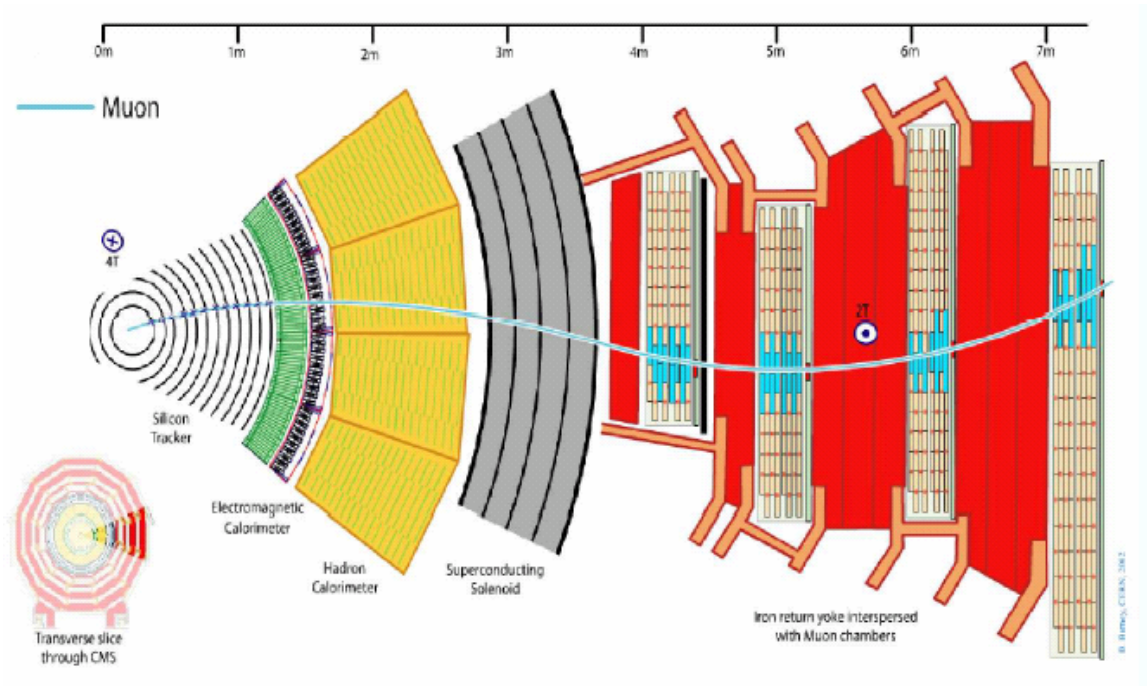
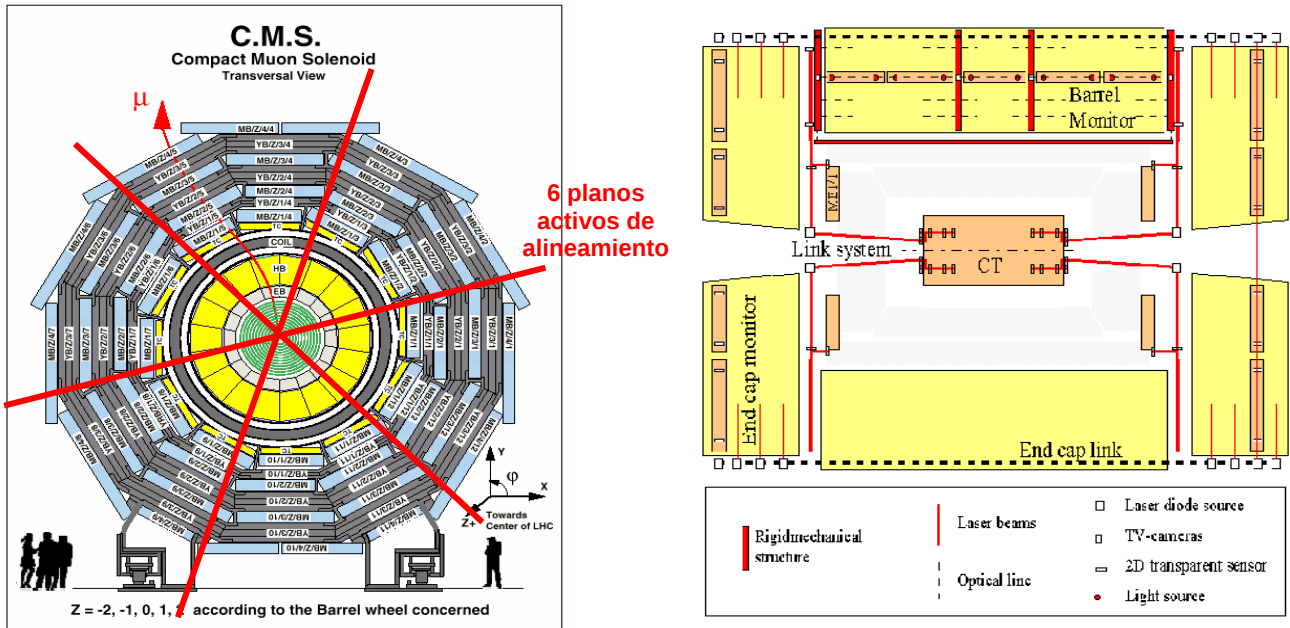


Figura 1. Trayectoria de un muon recorriendo distintos detectores de CMS.

Con la información que proviene de las distintas partes del sistema de alineamiento, y teniendo en cuenta las condiciones del entorno en el que se localiza, se corrigen los datos de reconstrucción de las trazas que aporta cada detector de partículas. Es interesante distinguir aquí entre los sistema de detección e instrumental que se usan para caracterizar partículas, y los detectores y dispositivos que se utilizan para dar información sobre el alineamiento.

En resumen, el esquema del alineamiento de CMS se divide en cuatro partes [1, 2]:

- Alineamiento local interno del *tracker* para medir posiciones relativas entre los distintos módulos de detección de éste, así como monitorizar sus deformaciones internas. Con este alineamiento se logra considerar al *tracker* como un cuerpo rígido.
- Alineamiento local entre las distintas cámaras de muones que componen el *barrel* y los *endcaps*, monitorizando su posición. Con esto se controlan los movimientos relativos entre cámaras. Este alineamiento se realizará mediante láser lográndose una precisión de 100 μm .
- Alineamiento Link que permita relacionar los dos sistemas de cámaras de muones (*barrel* y *endcaps*) con el *tracker*, realizando una monitorización de los detectores.
- Alineamiento por trazas del sistema de cámaras de muones, simulando lo que debería aparecer en estas cámaras en función de lo que aparece en el *tracker*, y comparando con lo que realmente aparece en las cámaras para mejorar la precisión.



Figuras 2 y 3. A la izquierda, corte transversal ($r\phi$) de CMS mostrando los seis planos sobre los que se efectuará el alineamiento. A la derecha, corte longitudinal (rz) de CMS el cual se corresponde con el esquema de alineamiento Link con dos planos activos de alineamiento en el corte transversal.

La estructura general del sistema de alineamiento se puede apreciar en los cortes transversal y longitudinal de CMS dados en las Figuras 2 y 3. Como se puede observar en el corte transversal el alineamiento se realizará sobre seis planos rz a lo largo de ϕ (*planos activos de alineamiento*), cada par de los cuales se corresponde, para alineamiento Link, con el corte longitudinal de la Figura 3.

2. El sistema de alineamiento del tracker

El *tracker* está constituido por dos zonas: el detector de píxeles y el de pistas de silicio. La zona de pistas de silicio está mecánicamente dividida, como ya se vió, en cuatro subdetectores: *barrel* interno y externo y *endcaps* internos y externos, cada uno de los cuales tiene su estructura de soporte. Cada una de estas partes es independiente por lo que pueden aparecer movimientos entre ellas debidos a cambios de temperatura, humedad, campos magnéticos, distorsiones, derivas con el tiempo, etc. Para controlar estos movimientos, se instalarán estructuras mecánicas de gran rigidez compuestas de fibra de carbono y, adicionalmente, la estabilidad se controla mediante un alineamiento preciso entre esas estructuras de soporte.

El alineamiento del *tracker* está orientado en varios aspectos:

- El *alineamiento del detector de píxeles de silicio* es efectuado continuamente mediante la reconstrucción de las trazas en los píxeles, por lo tanto no precisa de un sistema especial de alineamiento [3].
- El *alineamiento del detector de pistas de silicio* (Figura 4) se lleva a cabo mediante haces de luz. El alineamiento se realiza en dos sentidos: a) entre los discos que componen los *endcaps*, mediante los rayos 2 y 3 (Figura 4 y Tabla 1), b) entre las cuatro estructuras que componen el *tracker* con el rayo 4 (Figura 4 y Tabla 1). Para ello, se usarán los mismos detectores de silicio empleados en la detección de las trazas de las partículas. El procedimiento consiste en emplear un conjunto de aproximadamente 10^5 detectores del *tracker* localizados en posiciones cuidadosamente elegidas, de forma que con la información que aporten se pueda realizar una extrapolación a todo el *tracker* para conocer las posiciones de cada estructura. El *barrel*, tanto interno como externo, será monitorizado radialmente hacia dentro iluminando esos detectores de silicio con láser. Por el mismo método los *endcaps* serán monitorizados iluminando sobre detectores que previamente se han colocado en los discos según líneas radiales [4]. Este alineamiento por haces láser será mejorado mediante un alineamiento adicional por reconstrucción de trazas.
- Una vez que se ha alineado internamente el *tracker*, este puede tratarse como un cuerpo rígido. De hecho, este alineamiento interno, lo es en el sentido de que carece de referencias respecto al exterior del *tracker*. Es por ello que el siguiente paso es alinearlo, como un todo, con respecto al sistema de cámaras de muones, empleando para ello un sistema que se conoce como *alineamiento Link*. El rayo 1 (Tabla 1), que está constituido por doce haces láser, forma parte de ese sistema (Figura 4) junto con un complejo de dispositivos ópticos y mecánicos, como periscopios, tubos, etc. Para obtener la coordenada ϕ se usará un sistema de tiltmeters que medirán, con una precisión de unos 20-30 μ rad, la orientación del *tracker*.

En el alineamiento del detector de pistas de silicio se utilizará un láser de Nd:YAG que operará en el infrarrojo a 1064 nm de longitud de onda. Los haces láser atravesarán los módulos de silicio siguiendo trayectorias rectas que pueden servir para monitorizar deformaciones y desplazamientos, desde sus posiciones iniciales, de las estructuras de soporte del *tracker*. El silicio es semitransparente al infrarrojo y, así, cuando esta radiación atraviese un módulo de silicio (estos tienen una capa antirreflectante que evita pérdidas de radiación por reflexión), una parte será absorbida por estos, induciendo una señal, mientras que la otra será transmitida, atravesando así una cierta cantidad de módulos. Los desplazamientos entre módulos se detectan en éstos como variaciones de la posición de la mancha del haz láser con respecto a una posición inicial. Además, los cambios de dirección de los haces pueden ser separados de los movimientos de los módulos (cuando esos módulos no se mueven colectivamente) [5] mediante la correlación de los centroides de las manchas en los distintos módulos (Figura 5). Los haces láser se disponen para formar una red de líneas rectas que controlan el alineamiento. Los rayos 2 y 3 (Figura 4) se utilizan para alinear entre sí los discos de los *endcaps*. Mientras que el rayo 4 se utiliza para alinear ambos *endcaps* entre sí y estos, a su vez, con ambos *barrels*. En este caso la incidencia del rayo 4 sobre los módulos de los *endcaps* es perpendicular; pero para utilizar los módulos de los *barrels*, son necesarios divisores de haz que extraigan a ambos lados, y perpendicularmente al rayo principal, una serie de rayos que ya sí inciden perpendicularmente sobre los módulos de los *barrels*, según se aprecia en la Figura 4. De esta forma quedan definidas y alineadas las posiciones de cada parte del *tracker*.

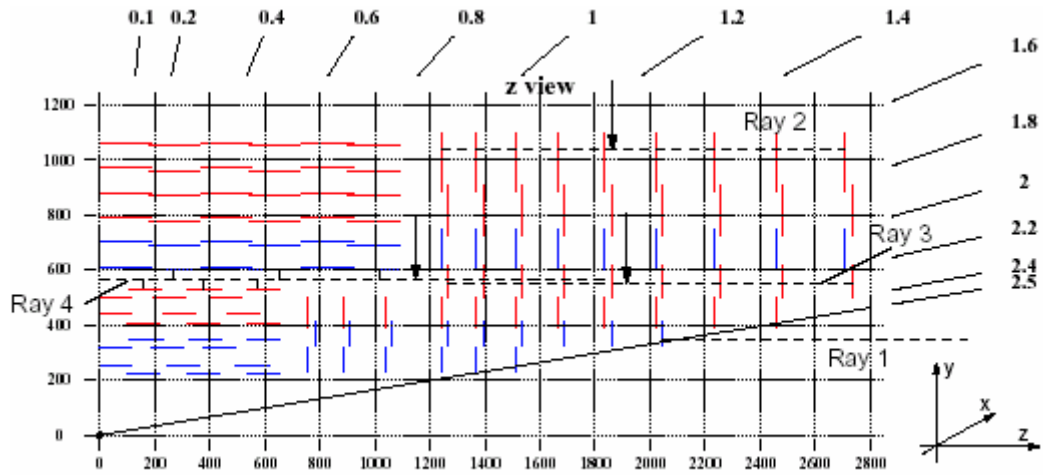


Figura 4. Alineamiento del detector de pistas de silicio del tracker mediante rayos de láser.

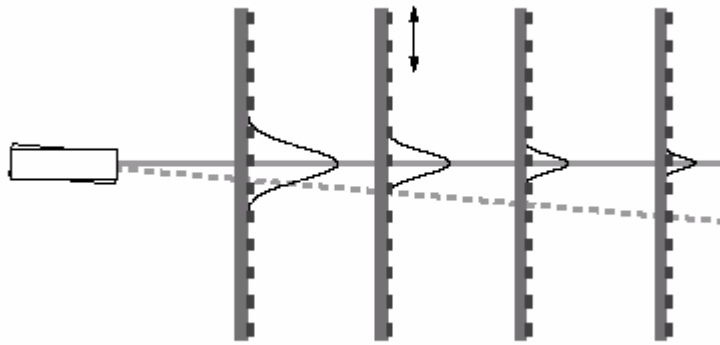


Figura 5. Esquema donde se detalla la correlación que aparece entre las manchas detectadas en varios módulos de pistas de silicio cuando el haz láser cambia de dirección.

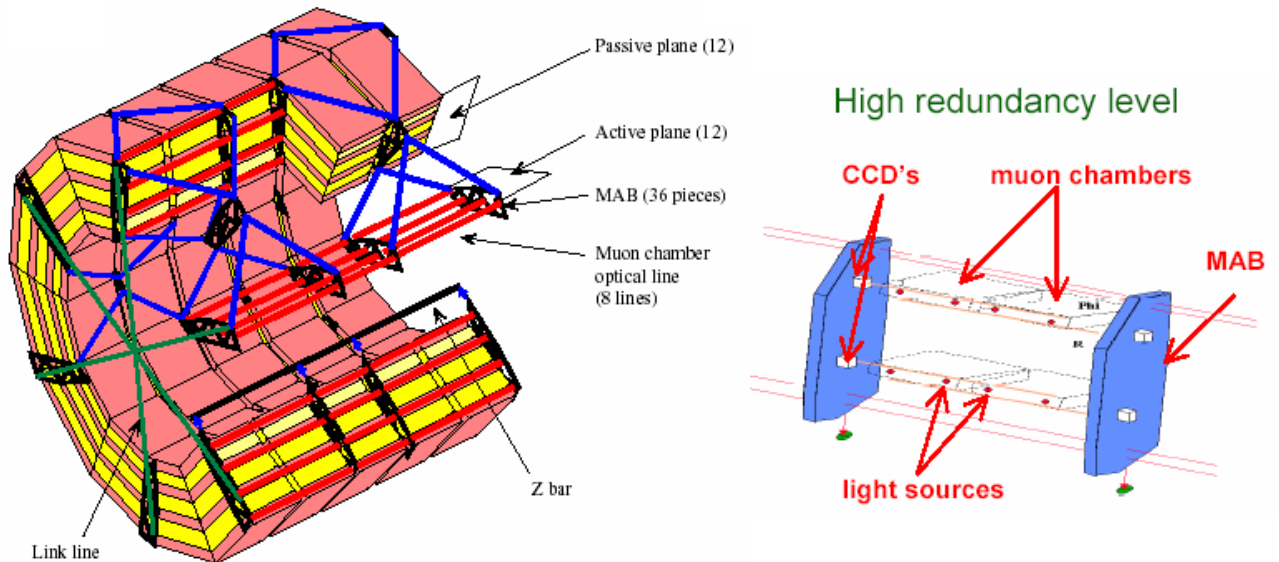
Nº de Rayo	Nº de haces	Nº de módulos que atraviesa cada haz	Nº de chips APV por mancha	Nº Total de APV's
1	2 x 6	5	4	240
2	2 x 8	10	2	320
3	2 x 8	9	2	288
4	8	22	2	352
Total	56	--	--	1200

Tabla 1. Parámetros para cada uno de los rayos del sistema de alineamiento óptico del tracker. Cada rayo tiene una cierta cantidad de haces láser, cada haz atraviesa un número de módulos de silicio y para cada módulo se activan una cierta cantidad de chips.

Las precisiones requeridas en el alineamiento de los discos de los *endcaps* son de $\leq 100 \mu\text{m}$ para posiciones relativas entre los módulos de silicio (identificación de trazas) y de $\leq 10 \mu\text{m}$ para la monitorización de la estabilidad en los módulos (reconstrucción de los parámetros de las trazas). Las precisiones en el alineamiento relativo entre *barrel* y *endcaps* es de $\leq 100 \mu\text{m}$ para posición y $\leq 30 \mu\text{rad}$ para orientaciones.

3. El sistema de alineamiento del *barrel* de muones

El sistema de alineamiento del *barrel* se fundamenta en conocer por monitorización las posiciones relativas entre las cámaras de muones que se localizan en el *barrel* (monitorización interna) con una precisión de $100 \mu\text{m}$, así como conocer la posición del *barrel* como un todo con respecto a los *endcaps* y al *tracker*. Los elementos de detección del sistema de alineamiento interno del *barrel* están contenidos en estructuras rígidas, conocidas como MABs (Module for Alignment of Barrel), que se insertan radialmente entre las ruedas del *barrel* (plano rz), y ello para los seis planos activos y los seis pasivos de alineamiento, como se aprecia en la Figura 6. Los seis planos activos se van alternando con otros seis planos pasivos a lo largo de la coordenada ϕ . De esta forma se tienen seis MABs a lo largo del eje z para cada pareja de seis planos r ϕ (entre activos y pasivos) de alineamiento, por lo que el sistema de alineamiento del *barrel* consta de $6 \times 6 = 36$ MABs, 24 en planos activos y 12 en planos pasivos (Figuras 6 y 7). Los MABs son estructuras mecánicas rígidas construidas con tubos de fibra de carbono y placas donde van dispuestos los elementos de detección. Los MABs van adosados a los hierros de retorno del *barrel* en tres puntos, lo que permite su movimiento sin deformación. Los MABs de los planos activos y pasivos contiguos se conectan entre sí mediante unas estructuras diagonales de hierros, quedando, asimismo, ambos planos conectados mediante sistemas ópticos. Existen dos variedades de geometría para los MABs, y ello es debido a la falta de simetría en ϕ para CMS.

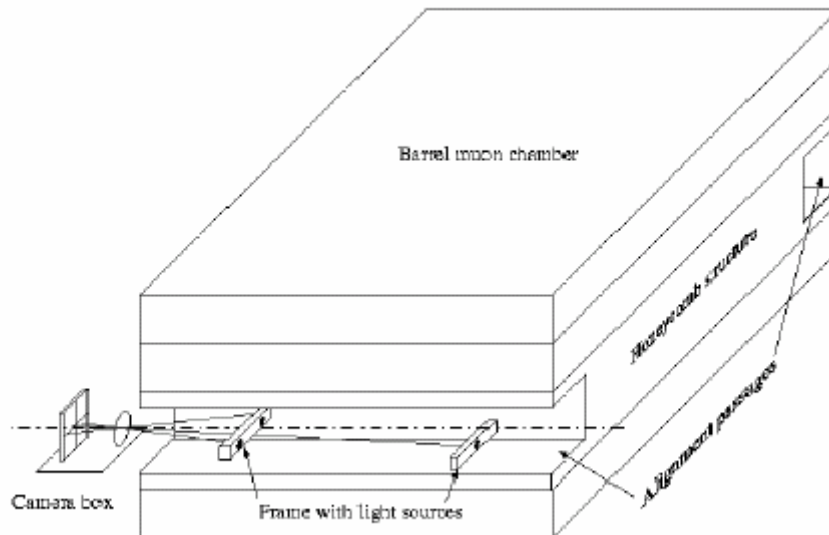


Figuras 6 y 7. Localización y disposición de los sistemas de alineamiento MABs en el barrel de las cámaras de muones. En esta figura se toma que cada uno de los 6 planos activos y pasivos considerados en este trabajo están divididos en dos partes, por ello se consideran 12 para cada uno de ellos. A la derecha, detalle sobre cómo van insertos entre las cámaras.

Así, el sistema de alineamiento interno del *barrel* se basa en la monitorización de las posiciones de las cámaras de muones que lo constituyen con respecto al sistema de 36 MABs. El rango de los movimientos que serán monitorizados y, por lo tanto, el rango de medida de cada uno de los elementos de alineamiento, dependerá de la respuesta mecánica del sistema, principalmente, al ser encendido el campo magnético. Durante el ensamblado del sistema, se realizará un análisis de fotogrametría que suministrará un conocimiento preciso de las posiciones tanto de las cámaras de muones como de los MABs, y que será el punto de partida de todo el proceso de alineamiento, ya que ahí se fijan las condiciones iniciales de cada parte del sistema. Además, una serie de pruebas magnéticas a realizar durante el período de instalación aportarán información sobre los offsets de posición en el detector. Con ello se conocerán los rangos que se necesitan para cada uno de los dispositivos de alineamiento optimizando, con ello, los rangos operativos de esos dispositivos [6].

Cada cámara de muones estará equipada con una fuente de luz (LEB) a cada uno de sus lados, de manera que esas fuentes de luz están montadas sobre estructuras rígidamente adosadas a las cámaras sobre los raíles de unas estructuras de *honeycomb* (panel). Por otro lado, cada uno de los 36 MABs contendrá 8 cámaras de caja (*camera box*) las cuales observarán las fuentes de luz montadas sobre las cámaras de muones (Figura 8). Adicionalmente, cada MAB contendrá 4 fuentes de luz (sobre los planos activos) y 4 cámaras de caja (sobre los planos pasivos) que aportarán las conexiones ópticas entre ambos planos. Además, los 24 MABs de los planos activos están también equipados con cámaras que miden la posición *z* mediante observación de las barras de fibra de carbono (barras-*z*) instaladas en el tanque de vacío del imán de CMS. Finalmente, existen 12 MABs en planos activos (los de cada extremo del *barrel*) que se conectarán al *tracker* mediante el sistema Link. En la Figura 9 se muestra una visión longitudinal de las líneas de alineamiento tanto para el sistema del *barrel* como para el sistema Link.

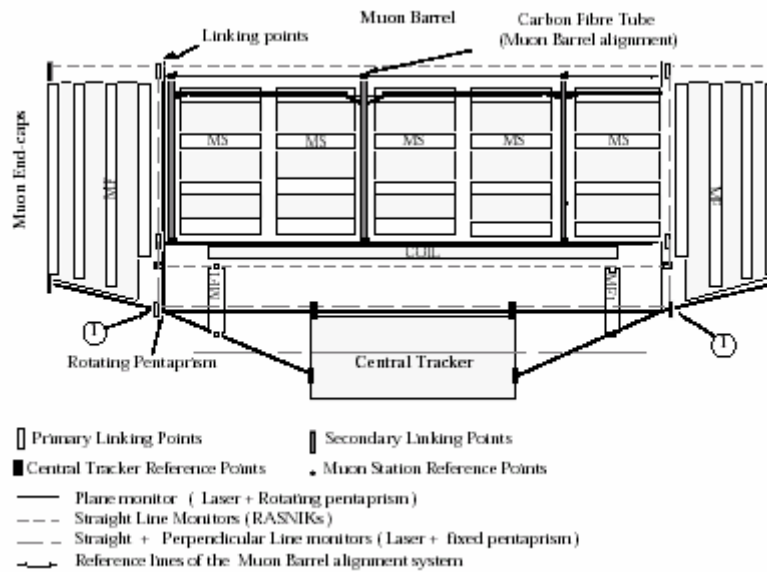
Para la medida de la posición de los hilos anódicos en las cámaras (que es el objetivo físico principal) no se puede realizar una monitorización directa. Y es por ello que las fuentes



Figuras 8. Esquema de las estructuras con fuentes de luz que van adosadas a las cámaras de muones del barrel y que quedan monitorizadas mediante cámaras (*camera box*).

de luz de las cámaras son monitorizadas. Por ello, es fundamental conocer la posición de estos hilos respecto a las fuentes de luz. Ello se realiza midiendo las posiciones de los hilos con respecto a marcas fiduciales de referencia que se fijan en las cámaras durante el proceso de construcción de éstas y mediante un conocimiento del comportamiento de las cámaras frente a la temperatura. La relación entre las marcas fiduciales y las fuentes de luz se lleva a cabo mediante la precalibración de cada cámara.

Las posiciones r y ϕ son evaluadas por las cámaras (camera box) midiendo las posiciones de las fuentes de luz correspondientes. La posición z es medida mediante triangulación con las medidas de las posiciones relativas de dos fuentes de luz montadas en la misma estructura y a 20 mm una de otra.



Figuras 9. Esquema longitudinal mostrando las líneas de alineamiento para el sistema de cámaras de muones del barrel y el sistema Link [7].

4. El sistema de alineamiento de los *endcaps* de muones

El sistema de alineamiento de los *endcaps* tiene dos funciones: por un lado referenciar el sistema de cámaras de los *endcaps* respecto del *tracker*, por otro medir y monitorizar la posición de cada una de las 360 cámaras de pistas catódicas (CSC) con la adecuada precisión. Para las dos estaciones ME2 y ME3 esas dos funciones están bien delimitadas, algo que no ocurre para la ME1.

El sistema de los *endcaps* como un todo estará referenciado con respecto a los MABs y, puesto que hay parte de los MABs, como se ha visto, que pertenecen al sistema de alineamiento Link, a través de este sistema los *endcaps* quedarán referenciados con el *tracker*. Este sistema utilizará sensores de detección de posición 2D, que detectarán la posición de incidencia de un haz láser, y sensores de proximidad tanto potenciométricos como láser, que medirán distancias entre distintas partes del sistema.

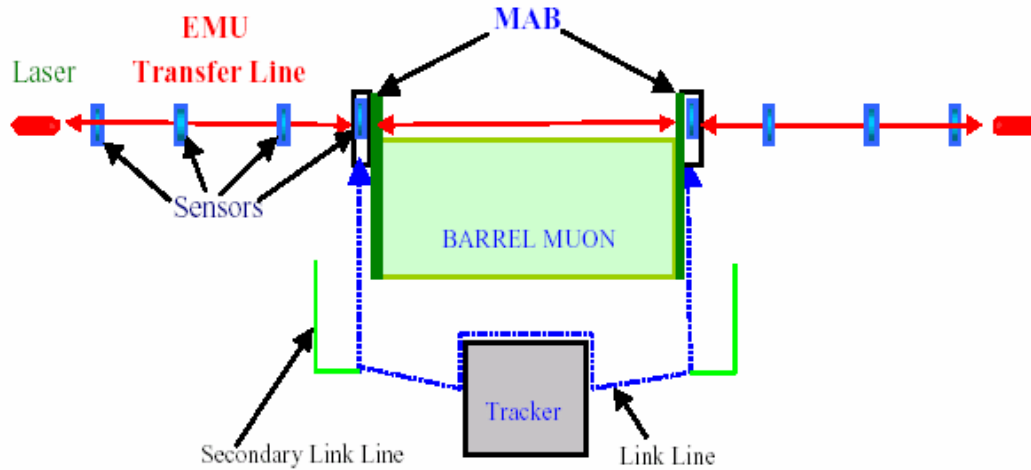


Figura 10. Esquema de las líneas de transferencia del sistema de alineamiento de las cámaras de muones del endcap (EMU), mostrando los sensores 2D y los haces láser.

En la zona de los *endcaps* se esperan movimientos significativos, a lo largo de z , de los detectores que están montados sobre el hierro de retorno de flujo magnético, debidos a las intensas fuerzas magnéticas que ahí aparecerán. Por los cálculos realizados se detalla que ese movimiento podría ser de hasta 5 mm, sin embargo, el movimiento en r y en el plano (r, ϕ) debería ser mucho menor. Además, habrá efectos térmicos que podrían alterar las posiciones de las cámaras. Con ello, se necesita de una monitorización precisa de las posiciones de los distintos constituyentes de este sistema.

El sistema consiste en cinco tipos de agrupaciones de sensores [8] dispuestos para la transferencia y monitorización de cada una de las coordenadas ϕ , r y z . Estos detectores son: a) líneas de transferencia del sistema de cámaras de los *endcaps*, b) líneas de monitorización en línea recta, c) sistema de alineamiento ME1, d) sensor z y e) sensor r .

- **Líneas de transferencia de las cámaras de los *endcaps***

El sistema de líneas de transferencia de las cámaras de los *endcaps* (Figura 10) transfiere las coordenadas ϕ y r desde el *tracker* al sistema de cámaras de los *endcaps*, esto se consigue mediante los MABs más externos, como se observa en la Figura 10. Para ello, se utilizan sensores de posición 2D que serán montados sobre el extremo más externo de esos MABs, cada 60 grados alrededor de la periferia de CMS a $r = 7250$ mm. Seis haces láser serán proyectados desde el borde externo de cada endcap y su dirección será medida por esos sensores 2D. Los sensores 2D son posicionados en las denominadas plataformas de transferencia las cuales, a su vez, van adosadas a las distintas estaciones de cámaras de los *endcaps*. Los haces láser y los sensores de posición definen el sistema de líneas de transferencia y determinan las coordenadas de referencia r y ϕ para las estaciones de los *endcaps*. Cada línea de transferencia de los *endcaps* está implementada por 12 fuentes de láser, 48 sensores 2D y 36 plataformas de transferencia.

- **Líneas de monitorización en línea recta**

El sistema de monitorización en línea recta para las CSCs se basa en colocar en seis puntos (que corresponden a seis cámaras de muones) sobre la periferia de cada estación endcap, un láser y un sensor de punto de referencia (Figura 11), adosados a la plataforma de transferencia, los cuales darán la información ϕ y z a través de la superficie de las CSCs. Dos sensores 2D colocados sobre cada CSC a lo largo de la dirección del láser dará la información ϕ de las cámaras. Los componentes que integran este sistema son 36 fuentes láser, 192 sensores 2D y 150 plataformas de monitorización en línea recta.

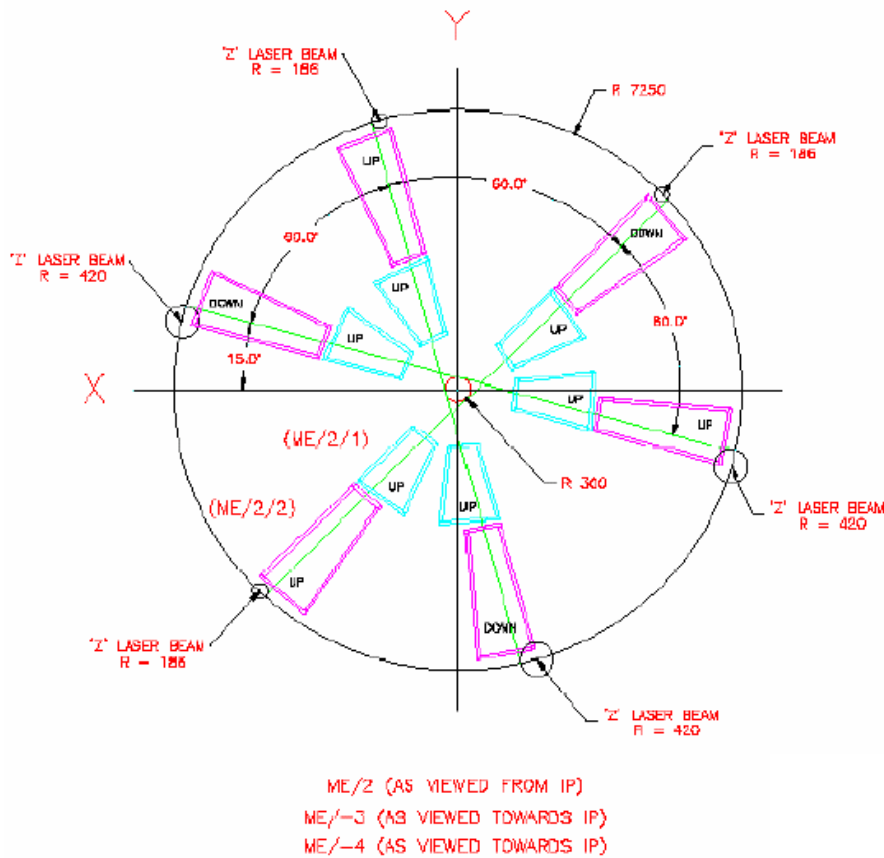


Figura 11. Esquema de la orientación de las líneas de monitorización en línea recta.

- **Sistema de alineamiento ME1**

La estación ME1 es uno de los tres anillos de CSCs en los *endcaps*. Su alineamiento es diferente de las otras dos estaciones, y ello debido a las limitaciones geométricas y a la proximidad de las líneas de Link primarias. Por ello, la información sobre el ángulo ϕ será obtenida desde líneas de láser paralelas a las líneas Link primarias, y denominadas líneas secundarias (Figura 10). Las líneas secundarias serán generadas por el desdoblamiento de

cada una de las seis líneas Link primarias mediante un prisma romboidal. Además, alinearán sólo seis cámaras de muones. La mayor parte de esas cámaras serán alineadas en ϕ por fotogrametría y serán monitorizadas usando trazas de partículas a través de los sectores solapantes de las cámaras. La posición de r será derivada desde los tubos r usados por el sistema Link para transferir r a los MABs.

- **Sensor z**

La coordenada z para cada estación del endcap de muones será transferida desde el MAB a las plataformas de transferencia en seis puntos alrededor de la estación, como se aprecia en la Figura 12. Ello será hecho mediante tubos de carbono instrumentados con sensores de proximidad.

- **Sensor r**

La coordenada r para una cámara externa bajo la línea de monitorización en línea recta está determinada con respecto a la línea de transferencia de las cámaras de muones del endcap. Un potenciómetro lineal medirá la distancia r entre las cámaras externas y la plataforma de transferencia, que contiene los sensores de transferencia, el láser y el sensor de punto de referencia. Otro potenciómetro del mismo tipo monitorizará la distancia r entre las cámaras externas e internas. Los componentes de este sistema lo constituyen 360 potenciómetros y 720 soportes.

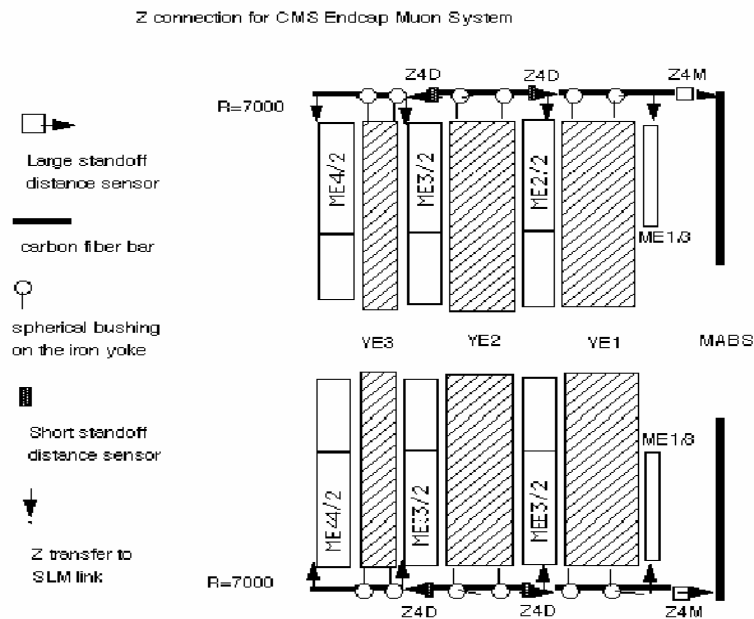


Figura 12. Esquema del alineamiento en z .

5. El sistema de alineamiento Link

• Introducción

El sistema Link [1] está diseñado para relacionar los sistemas de monitorización del *tracker* con el sistema de cámaras de muones. Para ello se crea un sistema de referencia común para ambos sistemas, que es el que quedó definido en la sección anterior. El sistema Link se fundamenta en un conjunto de fuentes láser que generarán *haces de referencia*, así como en un conjunto de *componentes ópticos, mecánicos y de detección*, definiendo lo que se conoce como un monitor de posición multipunto. Este monitor multipunto se basa en referenciar un conjunto de puntos situados sobre los dos sistemas a alinear con respecto a los haces de referencia. Como componentes de detección para este sistema de alineamiento se utilizarán fuentes láser, sensores 2D, sensores de proximidad, *lásers level*, inclinómetros (*tiltmeters*) y sensores de temperatura.

El alineamiento Link se realizará, como ya se indicó, sobre los seis planos activos rz (Figuras 2 y 3). En la conexión entre el *tracker* y el sistema de cámaras de muones se emplearán doce caminos de luz (seis para $+z$ y seis para $-z$, y cada uno de esos seis se corresponden con los seis planos de alineamiento) generados por diodos láser como fuentes de luz y accesibles desde las partes del sistema Link que quedan vinculadas: el último disco del TEC para el *tracker* y los MABs (a los cuales los detectores del *endcap* y del *barrel* están relacionados) para los sistemas de cámaras de muones. De esta forma sobre un plano activo de alineamiento se tienen dos caminos de luz generados por sendos diodos láser: uno se orienta hacia la zona del sistema de cámaras de muones y otro hacia el *tracker*. Este sistema posee, además, un conjunto de puntos de enlace (puntos Link) definidos sobre las estructuras de los MABs (cuatro por plano activo para alineamiento entre *barrel* y *endcap* → dos por cada MAB) y sobre el detector *tracker* (cuatro sobre el *tracker* para alineamiento del *tracker* con el sistema de monitorización de los *endcaps*) cuyas posiciones son monitorizadas respecto

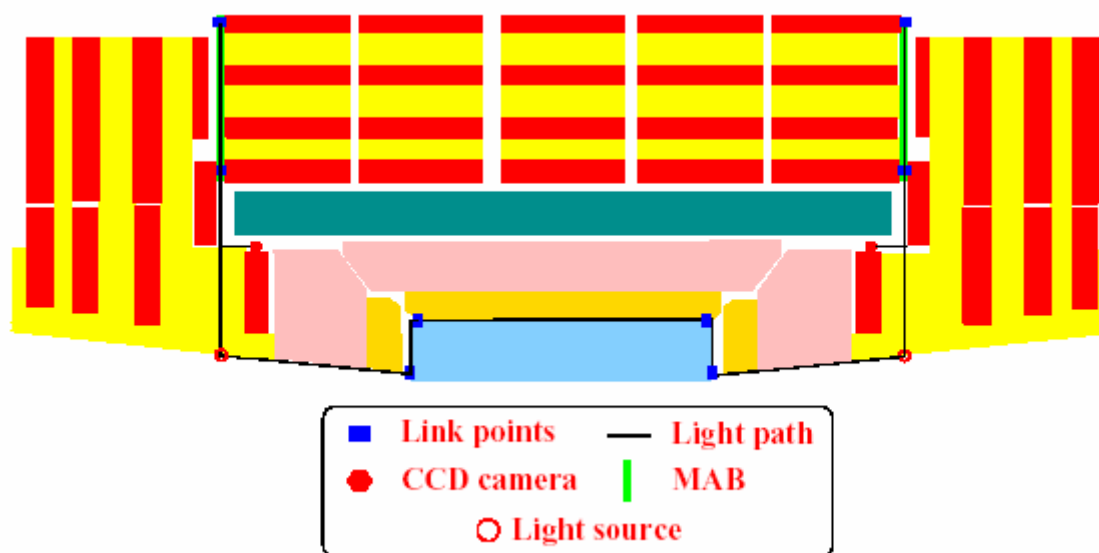


Figura 13. Corte longitudinal (plano activo de alineamiento) de CMS mostrando las dos líneas (o caminos láser), los cuatro puntos de alineamiento Link entre *barrel* y *endcap*, y los cuatro puntos para el *tracker*, y ello para uno de los seis planos activos de alineamiento.

a las líneas de láser (Figura 13). Además posee un sistema extra de puntos para el alineamiento de las cámaras en las estaciones ME1, a consecuencia de la posición especial que ocupan (como ya se explicó en la sección dedicada al alineamiento interno de los *endcaps*).

Los caminos de luz se definen sobre los seis planos de ϕ (los planos activos de alineamiento), uno cada 60° en coordenada ϕ . Esta segmentación en planos es redundante, aunque permite establecer referencia para cada zona del *barrel* de muones con respecto al *tracker*, así como del *tracker* con respecto a los sistemas de monitorización de los *endcaps* (a través de los puntos de alineamiento indicados). Por otro lado, para minimizar las interferencias con otros detectores de esos caminos de luz, éstos se conducen por los límites entre detectores.

- **El camino de luz**

Debido a que todo el sistema de alineamiento se fundamenta en la trayectoria que siguen los caminos flotantes de luz, es necesario conocer con detalle qué los origina y los componentes que van encontrando en su camino. Además, es fundamental conocer las condiciones en las que éstos alcanzan una estabilidad y, consecuentemente, una cierta precisión.

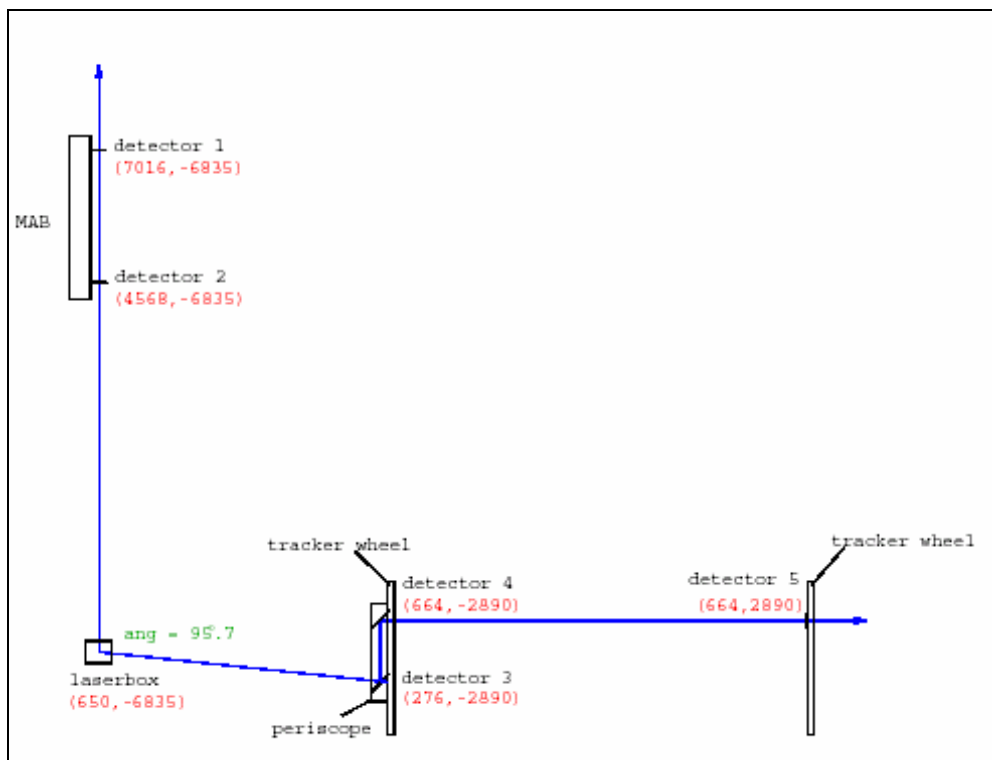
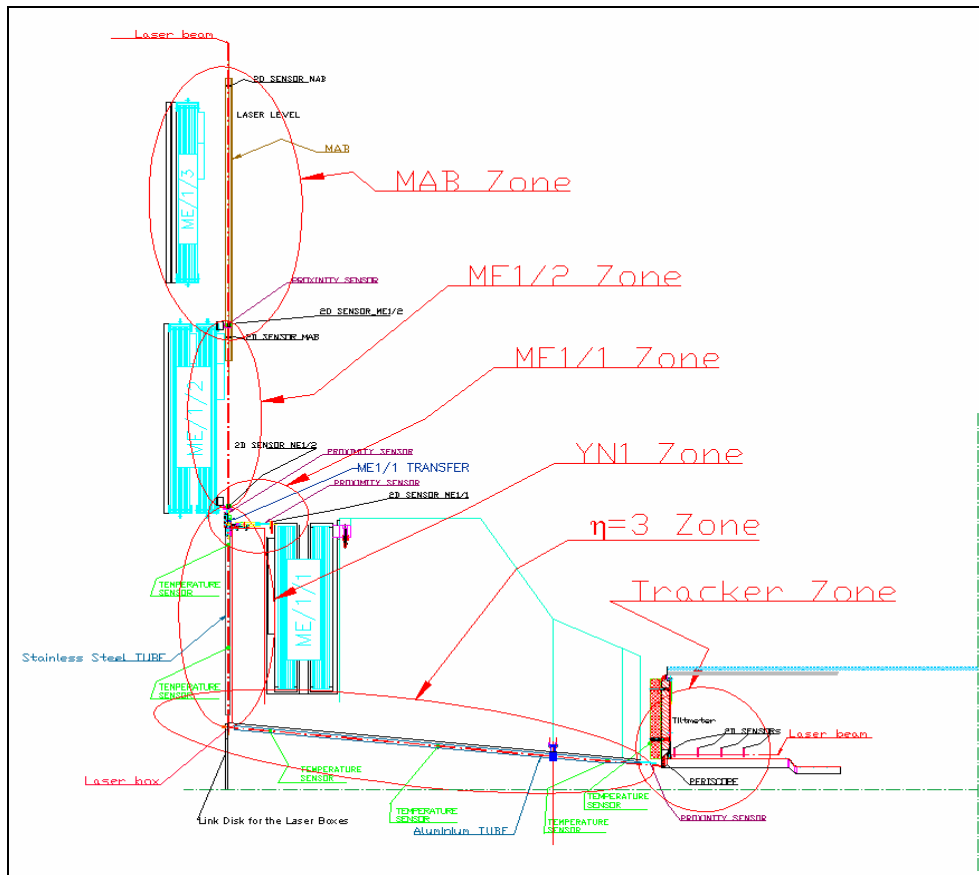
El sistema se estructura en seis partes definidas a lo largo de la trayectoria de los haces de luz, según se puede apreciar en las Figuras 14 y 15: MAB, ME1/2, ME1/1, YN1, la zona a $\eta = 3$ y *tracker*.

Los caminos de luz, para un plano activo de alineamiento, son generados por dos fuentes láser flotantes e independientes de tipo diodo (situadas en $z \cong \pm 6835$ mm y $r \cong 650$ mm) adosadas a los hierros de retorno de cada *endcap*. Cada fuente (*laser box*) emite dos haces láser, mediante sendas fibras ópticas, con un ángulo entre ellos de $\cong 95.7^\circ$ (el haz que se emite en la dirección radial es de $\lambda = 670$ nm, mientras que el otro es de $\lambda = 1064$ nm). Además, en el punto de emisión del haz de 670 nm se encuentra un prisma romboidal que divide el haz principal radial en dos haces paralelos; de ellos el primero llegará al MAB, mientras que el segundo alineará las cámaras ME1/2 y ME1/1.

Las fuentes de luz van adosadas a los retornos de los *endcaps* en una zona donde el campo magnético es particularmente intenso. Es por ello que aparecerán unas fuerzas sobre estos hierros que los deformarán desplazando, a su vez, la fuente láser. Aunque mientras se tenga al dispositivo operando dentro de rango, la posición y orientación de los rayos es irrelevante: para la reconstrucción de puntos y líneas la fuente de luz se considera como una referencia flotante como ya se indicó.

Los haces de luz estarán protegidos por tubos de aluminio y/o fibra de carbono que estarán adosados a las plataformas de las fuentes, y que también tendrán la función de medir distancias en r y en z entre la fuente y los puntos de Link (tubos de distancia) que están alojados en las estructuras externas de los MABs y en los dos extremos del detector del *barrel*.

La conexión de las fuentes de láser con el *tracker* se realizan paralelamente a $\eta = 3$, alcanzando el disco *endcap* del *tracker* a $r \cong 300$ mm. Sobre este disco un periscopio se encarga de desplazar el camino de luz hacia un radio más externo (Figura 15), lo que permite medir ópticamente mediante acotado el volumen del *tracker*, quedando este alineado respecto a la trayectorias de los haces láser. Notar que los espejos de los periscopios deben ser muy estables para poder definir con precisión las trayectorias de la luz que pasa por ellos.



Figuras 14 y 15. Arriba, detalle de $\frac{1}{4}$ del sistema de haces láser de referencia (sistema Link) mostrando las partes en que se divide y los componentes que lo integran. Abajo, el mismo detalle mostrando la posición que ocupa cada uno de los detectores Link [9].

La conexión de las fuentes láser con las cámaras de muones (haz radial), tiene un desdoblador de haz, en el extremo del tubo de distancia (*beam splitters*) que envía una parte del haz hacia el disco de cámara de muones ME1/1 donde se encuentra un detector de posición 2D que lo detecta. Existen otros dos sensores de posición 2D localizados en ambos extremos de la cámara de muones ME1/2. La otra parte del haz continua su camino radial hasta la zona MAB. En cada MAB se localizan dos sensores 2D que se encargan de detectar el haz láser con lo cual estos MABs quedan alineados respecto de él. Además en esta zona se dispondrán de otros dispositivos de alineamiento como los *láser levels*.

Ya que los haces de luz que se utilizan en el alineamiento Link son demasiado largos, los gradientes de temperatura darán lugar a gradientes de índice de refracción que harán que la luz se refracte, cambiando así su dirección. Los tubos de luz, un flujo de aire a través de los pasos de luz y un promedio sobre muchas medidas reducirán este efecto.

- **Fundamentos del alineamiento Link**

En la medida de la posición de los MABs con respecto al *tracker* se usan un total de ocho puntos de alineamiento: cuatro de ellos están localizados en los extremos del *tracker*, mientras que los otros cuatro lo están en las estructuras de los MABs (dos por cada MAB).

En el alineamiento del *tracker* se considera la posición de los haces láser con respecto a las ruedas del *tracker*. En la medida se usan sensores 2D y un tubo de distancia. La posición (x, y) del alineamiento del *tracker* es obtenida mediante la intersección de los haces de luz con los sensores 2D que se ubican en los discos de éste, en la zona $\eta = 3$. Por otro lado, el tubo de distancia que se localiza en esa misma zona permite medir la posición según la coordenada z .

En el alineamiento de los MABs, son los sensores 2D colocados en los dos puntos de alineamiento de los MABs los que miden la posición relativa y la orientación entre los haces láser y los MABs. La medida de la distancia radial desde el origen del haz láser al MAB da la coordenada r de los puntos de alineamiento.

La orientación en ϕ entre el MAB y el *tracker* no se puede obtener mediante esta geometría, por lo que para esta medida se usarán inclinómetros (*tiltmeters*), localizados en los MABs y en los discos del *tracker*, respectivamente.

Ya se ha indicado que, debido a la geometría del sistema, las cámaras de muones ME1 exigen un alineamiento propio. Los anillos de ME1/1 serán monitorizados en seis puntos externos del anillo, y requerirán de una referencia extra (punto de alineamiento) para cada camino de luz a $r = 2630$ mm. La transferencia de las coordenadas de alineamiento al anillo se realizará mediante fuentes de luz, en los puntos de alineamiento, y cámaras CCD colocadas en las cámaras de muones ME1/1.

- **Constituyentes del sistema Link**

El *sistema de alineamiento Link* está constituido por un conjunto de dispositivos mecánicos, optomecánicos y sensores (Figuras 14 y 15). En esta parte se hará un análisis sucinto de cada uno de ellos.

La fuente o caja de luz. Dispositivo optomecánico conteniendo el final de dos fibras ópticas operando en monomodo y transportando luz de sendos diodos láser, el uno de 670 nm y el otro de 1060 nm. Un prisma romboidal modificado divide, como ya se explicó, el haz de 670 nm en dos haces paralelos que se propagan hacia el MAB. El haz a 1060 nm es dirigido

directamente hacia la base de un periscopio adosado al *tracker*. Los diodos que generan los haces de luz se encuentran ubicados lejos del experimento. Hay un total de 12 cajas de luz (dos por cada plano de alineamiento activo).

Periscopios. En CMS se utilizarán un total de 12 periscopios que permitirán obtener una mayor precisión en fijar la orientación del *tracker*. Una unidad sencilla de periscopio consiste en una barra como estructura de soporte con dos unidades adosadas a ambos extremos con una orientación fija: una unidad consiste en un espejo, mientras que la otra es un divisor de haz. La estructura se compone de silicato fundido dopado con titanio. Sus propiedades térmicas y de estabilidad bajo irradiación son muy buenas. Es importante controlar la estabilidad mecánica de los espejos, pues de ello depende la estabilidad de los haces, en los que se fundamenta el alineamiento. Estos dispositivos irán dispuestos en los discos del *tracker*, según se aprecia en las Figuras 14 y 15.

Sensores de posición. Los sensores de posición se utilizarán para posicionar los haces láser del sistema de alineamiento Link y, a través de ellos, referenciar las estructuras a las que éstos van adosados, es decir, referenciar el *tracker* con respecto al sistema de cámaras de muones. Teniendo en cuenta las condiciones que aparecerán en el entorno de CMS se han estudiado dos tipos de sensores de posición: los CMOS y los ALMY. Una de las diferencias fundamentales entre ambos es que los CMOS son sensores opacos a los haces láser de referencia, mientras que los ALMY son semitransparentes. La información que se obtiene del haz láser al incidir sobre los sensores de posición consiste en dos perfiles de intensidad ortogonales con forma gaussiana. En el capítulo 8 se hará un estudio de esos dos tipos de sensores de posición.

Laser Levels y tiltmeters. Los tiltmeters son sensores de inclinación que miden la inclinación en ϕ del objeto al que se hallan adosados con respecto al vector gravedad. Debido a que hay que definir la inclinación de elementos grandes, es necesario confiar en la rigidez de las estructuras. Para garantizar la estabilidad de las medidas se usarán en los MABs *laser levels*, cada uno de los cuales incluye un tiltmeter y un módulo láser (Figura 16). El tiltmeter da el ángulo respecto a la gravedad con una precisión mejor que $5 \mu\text{rad}$ y, como el ángulo entre la horizontal del tiltmeter y el láser está calibrado, se puede conocer el ángulo entre la dirección del láser y la gravedad. De esta forma la información de ambas unidades se puede correlacionar para mejorar la precisión de inclinación. Las pruebas realizadas con estos sensores son muy satisfactorias [10] y se espera una resolución final de unos $30 \mu\text{rad}$ [11, 12]. Un análisis detallado del tiltmeter se da en el capítulo 7 de este trabajo.

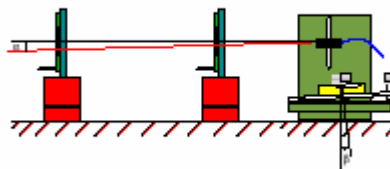


Figura 16. Detalle de un laser level, que es una estructura calibrada donde se obtiene información de inclinación respecto a la horizontal a través de los sensores 2D y un láser e información de inclinación respecto a la vertical con un tiltmeter.

Los monitores de distancia. Las distancias largas se medirán con tubos de fibra de carbono, que además protegerán los haces de luz dirigidos hacia MABs y *tracker*. Las distancias cortas (± 40 mm) serán medidas por dos tipos de sensores de proximidad: de contacto y ópticos. Los dispositivos de contacto son potenciómetros. Los sensores ópticos miden por triangulación. Estos últimos serán estudiados en detalle en el capítulo 6.

Sensores de temperatura. En distintas zonas del sistema Link se dispondrán sensores de temperatura que la medirán mediante una RTD (*Resistance Temperature Detector*) de platino. El modelo de dispositivo adecuado para ser incorporado en CMS evita altas disipaciones de calor y previene la introducción de interferencias en una señal de medida que es muy delicada. En el capítulo 5 se hace un análisis de este sensor.

Como se puede observar el *sistema de alineamiento Link* está constituido por muy variados dispositivos dedicados cada uno de ellos a una medida concreta. La coordinación de todos ellos permite conocer con detalle la posición espacial de los MABs con respecto al *tracker*, que en definitiva es el objetivo final del sistema Link. Con el software Simulgeo ++ se han simulado lo que resulta del sistema de alineamiento Link, teniendo para ello en cuenta las precisiones de calibración y las resoluciones esperadas de los distintos componentes que lo constituyen. La resolución espacial final que se obtiene está entre 100 y 150 μm [13].

Unos análisis y tests más recientes del sistema de alineamiento de CMS se han realizado en el CERN, usando para ello de un montaje experimental que cubre medio plano de alineamiento en ϕ . Los resultados validan el diseño conceptual optomecánico, mientras que las resoluciones espaciales y angulares obtenidas se mantienen dentro de los rangos que son requeridos en CMS [14].

6. Alineamiento por trazas

Para una mejora de la precisión en el proceso de alineamiento se realizará, posteriormente al *alineamiento global del sistema*, lo que se conoce como un *alineamiento del detector por trazas*, en el cual se hará uso de los propios muones producidos en la colisión de los haces protón-protón [15]. De esta forma se hará un análisis de la trazas medidas en las estaciones de muones y se las comparará con las trazas extrapoladas a esas estaciones según los impactos de muones sobre el detector de trazas central. Para poder realizar esto de forma eficiente es obvio que se está teniendo en cuenta la alta resolución espacial del *tracker*, su perfecto alineamiento interno y la posibilidad de definir un sistema de referencia en el *tracker* que permita situar las estaciones de muones con alta precisión.

El procedimiento consiste en considerar cada una de las estaciones de muones como un sólido rígido limitando los grados de libertad de cada una a seis. El problema se resuelve mediante parametrización de las coordenadas medidas para los muones. De esta forma los movimientos, rotaciones y deformaciones de las cámaras de muones pueden ser evaluados con una buena resolución. Un análisis detallado de los efectos de esos movimientos y deformaciones viene dado en la referencia [16]. Para una mejora de la resolución es fundamental disponer de una amplia estadística de sucesos. Como conclusión de este estudio se tiene que con el conocimiento tanto del detector como de la magnitud de los errores sistemáticos que parametrizan aquello que se desconoce del mismo, se alcanzan unas precisiones de *alineamiento por trazas* que son del mismo orden que el *alineamiento global* del sistema. Es por ello, que el *alineamiento por trazas* es un procedimiento muy adecuado para mejorar la precisión del *alineamiento global*.

En la Figura 17 se muestran los detalles de la reconstrucción del momento de un muón al pasar por las distintas fases del detector, así como la resolución que le corresponde a su paso por distintas zonas críticas. A la derecha se aprecia cómo la resolución del momento transverso es mejor para bajos momentos transversos (ya que en este caso la curvatura debida al campo es mayor). También se aprecia cómo se degrada la resolución progresivamente a medida que aumenta la pseudorapidez η .

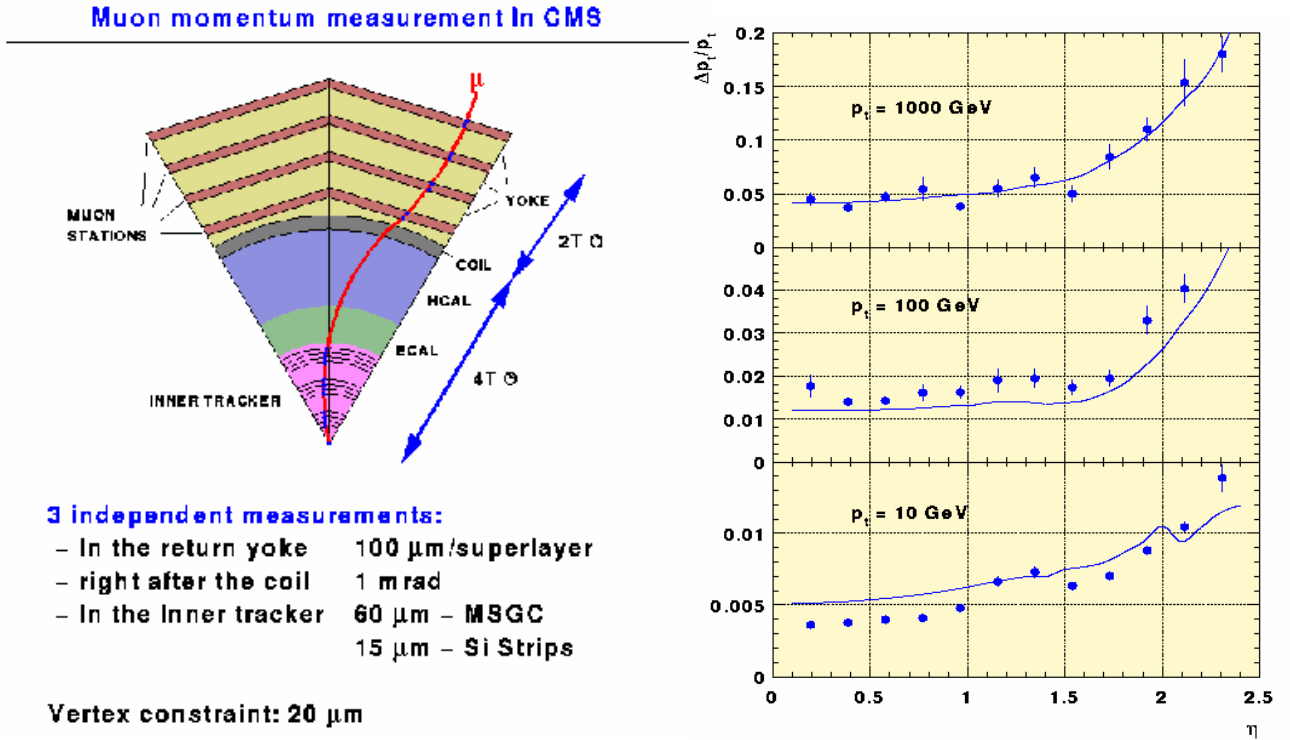


Figura 17. A la izquierda cuña transversal ($r\phi$) de CMS mostrando la trayectoria de un muón y el campo magnético en cada zona. A la derecha resolución $\Delta p_T / p_T$ en función de la pseudorapidez η a distintos momentos transversos.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] CMS, *The Muon Project Technical Design Report*. The CMS Collaboration, CERN/LHCC 97-32.
- [2] F. Matorras, T. Rodrigo, I. Vila, *Off-line muon station alignment using the inclusive μ LHC production*, CMS TN/96-005.
- [3] A. Macpherson, *Pixel DCS*, Pixel Readout Workshop, CERN, 18 March 2002.
- [4] A. Ostapchuk, S. Schael, B. Wittmer, *Alignment of the CMS Tracker*, Workshop, CERN, 21 September 2000.
- [5] B. Wittmer, *Integration of the Laser Alignment System into the CMS Software*, CMS Tracker Week, 6 June 2001.
- [6] J. Varela, *Collaboration in the CMS Experiment: Development of the CMS Alignment System*, Technical Annex, 21 september 2000.
- [7] CMS, *The Compact Muon Solenoid Technical Proposal*. The CMS Collaboration, CERN/LHCC 94-38.
- [8] Endcap Muon Alignment Project, 23 June 1999,
<http://home.fnal.gov/~maeshima/alignment/zip/wp14.pdf>
- [9] P. Arce, E. Calvo, C.F. Figueroa, N. García, F. Matorras, T. Rodrigo, I. Vila, A.L. Virto, M.G. Fernández, A. Ferrando, M.I. Josa, A. Molinero, J.C.Oller, *Preliminary Full Size Test of a Simplified Version of the CMS Link Alignment System at the ISR Hall*, 6th International Workshop on Accelerator Alignment (IWAA), Grenoble, 18 October 1999.
- [10] A. Calderon, E. Calvo, C.F. Figueroa, C. Martinez-Rivero, F. Matorras, T. Rodrigo, I. Vila, A.L. Virto, P. Arce, J.M. Barcala, M.G. Fernandez, A. Ferrando, M.I. Josa, J.M. Luque, A. Molinero, J.C. Oller, *Tiltmeters and Laser Levels for the Alignment System of the CMS Experiment*, CMS IN-2003/015.
- [11] I. Vila, *The CMS Link System*, 6th International Workshop on Accelerator Alignment (IWAA), Grenoble, 18 October 1999.
- [12] J. Berdugo et al., Nucl. Instr. and Meth. A **(431)3**, 437 (1999).
- [13] P. Arce, *OO Software for the alignment of the experiment*, 6th International Workshop on Accelerator Alignment (IWAA), Grenoble, 18 October 1999.
- [14] I. Vila, A. L. Virto, *Performance Test of the CMS Link Alignment System*, 7th International Workshop on Accelerator Alignment (IWAA), Spring-8 (Japan), 11 November 2002.
- [15] I. Vila, *Estudio y desarrollo de un sistema de alineamiento para la medida precisa de muones en CMS*, Memoria para optar al grado de Doctor en Ciencias Físicas, Universidad de Cantabria, 1999.
- [16] F. Matorras, *Muon station movements and coordinate measurement*, CMS TN/95-097.

CAPÍTULO 5: EL SENSOR DE TEMPERATURA RTD

1. Introducción

El RTD (*Resistance Temperature Detector*) es un dispositivo que mide el parámetro temperatura en función del valor que muestra una resistencia sensible a ese parámetro (se puede decir que es un *termómetro de resistencia*). Fue Siemens quien propuso utilizar el platino como resistencia sensible de alta precisión en la medida de la temperatura. La elección es adecuada debido a que el platino mantiene una alta estabilidad incluso a elevadas temperaturas y a que es un metal no susceptible de combinarse con otros compuestos químicos. En la construcción de un RTD eficiente es fundamental conseguir un buen contacto entre la resistencia y la zona a la que se le mide la temperatura, ya que si no es así se retarda el tiempo de respuesta del sensor. Otra cuestión importante es la de lograr un RTD donde la resistencia no sufra tensiones o deformaciones de ningún tipo evitando con ello cambios en su valor y, por consiguiente, ruido en la medida de temperatura; para ello se le debe permitir que se dilate y contraiga libremente. También cuando se bobina el hilo de platino en torno a un núcleo es necesario hacerlo minimizando el área para evitar que algún campo magnético introduzca ruido. Además, un proceso de sellado del hilo de platino garantiza que la resistencia no se rompa bajo posibles vibraciones.

Los dispositivos RTD que se fabrican en el presente, están constituidos por un hilo de platino enrollado alrededor de un núcleo o por una película de platino o metal depositada y sellada sobre una pequeña base lisa de cerámica. Su pequeño tamaño permite respuestas rápidas a los cambios de temperatura, así como las ventajas de rigidez ante fractura y minimización de interferencias.

Las curvas características R-T que sigue un RTD son muy lineales, y aunque una no linealidad aparece a temperaturas extremas (tanto altas como bajas) es predecible. Con ello, para realizar un ajuste preciso y que abarque un ancho rango de temperaturas, suele utilizarse la ecuación de Callendar-Van Dusen [1], que es un polinomio de cuarto grado en la temperatura, aunque también, dependiendo de las exigencias de la medida, se pueden emplear grados superiores. Los coeficientes que corresponden a cada orden se obtienen empíricamente, es decir, mediante el ajuste de la curva teórica propuesta a los datos experimentales. Para los propósitos que aquí se persiguen, y con una temperatura que está situada entre los 0 °C y los 50 °C, la curva es suficientemente lineal y basta con utilizar la conocida expresión de primer grado:

$$R(T) - R(T_0) = \alpha R(T_0)(T - T_0) \quad (1)$$

donde α es el coeficiente de variación de la resistencia con la variación de temperatura dado en $(^{\circ}\text{C})^{-1}$.

El modelo de sensor de temperatura que se va a utilizar en los dispositivos de alineamiento CMS es el S17624PD [2] de platino con una resistencia de 100 Ω a 0 °C y un coeficiente $\alpha = 0.00385 \Omega / \Omega ^{\circ}\text{C}$. Además, tiene un rango operativo de temperaturas que va desde -50 °C hasta 200 °C. El aislante del hilo es kapton, que consiste en una película de *polimida* [3] resistente a las altas temperaturas, de hecho ha sido exitosamente empleado en diversas aplicaciones donde se implicaban temperaturas que iban desde los -269 °C a los 400 °C. Sus propiedades más importantes son: a) mantener la estabilidad mecánica a muy altas y bajas temperaturas, b) resistencia a tensiones mecánicas, productos químicos, disolventes etc,

c) tiene muy buenas propiedades como aislante térmico y eléctrico, d) es inmune a la radiación. En el próximo apartado se planteará un modelo de circuito eléctrico para el sensor y, en base a él, se justificarán algunas de las características del sensor elegido.

2. Circuito equivalente para el sensor RTD: Análisis de las interferencias inducidas

Como ya se dijo, el modelo de RTD que se va a utilizar en las medidas de la temperatura dentro de CMS utiliza como dispositivo sensible una resistencia de platino para evitar los efectos de la radiación que se prevé que aparezca dentro de CMS (por ejemplo, un RTD de silicio cristalino es afectado por la radiación). Además, se emplea un RTD con resistencia de bajo valor ($100\ \Omega$) ya que con ello se logran una serie de ventajas:

- a) Reducir la excesiva disipación de potencia en la resistencia para que no se produzca un aumento considerable de la temperatura y, por tanto modificaciones en el valor de ésta.
- b) Evitar la introducción de interferencias originadas por líneas de tensión externas en la señal de corriente del sensor (que es la que lleva la información de la temperatura).
- c) Hacer estrecho el pulso de corriente reduciendo la constante de tiempo, $\tau = ZC$, del circuito equivalente.

El primer punto se puede modelar mediante la expresión de Joule para la disipación de potencia por una resistencia $R(T)$ por la que circula una corriente total de $I_t = I_1 + I_2$. En cualquier caso, el aumento de la temperatura en la resistencia depende de la forma y velocidad en la que ésta disipa ese calor a su entorno. Como se sabe, la potencia disipada por la resistencia viene dada por $P = I_t^2 R(T)$, con lo que la resistencia debe ser pequeña. Pero aún menor debe presentarse la corriente I_t que circula por ella (factor cuadrático), aunque no tanto como para que se vuelva susceptible de ser perturbada por interferencias o ruido (se tiene que llegar a un compromiso). En cualquier caso, la corrección inadecuada en un sentido u otro de este efecto puede introducir un ruido en la señal falseando la información aportada por ésta.

Para analizar los dos últimos puntos se construye a partir del dispositivo físico (Figura 1) un circuito equivalente simplificado (Figura 2). En este circuito se ha considerado que la línea de tensión se acopla al sensor según un campo eléctrico que se puede modelar a través de una fuente de frecuencias con fem $E(\omega)$, que puede ser continua o discreta en la frecuencia y un condensador de capacidad C (modelo de generador de interferencias para campo eléctrico [4]). La fuente de corriente que tiene el sensor, que alimenta la resistencia a una intensidad baja constante I_2 , se puede sustituir por una resistencia de elevado valor R_C en serie con una fuente de tensión $E_C = I_2 R_C$. La resistencia R_C , a su vez va en serie con la resistencia del cable R_{cable} donde está situada la fuente de corriente (aunque como $R_{\text{cable}} \ll R_C$, se puede despreciar). Además, el voltímetro, que va incorporado en el sensor, se puede considerar como una fuente de tensión con una impedancia muy elevada en serie, por lo tanto la rama del circuito donde se localiza se puede despreciar. Es interesante notar que los cables que unen la resistencia RTD con la fuente de corriente y con el voltímetro son largos, ya que sólo la resistencia sensible va colocada dentro del detector CMS, sacándose fuera la electrónica anexa para evitar problemas con la radiación. En este caso, y por la configuración del circuito, el uso de cables largos prácticamente no altera las señales que se transmiten a través de ellos, algo que se ha probado experimentalmente, como se verá luego. El circuito equivalente, constituido por dos mallas, se muestra en la Figura 2 y su resolución se da a continuación.

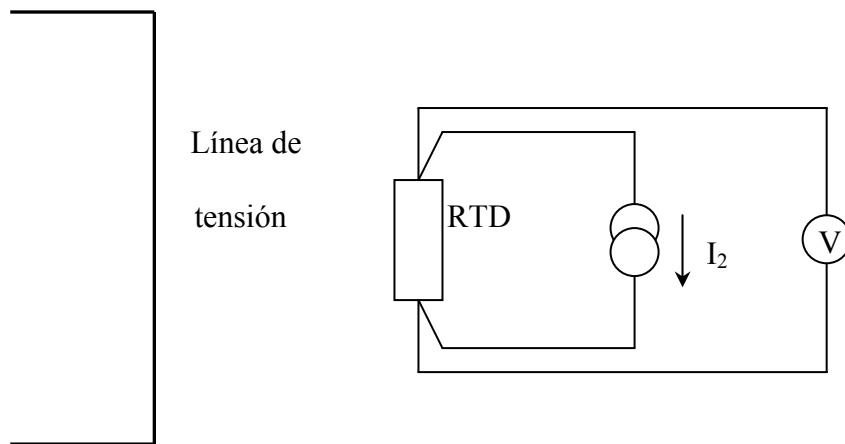


Figura 1. Esquema del dispositivo físico de medida de la temperatura y su posible acoplamiento con una fuente de interferencias inducidas por el campo eléctrico de una línea de tensión cercana. La resistencia RTD tiene una fuente de corriente que la alimenta y un voltímetro que toma la medida en tensión en ella.

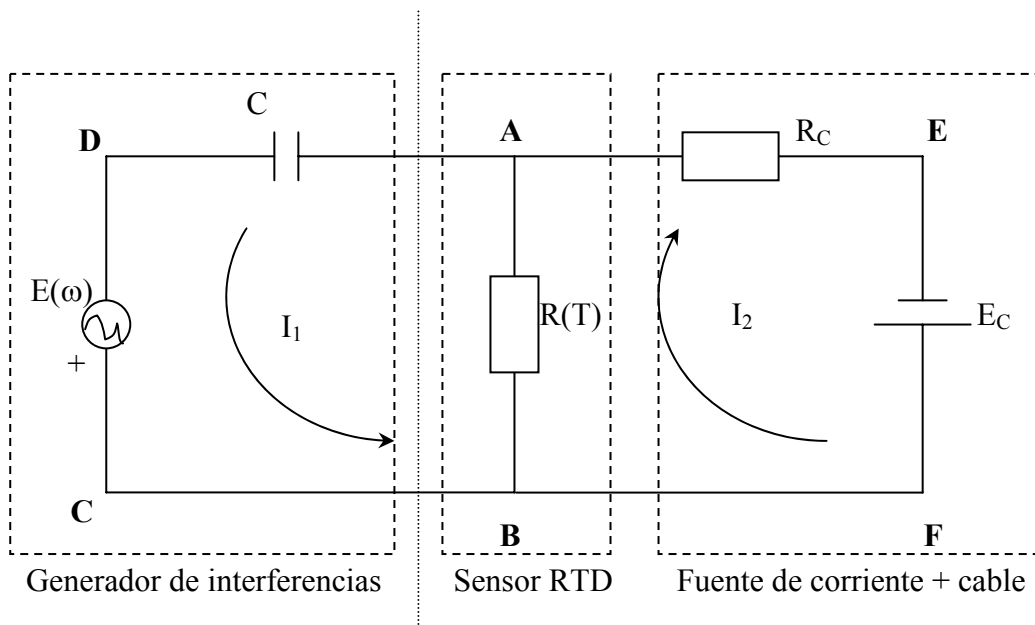


Figura 2. Circuito equivalente del dispositivo mostrado en la Figura 1 formado de generador de interferencias por campo eléctrico, sensor de temperatura RTD y fuente de corriente.

Se pretende demostrar que el modelo que se ha construido es capaz de explicar que el efecto de la interferencia sobre la resistencia RTD es más pequeño cuanto menor es el valor de esa resistencia. Para reducir el efecto de la interferencia es necesario que la corriente I_1 sea lo más pequeña posible. Con ello, es preciso aclarar cuáles son los parámetros que se pueden controlar y los que no. Sólo los debidos a la interferencia $E(\omega)$ y C son no controlables y sólo se puede decir de ellos que son más o menos grandes, relativamente a otros del resto del circuito. Si por el Teorema de Thevenin se resuelve la parte del circuito a la derecha de la línea vertical punteada, se obtiene el circuito equivalente dado en la Figura 3, con los parámetros:

$$R_{AB} = \frac{R(T)R_C}{R(T) + R_C} \quad E_{AB} = \frac{R(T)E_C}{R(T) + R_C} \quad (2)$$

La corriente que circula por esta malla del circuito Thevenin equivalente es la misma I_1 que la del circuito original. La polaridad con la que están dispuestos los generadores en el circuito es indiferente para los propósitos que se persiguen con esta demostración, como se verá más adelante. El circuito resultante es un RC para el que se hará el análisis en el proceso de carga. Con ello, para $t = 0$ s se puede considerar que el condensador está cortocircuitado. Además, se puede suponer que la $E(\omega)$ tiene su valor máximo $E_{\text{máx}}(\omega)$, esto es válido ya que los pulsos de tensión que se pueden introducir como interferencia en el sensor son, principalmente, señales de reloj con una cierta frecuencia que producen saltos cuasidiscontinuos de tensión (con duración del orden de 10 nanosegundos) entre el cero y el valor máximo. Así, la expresión para la corriente I_1 es máxima para $t = 0$, quedando como:

$$I_{1\text{máx}}(t=0) = \frac{E_{\text{máx}}(\omega) - E_{AB}}{R_{AB}} = \frac{E_{\text{máx}}(\omega)}{R_C} + \frac{E_{\text{máx}}(\omega)}{R(T)} - \frac{E_C}{R_C} \quad (3)$$

Esta corriente es la componente de la corriente total que aparece en la rama AB, por efecto de la interferencia, en el instante inicial del proceso de carga del condensador.

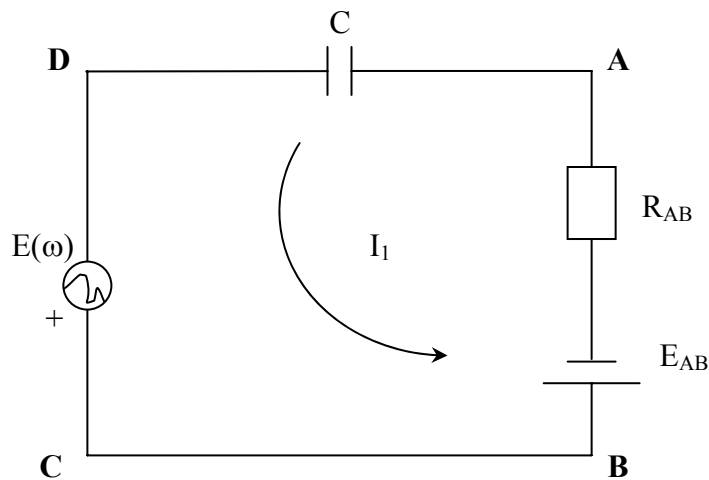


Figura 3. Circuito Thevenin equivalente al mostrado en la Figura 2. La corriente I_1 es debida a las interferencias debidas a campo eléctrico que se inducen en el sensor.

Sin mas que aplicar la ley de Ohm a esa rama se puede obtener la componente de tensión por interferencia en $R(T)$ quedando:

$$V_{1\text{m}\acute{\text{a}}\text{x}}(t=0) = R(T) I_{1\text{m}\acute{\text{a}}\text{x}}(t=0) = \frac{R(T)E_{\text{m}\acute{\text{a}}\text{x}}(\omega)}{R_c} - \frac{R(T)E_c}{R_c} + E_{\text{m}\acute{\text{a}}\text{x}}(\omega) \quad (4)$$

Como la fuente de corriente proporciona una I_2 pequeña se puede imponer la condición $E_c \ll E(\omega)$, con lo que la expresión (4) se aproxima como:

$$V_{1\text{m}\acute{\text{a}}\text{x}}(t=0) = R(T) I_{1\text{m}\acute{\text{a}}\text{x}}(t=0) \cong \frac{R(T)E_{\text{m}\acute{\text{a}}\text{x}}(\omega)}{R_c} + E_{\text{m}\acute{\text{a}}\text{x}}(\omega) \quad (5)$$

La tensión máxima en valor absoluto (es decir, independiente de la polaridad de la interferencia) en $R(T)$ debida a la interferencia es mínima cuando $R(T) \ll R_c$. Esto puede verse que es trivial observando que cuando $R(T) \rightarrow 0$ el circuito de dos mallas tiende a desacoplarse, con lo que queda demostrado el segundo punto que se propuso.

Para analizar la anchura del pulso de tensión por interferencia basta analizar la duración del régimen transitorio (T_{RT}), que está perfectamente definida en función de la constante de tiempo según la proporcionalidad:

$$T_{RT} \propto ZC = \sqrt{(CR_{AB})^2 + \left(\frac{1}{\omega}\right)^2} \quad (6)$$

donde Z es la impedancia del circuito de la Figura 3. Se sabe que la expresión que da la capacidad de un condensador de placas plano-paralelas es de:

$$C = \frac{\epsilon A}{d} \quad (7)$$

con ϵ la permitividad del medio dieléctrico, A el área de las placas del condensador y d la distancia entre placas. Aunque es difícil visualizar este modelo de condensador para la situación real que se tiene aquí, en cualquier caso se puede ver que la capacidad disminuye al aumentar la distancia entre la línea de tensión y la resistencia RTD, y que por ello la capacidad C será pequeña. Además, se ha visto que R se pretende que sea lo más pequeña posible con lo que, según la relación (2) la R_{AB} es pequeña. No obstante, la duración del transitorio depende de la componente de frecuencia que se considere desde la $E(\omega)$ de la interferencia. Así, para frecuencias altas el pulso será de corta duración (estrecho), mientras que para frecuencias bajas será de larga duración (ancho), como puede deducirse de (6). De esta forma el transitorio de los pulsos T_{RT} tendrá un valor mayor o menor dependiendo de la componente de frecuencia que se analice.

Resumiendo, los resultados obtenidos aquí para la $V_{1\text{m}\acute{\text{a}}\text{x}}$ y la duración del régimen transitorio en el pulso son completamente válidos tanto para el proceso de carga como el de descarga en el condensador. Además, el valor de $V_{1\text{m}\acute{\text{a}}\text{x}}$ permanece válido para todo el rango

de frecuencias que puede introducir la interferencia, pero la duración del transitorio del pulso sí depende de la frecuencia.

En el modelo analizado sólo se tiene en cuenta los efectos que puede introducir un campo eléctrico externo. No obstante, una descripción completa de las interferencias que se pueden inducir en el sensor debe incluir los efectos magnéticos que puede producir una línea de corriente externa (inducción mutua) o el propio circuito (autoinducción). En este caso el modelo de generador de interferencias por campo magnético debe incluir una bobina con una autoinductancia de L e inductancia mutua M_{SI} (donde el subíndice S se refiere al circuito del sensor y el I al que origina la interferencia). Estos parámetros tienen por expresión:

$$L = \frac{\phi_S}{I_S} = \mathbf{B}_S \cdot \mathbf{S}_S / I_S \quad M_{SI} = \frac{\phi_S}{I_I} = \mathbf{B}_S \cdot \mathbf{S}_S / I_I \quad (8)$$

Como los cables que constituyen el circuito van retorcidos uno sobre otro (*twisted*), la superficie S_S que presentan al flujo magnético B_S (aunque se han notado igual, en un caso B_S es el campo magnético que genera sobre sí mismo el propio circuito del sensor mientras que en el otro es al que da lugar la interferencia) es prácticamente nula, por lo que los efectos tanto de inducción mutua como de autoinducción son despreciables.

En cualquier caso se pueden reducir las interferencia eléctricas y magnéticas mediante un apantallamiento con una lámina de metal conectada a masa y situada entre el circuito sensible y la fuente de interferencia.

Por último, interesa asignar valores a los parámetros controlables para estimar los no controlables y, a través del modelo propuesto, extraer conclusiones acerca de la viabilidad de emplear unos parámetros sin introducir un alto nivel de interferencia en la señal de temperatura. Los valores asignados al circuito de la Figura 2 son: $E_C = 2.5 \text{ V}$, $R_C = 3.9 \text{ k}\Omega$, lo que implica una corriente, en $R(T) \rightarrow 0$, de $I_2 = 0.64 \text{ mA}$. En este análisis se estudiarán dos modelos diferentes de sensor con el mismo coeficiente $\alpha = 0.00385 \text{ }\Omega/\text{ }^\circ\text{C}$ pero distinto valor de la resistencia: $R_1(T = 0^\circ\text{C}) = 0.1 \text{ k}\Omega$ y $R_2(T = 0^\circ\text{C}) = 1 \text{ k}\Omega$.

- **Caso $R(T = 0^\circ\text{C}) = 0.1 \text{ k}\Omega$**

La variación de la resistencia con la temperatura es de $0.385 \text{ }\Omega/^\circ\text{C}$. La componente de corriente máxima por interferencia es $I_{1\text{m}\acute{\text{a}}\text{x}}$. Suponiendo que se introduce en el sistema una interferencia y que origina una fem de $E(\omega)$, se puede evaluar la $V_{1\text{m}\acute{\text{a}}\text{x}}$ como una función de la temperatura, para ello se emplea la ecuación (1) particularizada a este caso, quedando:

$$R(T) = 100 + 0.385 T \quad (9)$$

que introducido en (5) resulta como

$$V_{1\text{m}\acute{\text{a}}\text{x}} = \frac{4000 + 0.385 T}{3900} E_{\text{m}\acute{\text{a}}\text{x}}(\omega) \quad (10)$$

y que para el máximo valor que puede tomar la temperatura de $100 \text{ }^\circ\text{C}$ es de $V_{1\text{m}\acute{\text{a}}\text{x}} = 1.035 E_{\text{m}\acute{\text{a}}\text{x}}(\omega)$. Este valor de la tensión tiene un error relativo de un 3.5 % mayor que el valor que corresponde a $V_{1\text{m}\acute{\text{a}}\text{x}} = E_{\text{m}\acute{\text{a}}\text{x}}(\omega)$ (es decir, para $R(T) = 0 \text{ }\Omega$).

• **Caso $R(T = 0^\circ\text{C}) = 1 \text{ k}\Omega$**

Aquí la variación de la resistencia con la temperatura queda como $3.85 \Omega/^\circ\text{C}$. La resistencia es:

$$R(T) = 1000 + 3.85 T \quad (11)$$

con lo que se obtiene una tensión, en dependencia de la tensión de interferencia $E_{\text{máx}}(\omega)$, de:

$$V_{1\text{máx}} = \frac{4900 + 3.85 T}{3900} E_{\text{máx}}(\omega) \quad (12)$$

Para el valor máximo de la temperatura de 100°C se obtiene $V_{1\text{máx}} = 1.355 E_{\text{máx}}(\omega)$. Este valor tiene un error relativo de un 35.5 % mayor que el correspondiente a $V_{1\text{máx}} = E_{\text{máx}}(\omega)$, que se da para $R(T) = 0 \Omega$.

En general una variación de temperatura dT da lugar a una variación de tensión $dV_{1\text{máx}}$ que viene dada por la expresión:

$$dV_{1\text{máx}} = \frac{E_{\text{máx}}(\omega)}{R_c} \frac{\partial R(T)}{\partial T} dT = \frac{E_{\text{máx}}(\omega)}{R_c} R(T=0) \alpha dT \quad (13)$$

Con ello se observa que al aumentar en un factor 10 el valor de la resistencia sensible para una variación dada de la temperatura, se da lugar a una variación en $V_{1\text{máx}}$ que está operada por un factor 10. De esta forma se ve que la mejor situación para reducir la interferencia, sólo modificando los valores numéricos de los parámetros del sensor (es decir, para unos $E(\omega)$ y C fijos), es reducir el valor de la resistencia del RTD.

3. Circuito utilizado para la medida del valor de la resistencia de platino

En la Figura 4 se muestra una representación del circuito que se usará para medir la corriente y el voltaje en la resistencia de platino $R(T)$ y, así, el valor de esta resistencia. Este circuito es el equivalente al de la Figura 1 ya que la rama constituida por la fuente de voltaje V y la resistencia de alta impedancia R_d equivale a una fuente de corriente. En este circuito una resistencia R_d de $3.9 \text{ k}\Omega$ permite introducir la medida de corriente I en el rango de corrientes a medir. Además, como el valor de R_d es muy elevado respecto a las otras dos resistencias se permite estabilizar el valor de la corriente en la malla. En el circuito se intercala otra resistencia R_t con un valor conocido altamente estable (las resistencias R_t utilizadas toman valores en el intervalo de $100.0 \pm 0.6 \Omega$, midiéndose el valor exacto hasta la décima de ohmio); con un par de hilos se toma la caída de tensión V_0 en la R_t y así se llega al valor de la corriente I que aparece en la $R(T)$. Con otro par de hilos se mide directamente el voltaje V_1 en la resistencia de platino $R(T)$. Utilizando los voltajes V_1 y V_0 , y observando que la corriente en ambas resistencias $R(T)$ y R_t es la misma, desde la ley de Ohm se logra evaluar el valor de la resistencia de platino usando para ello la expresión

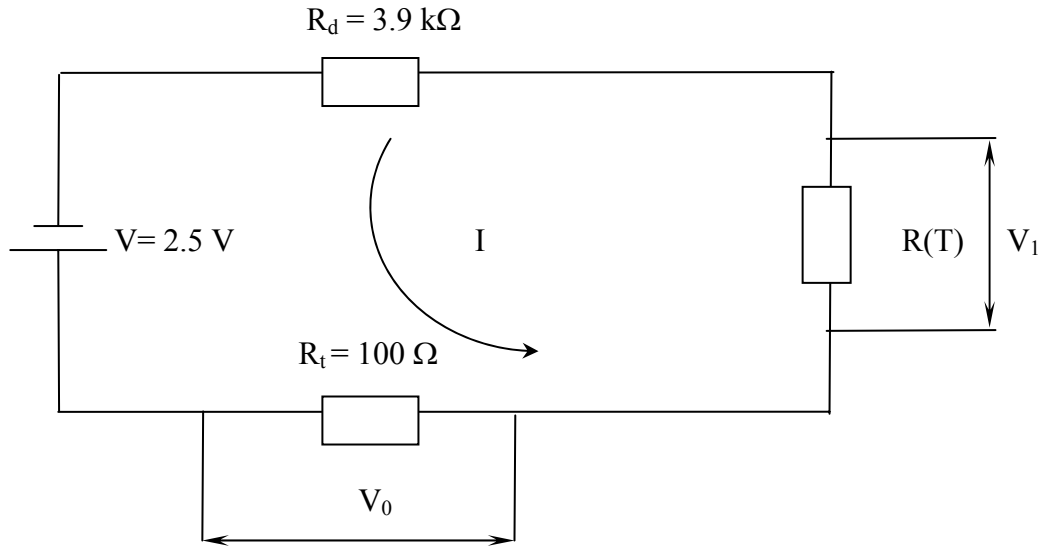


Figura 4. Circuito para la medida de la resistencia $R(T)$ en el sensor. En el circuito se intercala una resistencia R_t muy estable para medir la corriente de la malla (a través del voltaje V_0). Para introducir la medida de corriente en rango se utiliza la resistencia de alto valor R_d .

$$R(T) = R_t \frac{V_0}{V_1} \quad (14)$$

4. Estudio de la influencia de la longitud del cable y la tarjeta electrónica sobre la señal del sensor

La resistencia del sensor se obtiene mediante el circuito de la Figura 4, pero las dos señales de voltaje que se extraen de él pasan por el conjunto de dispositivos de la tarjeta electrónica, por lo que esas señales, que son las que llevan la información del valor de la resistencia $R(T)$, pueden ser alteradas. Así, es fundamental analizar la influencia que sobre esas señales tiene la tarjeta electrónica ELMB. Para ver este efecto, se utilizará un dispositivo calibrador de la señal del sensor de temperatura. Este calibrador lo que realmente hace es simular la resistencia que muestra el sensor a cada temperatura fijada y dentro del rango en el que este calibrador es operacional. En realidad, la configuración experimental de estas pruebas equivale a sustituir la RTD de platino de la Figura 4 (la $R(T)$) por el calibrador y hacer un barrido. El calibrador se utiliza porque es difícil hacer pruebas de barrido de temperaturas mediante los sensores controlando simultáneamente y con alta precisión los valores que se tienen de temperatura y de resistencia. Algo que se logra con el calibrador ya que en él para cada temperatura se obtiene un valor dado de la resistencia de platino (a través de las dos señales de voltaje). Las pruebas se realizaron con una digitalización de la señal en el intervalo de 100 mV, que conllevan menor error en las medidas de los dos voltajes.

Por un lado, se realizaron sendas pruebas con un cable largo, de aproximadamente 100 m, y otro corto, de 1 m, intercalando esos cables entre el calibrador y la tarjeta electrónica, por lo que esos cables conducen las dos señales analógicas de voltaje indicadas. Para cada una de

las dos configuraciones de cable se hace un barrido en temperaturas para el calibrador (que equivale a un barrido de los valores de las resistencias en la resistencia de platino) sobre el intervalo de entre 0 °C y 50 °C y con un paso de medida de 5 °C. Con los resultados de voltaje que se obtienen a la salida de la tarjeta electrónica y del cable, se llega a los valores de salida para la resistencia de platino. Con esto, se han efectuado ajustes lineales de la resistencia de calibración $R_{\text{calibración}}$ (la de entrada a la electrónica que muestra el calibrador) frente a la resistencia medida R_{medida} (la de salida de la tarjeta y del cable conjuntamente y que se obtiene a partir de los dos voltajes). Para llegar a los dos voltajes, tanto para cable corto como para largo, se usaron los canales 0 y 1 de la tarjeta (son los canales que transportan las dos señales de voltaje). La conclusión fue que hasta los 100 m de longitud la extensión del cable no afecta a los valores de la resistencia proporcionada sobre los valores de resistencia proporcionados por cable corto. En esta prueba, como las condiciones de la tarjeta electrónica son las mismas para ambas longitudes de cable, los efectos de la tarjeta son compensados por comparación relativa de los resultados obtenidos entre ambos cables.

Por otro lado, para determinar el efecto dispersivo que la electrónica pudiese introducir sobre la medida, se tomaron hasta ocho canales diferentes de la misma tarjeta electrónica, que pertenecen a salidas para cuatro sensores, y se hallaron los ajustes de linealidad correspondientes utilizando cable corto y con el resto de condiciones idénticas a las de la prueba anterior. En la Tabla 1 se dan los resultados del ajuste lineal de $R_{\text{calibración}}$ frente a R_{medida} para cada uno de los cuatro pares de canales calibrados, según la expresión $R_{\text{calibración}} = A R_{\text{medida}} + B$ y con R el coeficiente de correlación del ajuste. Los coeficientes de correlación son bastante próximos a la unidad lo que indica que los datos se ajustan muy bien a una línea recta. Esos ajustes lineales, que representan la calibración de los distintos canales, se usarán en una prueba posterior (siguiente sección) para corregir en las medidas, ya realizadas con sensores de temperatura, los efectos globales que pueda introducir la electrónica.

PARES DE CANALES	A	B	R
0-1	1.0006	-0.0600	0.9999
16-17	1.0002	-0.2441	0.9999
32-33	0.9973	0.0613	0.9999
48-49	0.9981	-0.0009	0.9999

Tabla 1. Resultados del ajuste lineal entre la resistencia de calibración y la resistencia medida para cuatro pares de canales de calibración de una tarjeta ELMB. El parámetro A es la pendiente, el B la ordenada en el origen y el R el coeficiente de correlación.

5. Calibración relativa de sensores de temperatura

La siguiente prueba consiste en hacer una calibración relativa entre cuatro sensores de temperatura utilizando para ello los ocho canales de la tarjeta electrónica que se han calibrado anteriormente. De esta forma, con la curva lineal resultante de esas calibraciones previas, se

puede corregir el efecto de la electrónica en cada canal sobre la medida de la resistencia. Una vez corregida la resistencia (la corrección implica tener la resistencia de calibración de entrada en la electrónica a partir de la que se ha obtenido a la salida que es la resistencia medida empleando para ello los ajustes de la Tabla 1) se utiliza la expresión (1) para obtener el valor correcto de la temperatura que proporciona cada una de las cuatro resistencias de platino que se calibran. La prueba de calibración relativa consiste en introducir las cuatro sondas de temperatura a calibrar (cada una con sus dos canales de señal de voltaje correspondientes en la tarjeta) en una cámara climática. La cámara es capaz de alcanzar y mantener dentro de ella una temperatura estable, para ciertos rangos de ésta. Se hace un barrido de temperatura que va desde 0 °C hasta 50 °C, con un paso de 5 °C entre dato y dato. Con los resultados de voltaje medidos en cada uno de los dos canales, para cada sonda de temperatura, se llegan a las resistencias medidas R_{medida} usando la expresión (14) y, con éstas, se obtienen las resistencias de calibración $R_{\text{calibración}}$ utilizando los ajustes lineales de calibración de cada canal (Tabla 1). Usando estas resistencias de calibración y empleando la expresión (1) se llega a las temperaturas de calibración. Finalmente, con cada sensor se realiza un ajuste lineal entre la temperatura de calibración que detecta el sensor y la temperatura a la que realmente se encuentra la cámara. Como la cámara no resuelve bien en temperaturas y su temperatura no es exacta (la cantidad de aire en la cámara que hay que llevar a cierta temperatura es demasiado elevada para lograr la estabilización en éste parámetro) sólo se puede realizar un análisis relativo entre las líneas rectas que se obtienen de cada sensor en ese ajuste. Por ello, es importante considerar, como se ha efectuado, que los cuatro sensores a calibrar deben disponerse muy próximamente entre sí dentro de la cámara. La gráfica, con los datos y su ajuste lineal para el sensor 1, se da en la Figura 5. En la Tabla 2 se muestran los resultados de los ajustes lineales para los cuatro sensores calibrados, según la expresión $T_{\text{sensor}} = A T_{\text{cámara}} + B$ y con R el coeficiente de correlación. Como los ajustes lineales dan un buen coeficiente de correlación se puede estudiar la calibración relativa entre sensores sin más que considerar que esos ajustes lineales son una buena representación del comportamiento del sensor sobre el intervalo de temperaturas del proceso de calibrado (entre 0 y 50 °C).

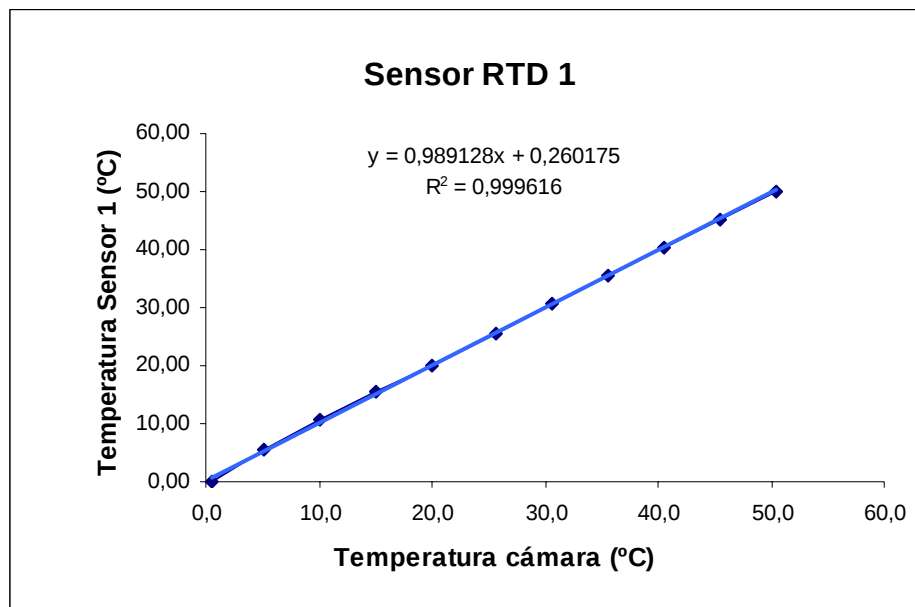


Figura 5. Ajuste lineal de la temperatura de calibración en el sensor RTD 1 frente a la temperatura de la cámara climática.

N° SENSOR	A	B	R
1	0,9891	0,2602	0,9996
2	0,9852	- 0,0466	0,9995
3	0,9801	0,3465	0,9995
4	0,9869	0,1857	0,9995

Tabla 2. *Parámetros de los ajustes lineales entre la temperatura de la resistencia de platino para cada sensor y la temperatura en la cámara climática.*

Los ajustes para cada sensor son líneas rectas, luego para acotar el error relativo en temperatura que aparece en el calibrado entre los cuatro sensores, se toma cada línea recta de cada ajuste y se determinan los valores de temperatura del sensor que aparece en los bordes del intervalo de temperaturas. Es decir, con los ajustes se obtienen las temperaturas de cada sensor para 0° C y 50 °C. Esto se hace porque de la comparación entre ajustes lineales los máximos errores en temperatura sólo aparecen como variaciones en temperatura en uno de los dos extremos del intervalo. Así, si se comparan dos ajustes lineales el valor del error máximo (que acota a los demás) se corresponde con el máximo de las errores sobre los dos extremos del intervalo de ajuste (el que las líneas a comparar sean rectas garantiza este resultado).

Por este razonamiento, basta con evaluar las temperaturas de los cuatro sensores (Tabla 2) en 0° C y en 50 °C (extremos del intervalo) y determinar el error máximo que aparece en el conjunto de errores de temperatura entre los cuatro sensores a 0° C y a 50 °C. Con este procedimiento se obtiene un error máximo entre sensores de $(\Delta T)_{\text{exper.}} = 0.5018$ °C. En la Tabla 3 se dan las especificaciones de fabricante de los errores máximos que pueden aparecer en las medidas relativas que se realicen con distintos sensores a determinadas temperaturas [2], usando el modelo de sensor RTD S17624PD. En esa tabla se aprecia que los errores de temperatura son una función creciente con la temperatura. Si se interpola, en esa tabla se obtiene como polinomio de interpolación de Lagrange la función

$$\Delta T = \pm \left(\frac{0.1}{20} |T| + 0.3 \right) \quad (15)$$

Temperatura T (°C)	Errores máximos de temperatura ΔT (°C)	Temperatura T (°C)	Errores máximos de temperatura ΔT (°C)
-200	± 1.3	100	± 0.8
-100	± 0.8	200	± 1.3
0	± 0.3	260	± 1.6
20	± 0.4	300	± 1.8

Tabla 3. *Errores ΔT en la medida de la temperatura entre sensores del modelo RTD S17624PD a unas determinadas temperaturas T, según lo dado por el fabricante [2].*

donde T es la temperatura a la que se encuentran los sensores y ΔT es la dispersión o error en la medida de esa temperatura entre sensores. El valor absoluto en T delimita dos ramas en la función, que no es diferenciable para la temperatura cero. Evaluando en $T = 50\text{ }^{\circ}\text{C}$ se tiene una cota superior para el error de fabricante sobre el intervalo de 0°C a $50\text{ }^{\circ}\text{C}$ de $(\Delta T)_{\text{fabricante}} = 0.5500\text{ }^{\circ}\text{C}$, que acota superiormente al valor obtenido experimentalmente de $(\Delta T)_{\text{exper.}} = 0.5018\text{ }^{\circ}\text{C}$, al que se llega con el conjunto de pruebas realizadas en este apartado, sobre ese mismo intervalo de temperaturas. Por lo tanto, las pruebas experimentales realizadas confirman los resultados de los errores en temperatura propuestos por el fabricante en la Tabla 3, y ello para una muestra de sensores del mismo modelo y sobre el intervalo de temperaturas que va de $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ a $50\text{ }^{\circ}\text{C}$.

6. Resultados y conclusiones

Mediante un análisis teórico del circuito correspondiente al de la RTD acoplado a una línea de tensión externa, que origina en él interferencias, se ha observado que el efecto de esas interferencias eléctricas decrece cuanto menor es el valor de la resistencia de platino. Además, debido al *twistado* de los cables que transportan la señal, los efectos de inducción externa y autoinducción en esos cables del circuito (interferencias magnéticas) son prácticamente despreciables.

Los sensores de temperatura RTD empleados son dispositivos que han sido probados por el fabricante garantizando éste que sobre una muestra de ellos estos poseen un error en la medida de la temperatura cuyos valores se detallan en la Tabla 3. Para comprobar los resultados del fabricante se ha tomado una muestra de cuatro sensores. En primer lugar se ha comprobado que las dos señales de voltaje que permiten obtener la temperatura no son alteradas cuando se utiliza un cable largo (de unos 100 m), es decir que usar cable largo no modifica el valor de la temperatura que se obtendría de usar cable corto. En segundo lugar, se han calibrado cada uno de los canales de la tarjeta electrónica que utilizan los cuatro sensores que se han ensayado y de esta forma conocer la respuesta de cada sensor con independencia de los efectos que pudiese introducir la tarjeta. Para esto último se ha utilizado un calibrador que simula la respuesta de estos sensores. En tercer lugar, empleando los cuatro sensores a calibrar éstos se han introducido en una cámara climática y variando la temperatura se han obtenido sus temperaturas respuesta. Estas respuestas se han corregido por el efecto que introducen los canales electrónicos utilizados, según se calibró previamente con el calibrador. Con ello se ha obtenido la temperatura efectiva que detecta cada uno de los sensores, a partir de la cual se ha podido realizar una estadística entre ellos que está dentro de los márgenes de confianza que proporciona el fabricante.

BIBLIOGRAFIA

- [1] *Practical Temperature Measurements*, Hewlett Packard, Application Note 290.
- [2] *Temperature Sensors & Instruments*, Minco Products, Inc, Bulletin TS-102(I).
- [3] M. J. Kelley, *Surface processing and micromachining of polyimide driven by a high average power infra-red free electron laser*, Mat. Res. Soc. Symp. **617**, J5.7.1 (2000)
- [4] J. C. Oller, J. M. Muñoz, J. M. Barcala, J. L. de Pablos, A. Molinero, J. J. Navarrete, *Instrumentación Electrónica de Medida*, Ed. Ciemat, Madrid (2000).

CAPÍTULO 6: EL SENSOR DE PROXIMIDAD ÓPTICO

1. Introducción

Los sensores de proximidad son dispositivos que miden la distancia a un objeto dado en cortos rangos (pocos centímetros). Debido a su compacidad y precisión son muy adecuados para emplearlos en el sistema de alineamiento Link entre el *tracker* y las cámaras de muones. Pueden operar de dos formas: mediante el contacto sobre el objeto (potenciométricos) o sin contacto (ópticos). La precisión que deben alcanzar es de $< 80 \mu\text{m}$. Los sensores ópticos serán colocados en la zona inferior de los MABs y medirán la distancia entre estos y la cámara ME1/2 (donde se coloca el *target* u objeto difusor). De entre los sensores ópticos que existen en el mercado se han elegido los OMRON (Figuras 1 y 2) para utilizar en el sistema Link. A su estudio se dedicará el presente capítulo.

Los sensores OMRON miden distancias mediante los pulsos de radiación que emite un diodo láser semiconductor. Los pulsos, tras ser colimados por una lente que se dispone frente al diodo láser, inciden sobre la superficie difusora del objeto reflector al que se le quiere medir la distancia, estando esta dispuesta de forma perpendicular al haz. Una vez difundida por la superficie parte de la radiación (la cantidad depende de la eficiencia del proceso de difusión ya que si esta no es suficientemente alta es preciso amplificar la señal aumentando la ganancia electrónica) es recogida por una lente colectora que la focaliza, en forma de mancha, sobre un detector. Este consiste en un fotodiodo lineal de una dimensión de tipo PSD (*Position Sensing Device*) que permite determinar en qué punto a lo largo de su longitud incide el haz. Si el detector está calibrado se puede calcular, sabiendo donde se localiza la mancha, la distancia del objeto difusor empleando para ello una triangulación como se aprecia en la Figura 2.

El emisor de radiación consiste en un diodo láser que opera con radiación infrarroja a 780 nm de longitud de onda y con una salida de potencia máxima de 3 mW. La señal del láser está modulada a alta frecuencia para evitar la introducción de interferencias debidas a la iluminación del entorno, que suelen ser de baja frecuencia (por ejemplo, los 50 Hz de corriente alterna en la red eléctrica desde un tubo de neón, que dan lugar a una señal de 100 Hz). La señal del láser consiste en un pulso cuadrado de intensidad luminosa con un mínimo (intensidad luminosa cero) de 30 μs y un máximo de 15 μs y, por ello, de período $T = 45 \mu\text{s}$; y con rampas de subida y bajada de 9 ns.

2. El proceso de difusión

La radiación que emite el láser es reflejada por el objeto para el que se toma la medida de distancia. No obstante, el proceso de reflexión puede llegar a ser algo complejo, hasta el punto de que exija un estudio particular de cada reflector. Por una parte, dependiendo del tipo de superficie difusora la reflexión será más o menos eficiente, ya que la radiación incidente puede sufrir, adicionalmente, tanto transmisión como absorción. Con ello, aun suponiendo un objeto idealmente pulido, la eficiencia de la reflexión depende tanto de la longitud de onda de la radiación incidente como del tipo de material reflector. Así, para estudiar ese efecto es necesario comprobar cómo se distribuye la energía radiante incidente entre las componentes de reflexión, transmisión y absorción [1]. Por otro lado, las superficies muestran estructuras macroscópicas, de una cierta escala, que afectan radicalmente a la forma en que se distribuye la radiación en diferentes direcciones. Si la escala es muy pequeña, incluso superficies que pueden parecer a primera vista muy pulidas no lo serán realmente, por lo que la luz incidente se reflejará en distintas direcciones dando lugar a una patrón de difracción más o menos complejo. La condición para que aparezca ese proceso típico de difracción es que el tamaño

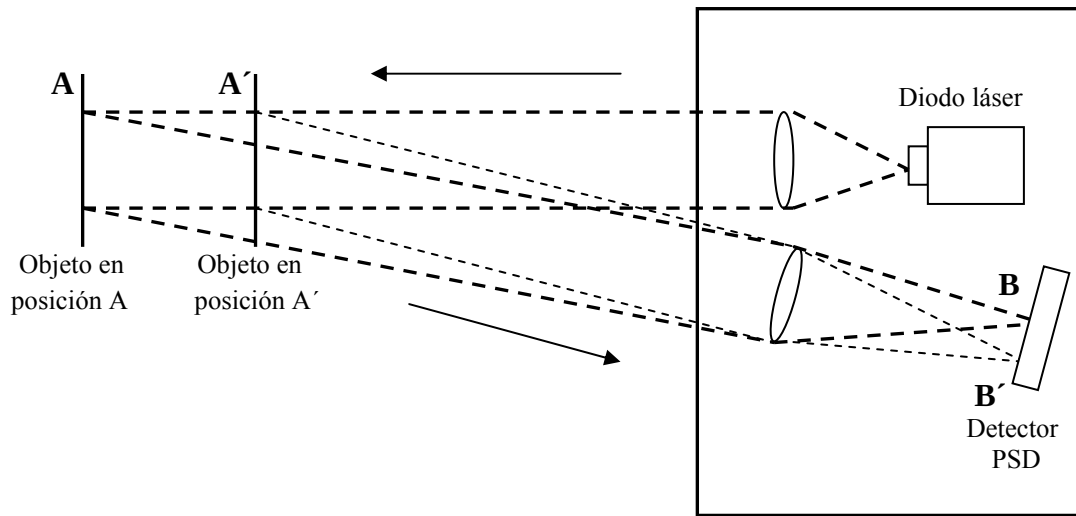


Figura 1. Esquema del sensor de posición con el diodo láser de emisor y el PSD como detector. Con flechas se muestra la trayectoria de los haces de luz del láser.

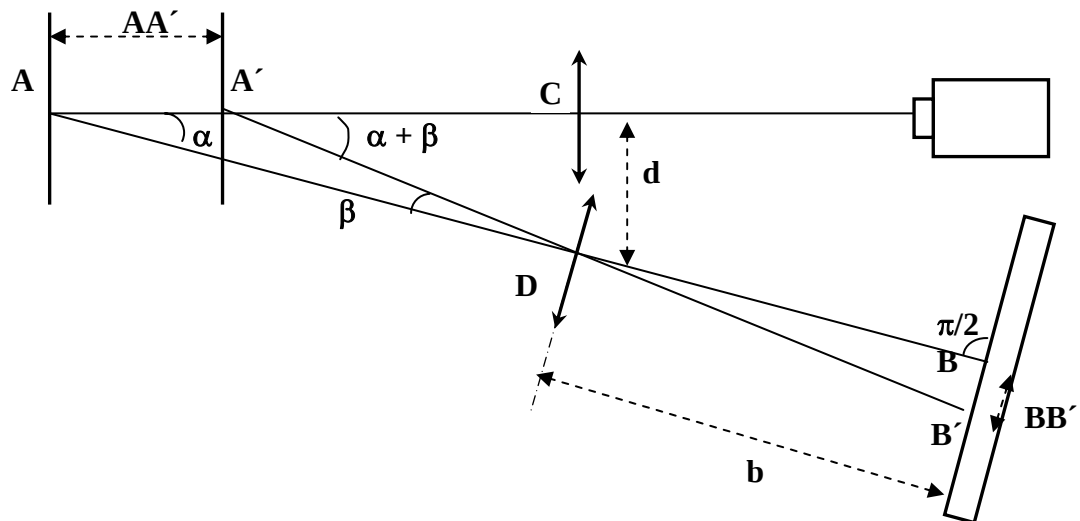


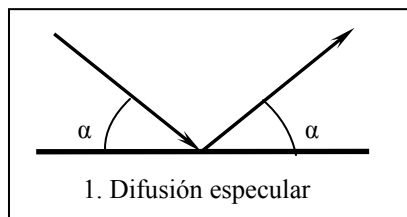
Figura 2. Geometría de la trayectoria de los haces que aparecen en el proceso de medición con el sensor de proximidad para el cálculo de la distancia por triangulación. La representación no está a escala y es sólo ilustrativa.

característico de las irregularidades superficiales sea del mismo orden que la longitud de onda de la radiación incidente. La existencia de estructura periódica superficial puede deberse tanto a un proceso de formación natural de la superficie (cristalización, etc) como artificial (deposición de capas, tratamiento químico de superficies, etc) e incluso a efectos debidos al envejecimiento de la superficie por exposición a pequeñas partículas de polvo o de polución.

La complejidad del proceso de reflexión en superficie se puede simplificar si se clasifican los distintos tipos de reflexiones que pueden aparecer: especular, lambertiana y gaussiana [2]. En lo que sigue, y debido a su importancia, se analizará cada una por separado.

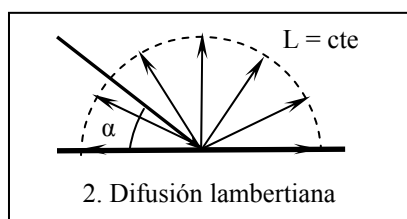
a) Reflexión especular

En la reflexión especular no aparece difusión con lo que parte de la radiación incidente en una dirección dada (dependiendo esa parte de la transmisión y absorción que exista) sale reflejada en otra completamente definida por la ley de reflexión. En este caso, y debido a la geometría del sistema de triangulación (Figuras 1 y 2) la radiación que emite el diodo y refleja el objeto, no será recogida por el detector PSD. Por ello, es un requerimiento importante de este tipo de sensores reducir en lo posible la componente de reflexión especular, puesto que es radiación que no se aprovecha en la detección.



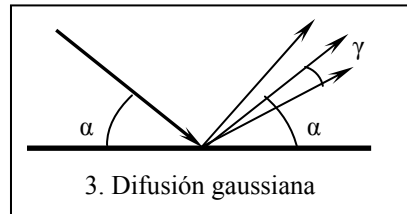
b) Reflexión por difusión lambertiana

La difusión Lambertiana ocurre cuando la radiación reflejada por una cierta superficie tiene la misma luminancia (que es el flujo emitido por un objeto extenso por unidad de ángulo sólido y área de emisión), con independencia del ángulo de reflexión bajo el que se detecte. Los difusores en los que se da este tipo de reflexión se conocen como difusores perfectos o lambertianos, y se caracterizan por la ley de Lambert que indica que la intensidad (que es el flujo emitido por un punto emisor por unidad de ángulo sólido) de la radiación reflejada en un ángulo θ varía según $I_\theta = I_0 \cos(\theta)$, donde I_0 es la intensidad para el ángulo nulo. Un ejemplo concreto lo representa la superficie de un papel que, como se sabe, muestra la misma claridad independientemente del ángulo bajo el que se observe, siempre que ello sea hecho para una cierta distancia fija por el ojo humano con apertura de pupila constante, lo que garantiza un mismo ángulo sólido. Algunos ejemplos de emisores que cumplen con la ley de Lambert [1] son el óxido de magnesio (obtenido al sublimar una cinta de magnesio recogiendo el humo sobre una lámina de zinc), los vidrios esmerilados, las porcelanas blancas esmeriladas, el yeso, etc.



c) Reflexión por difusión gaussiana

La difusión gaussiana se produce cuando la radiación reflejada cumple la ley de reflexión, pero esa radiación se abre en un cono más o menos delgado de semiángulo de abertura γ centrado en torno al ángulo de reflexión. El perfil en intensidad de la radiación reflejada sobre ese cono es el correspondiente a una función gaussiana.



La radiación incidente sobre una superficie tiene, en mayor o menor grado, cada una de las componentes de reflexión indicadas. Conociendo la forma en que se generan cada una de ellas es fácil establecer experiencias que permitan decidir su proporción. Para ello, se usa de un haz láser colimado como rayo incidente sobre el objeto reflector, si en una determinada dirección (de ángulo igual al de incidencia) refleja un punto perfecto de intensidad se tiene difusión especular. Si difunde una mancha circular con mayor intensidad en el centro y que se va suavizando hacia los bordes, es porque aparece una componente de difusión gaussiana, pudiéndose evaluar el ángulo γ a partir del tamaño de esa mancha y de la distancia desde la posición de medida al punto de difusión. Obviamente, si este ángulo es elevado hasta el punto de que la mancha proyectada en la entrada del sensor es mucho mayor que la abertura de este, parte de la difusión gaussiana no se detectará. Por otro lado para hacer un estudio de la difusión lambertiana se puede utilizar un haz láser incidente sobre la superficie del objeto, analizando con un detector de radiación su luminancia a distintos ángulos. Como conclusión, señalar que para el sensor de proximidad es muy importante utilizar objetos emisores para los que se den fuertes componentes de difusión lambertiana.

3. El detector de posición PSD

El PSD que utiliza el sensor de proximidad es un fotodiodo lineal de silicio que transforma la luz incidente sobre su superficie, resultado de la difusión sobre el objeto, en una corriente eléctrica mediante el efecto fotoeléctrico [3]. En detalle, el PSD tiene la forma de un *emparedado* constituido por una capa superior dopada como P, sobre la que incide la luz, una capa inferior N y entre ambas una capa intermedia I (Figura 3). La unión PN es sensible a la luz incidente generando una corriente, y tiene la ventaja de mostrar una resistencia lateral muy homogénea y de alto valor. A cada uno de los extremos de su longitud L tiene un electrodo anódico formado por deposición de metal sobre la capa. Con ello, la mancha de luz incidente libera electrones de forma proporcional a la energía luminosa que, cuando se desplazan a lo largo de la capa P, dan lugar a una corriente total I_T . Una proporción de ellos (I_1) se mueve hacia un extremo de la PSD y la restante (I_2) hacia el opuesto. Es importante notar que estas señales de corriente I_1 e I_2 tienen la misma forma y frecuencia que la señal de radiación incidente dada por el diodo láser. La proporción entre esas corrientes depende de la zona concreta sobre la superficie del PSD en la que incide la mancha (Figura 3). Con ello, la posición de ésta puede obtenerse de las señales de corriente correspondientes que salen de cada contacto anódico del PSD utilizando la expresión

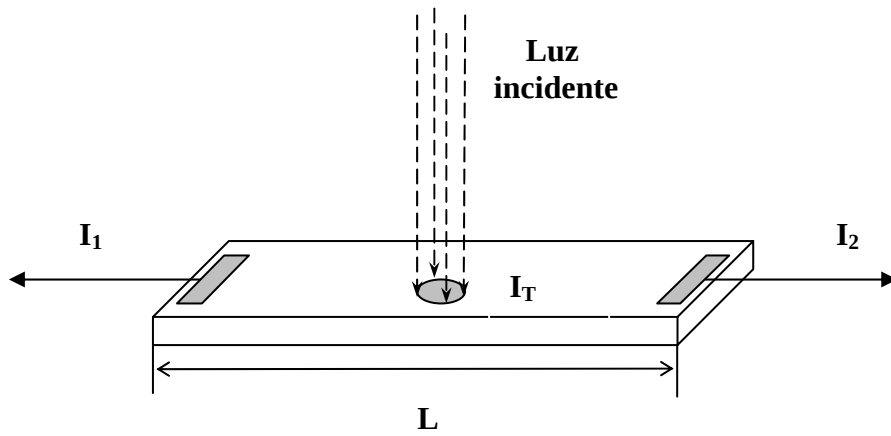


Figura 3. Proceso de incidencia de la luz difundida por el objeto sobre el PSD. Toda la corriente liberada I_T se bifurca en dos partes I_1 e I_2 dependiendo el valor de éstas de las respectivas resistencias que aparecen hasta llegar a los respectivos bordes del PSD.

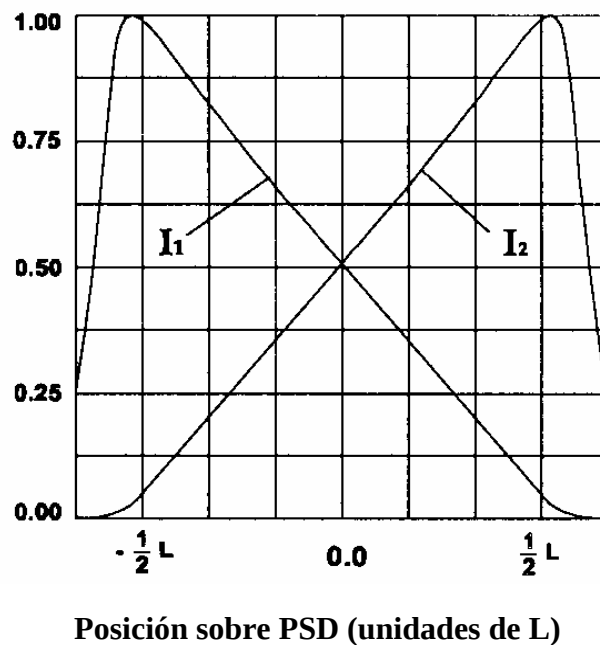


Figura 4. Respuesta de salida de las corrientes relativas I_1 e I_2 en el dispositivo PSD; la posición está dada en unidades de la longitud total L del PSD.

$$BB' = \frac{I_2 - I_1}{I_1 + I_2} \frac{L}{2} \quad (1)$$

donde L es la longitud total del PSD y BB' la posición que se obtiene tomando como origen el centro del PSD, de forma que si la mancha está centrada en el PSD las dos corrientes son iguales y se tiene la posición del cero sobre el sensor. Las salidas relativas de las señales I_1 e I_2 son independientes del nivel de luz incidente, siempre que esté comprendido entre la corriente de oscuridad y el nivel de saturación del dispositivo, y siguen un comportamiento lineal (Figura 4). En este sentido, se ha comprobado mediante el osciloscopio que la intensidad de los pulsos cuadrados con los que trabaja el sensor crece al aumentar la difusión de radiación en el objeto, aunque si las señales no están deformadas (la posibilidad de deformación de una señal se analizará más adelante) la diferencia permanece fija. Con ello, en principio, el PSD responde de la misma manera para distintos objetos difusores. En resumen, diferente difusión del objeto implica diferente I_T , aunque la misma respuesta en el PSD.

4. La electrónica del sensor

Las dos señales analógicas de corriente que genera el PSD (que se encuentra sometido a una tensión de V_{CC} , como se puede apreciar en la Figura 5) son convertidas a voltaje en los amplificadores operacionales U1A a través de las resistencias R_1 y R_2 ($= R_1$). Posteriormente, en los amplificadores U1B y U1D, esas señales son invertidas y amplificadas para que puedan propagarse por los cables con baja atenuación y sin ser afectadas por las interferencias. Al final del cable las señales analógicas son digitalizadas mediante sendos convertidores analógico-digitales U2 y U3, y de esta forma son tratadas y mezcladas por un microcontrolador que proporciona el valor definitivo de la posición desde las corrientes de partida utilizando la expresión (1). La salida final de la electrónica que da el valor de la distancia se encuentra en el intervalo entre -4 V y $+4$ V, que se corresponde a todo el rango accesible de medida entre 60 mm y 140 mm (los 0 V están en correspondencia con la posición de 100 mm) para las posiciones del objeto difusor.

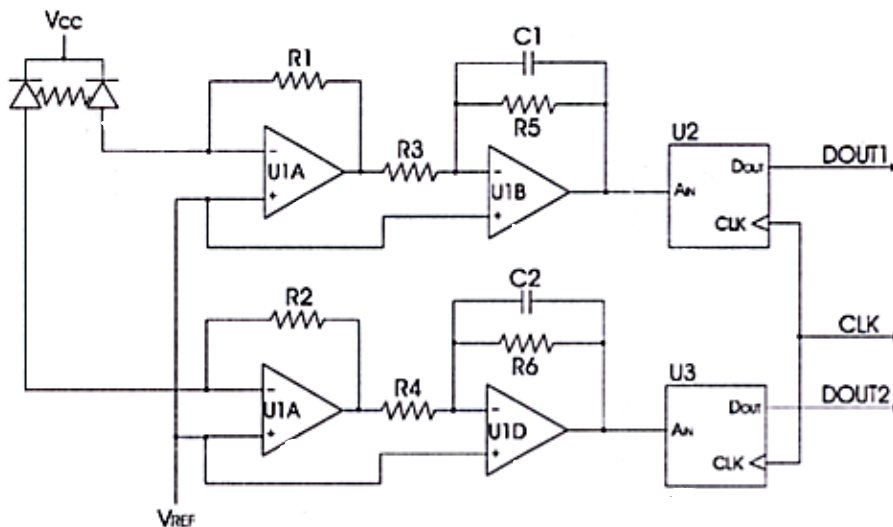


Figura 5. Esquema del dispositivo de amplificación y digitalización de las señales procedentes del PSD que se alimenta a 12 V de tensión. Entre los amplificadores y los conversores se encuentran los cables que se usan para extraer la señal del detector CMS.

Para que el sensor de proximidad opere adecuadamente, es necesario extraer su parte electrónica (convertidor y microcontrolador) fuera de CMS, ya que es sensible a irradiación. Para lograrlo, se utilizarán cables especiales de 45 m de longitud (línea larga), aunque se ha comprobado que distorsionan la señal, modificando la lectura de la distancia. Para evitar ese problema, se han construido unos conectores con amplificador de corriente (para restaurar la forma de la señal deformada por la capacidad y la resistencia de los cables) que suministran la potencia necesaria que se requiere para mantener sin deformación las dos señales analógicas en su propagación por los cables. Los análisis de las calibraciones con distintas longitudes de cable y utilizando esos conectores, es uno de los objetivos centrales del presente capítulo, y se irán desarrollando en las secciones próximas.

Con todo ello presente, es interesante dar una visión general y simplificada de cuales son los procesos físicos que generan la observada distorsión de las ondas. Los cables de señal utilizados tienen ambos las mismas propiedades eléctricas: resistencia, capacidad e inductancia (aunque su inductancia es despreciable), y están separados entre sí por una cierta distancia. Esas magnitudes eléctricas se distribuyen a lo largo del cable de forma continua y homogénea, con ello cada elemento infinitesimal de cable posee, con independencia de qué parte de este se tome, los mismos valores de los parámetros eléctricos. Además, se da la propiedad de que los cables tienen una longitud mucho mayor que la longitud de onda de las señales analógicas que se propagan por ellos. Los circuitos que cumplen con esas propiedades se denominan líneas largas bifilares homogéneas.

Por un lado, en este tipo de circuitos siempre aparece disipación de potencia debido a la resistencia que poseen, lo que hace que las señales que se propagan por ellos se amortigüen (atenuación) según una ley exponencial. Además, la capacidad de la línea larga hace que las señales se deformen (distorsión) debido a que el proceso de carga conlleva la aparición, durante un cierto tiempo, de un régimen transitorio. Obviamente, la atenuación y distorsión de las señales depende de la impedancia en las respectivas líneas, así como de la magnitud de la señal de corriente que va a recorrerla: una señal de mucha corriente permite que su magnitud se mantenga sin problemas a lo largo de una línea larga (alta impedancia), aunque las pérdidas sean también mayores. Con ello se está indicando que el efecto es relativo, es decir, para una corriente muy alta que atraviesa una línea larga (gran impedancia), la impedancia que ve es baja, y las pérdidas y distorsiones que *sufre* relativas a su propia magnitud son bajas.

Por otro lado, si en los extremos de la línea no existe un adecuado acoplamiento de las impedancias, aparecen fenómenos de reflexión para las componentes de alta frecuencia. Este hecho se manifiesta en forma de picos superpuestos en las rampas de subida y bajada de la señal incidente, ya que es ahí donde se concentran las componentes de alta frecuencia del pulso cuadrado (se recordará que las variaciones temporales del pulso en esas rampas son del orden de 9 ns, lo que corresponde a frecuencias del orden de 10^8 ciclos/s⁻¹).

Ambos efectos combinados dan como resultado una señal de salida de la línea que está atenuada por la resistencia de los cables y distorsionada por la capacidad de éstos, y que es superposición estacionaria de dos ondas: la incidente y la reflejada [4], originada esta última por la falta de acoplamiento de las impedancias en los extremos de la línea. De hecho, es esta fenomenología la que se observa en las medidas experimentales con el osciloscopio.

5. Simulación de la señal de salida del sensor de proximidad

Para observar cómo el sensor de proximidad evalúa la posición a partir de las corrientes que proporciona el PSD se ha llevado a cabo una simulación del conjunto de la electrónica del sensor, incluyendo los cables que, aunque no toma en cuenta los efectos de distorsión, atenuación y reflexión, es ilustrativa. En la Figura 6 se aprecia el esquema del

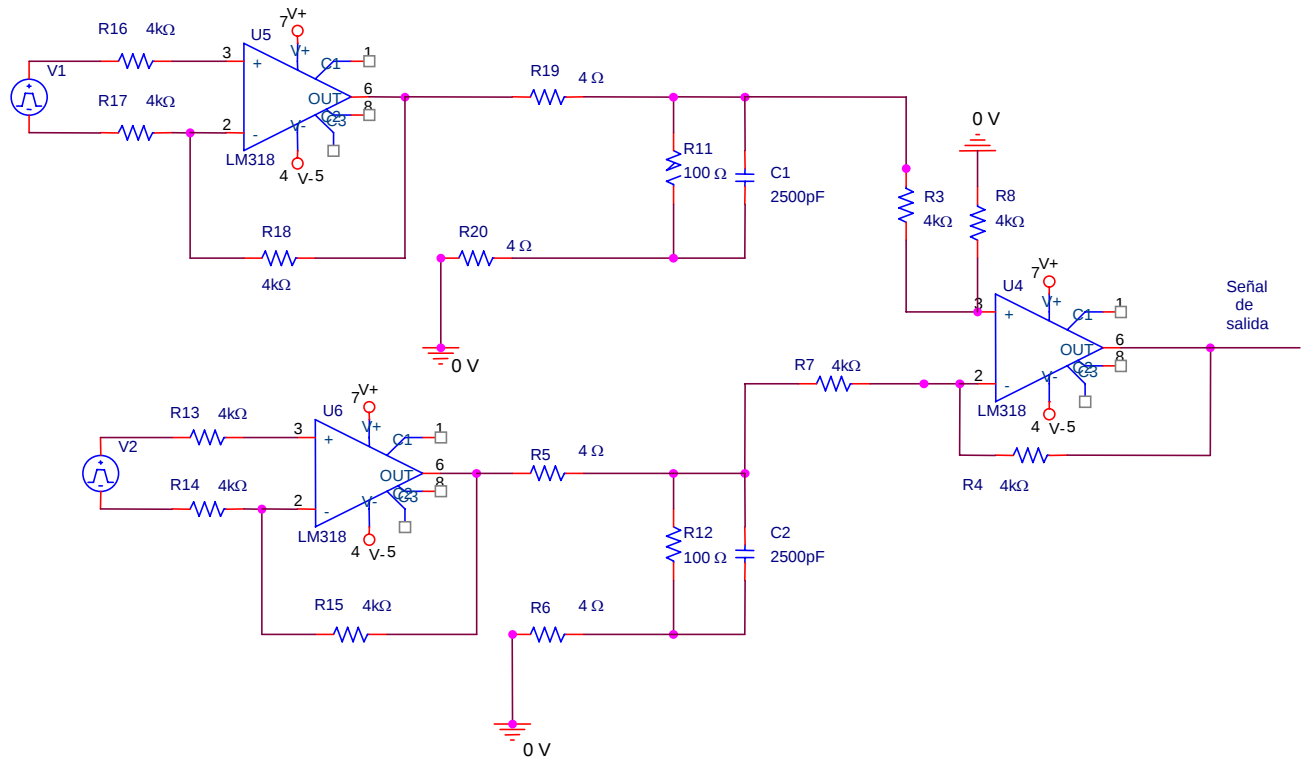


Figura 6. Circuito electrónico equivalente para el sensor de proximidad. Se muestran los amplificadores de la entrada, las dos líneas largas intermedias y el amplificador diferencial que da la señal de la salida.

circuito equivalente simulado. Existen dos señales de entrada V_1 y V_2 (que corresponden a las corrientes I_1 e I_2 , respectivamente) que son amplificadas en sendos amplificadores operacionales (los modelos concretos propuestos y los valores de los parámetros eléctricos no tienen por qué ser los que utiliza el sensor, ya que la intención de la simulación es sólo dar una idea de cómo se opera desde el punto de vista electrónico). Las señales resultantes se transmiten en modo común (con respecto a masa) a lo largo de sendas líneas largas. Aquí se propone un modelo simplificado de línea larga donde se dan los valores de las resistencias de los cables por los que se transmite la señal (en el cable 1 son R19 y R20, y en el cable 2 son R5, R6); además los dos cables de cada línea poseen una capacidad y una resistencia de carga (en el cable 1 son C_1 y R11, mientras que en el cable 2 son C_2 y R12). Posteriormente, un amplificador diferencial proporciona la señal final de lectura que es la diferencia de las señales que se propagan por las dos líneas cuando son recogidas por el amplificador. La transmisión de la señal se da en voltaje, y por lo tanto no existe limitación de corriente salvo por la resistencia y capacidad que muestran los cables.

Con ese circuito se han obtenido una serie de resultados para observar qué es lo que se obtiene a su salida. Para ello, se han variado los voltajes de entrada V_1 y V_2 , de forma que se simularan los efectos del cambio de distancia al objeto, y ello manteniendo siempre fija la suma de esos voltajes (conservación de la energía que se libera en el PSD al incidir la radiación). Las dos señales de voltaje se corresponden con las señales de corriente que salen del PSD salvo un factor de resistencia fijo, por lo que la expresión (1) es invariante bajo ese factor.

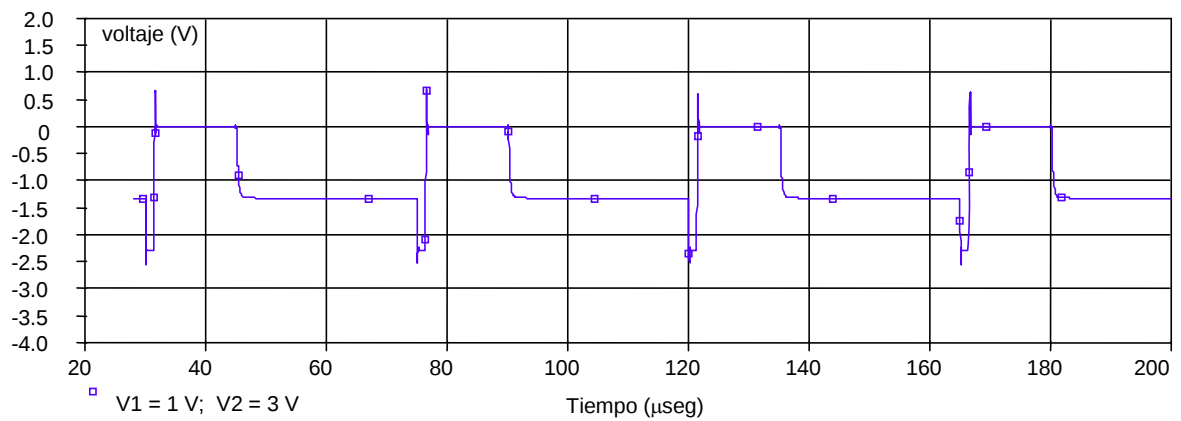
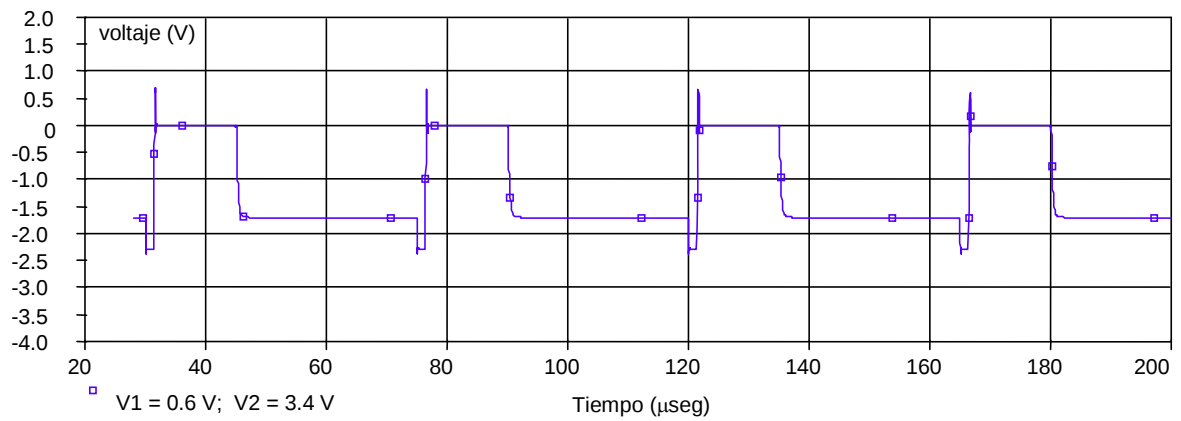
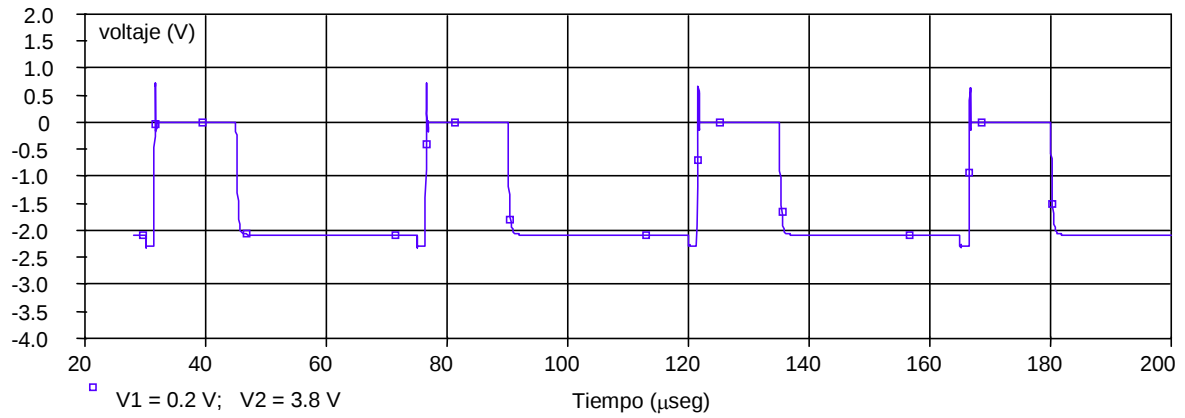


Figura 7.a. Señal de salida resultante del circuito de la Figura 6 para distintos voltajes de las señales de entrada V_1 y V_2 .

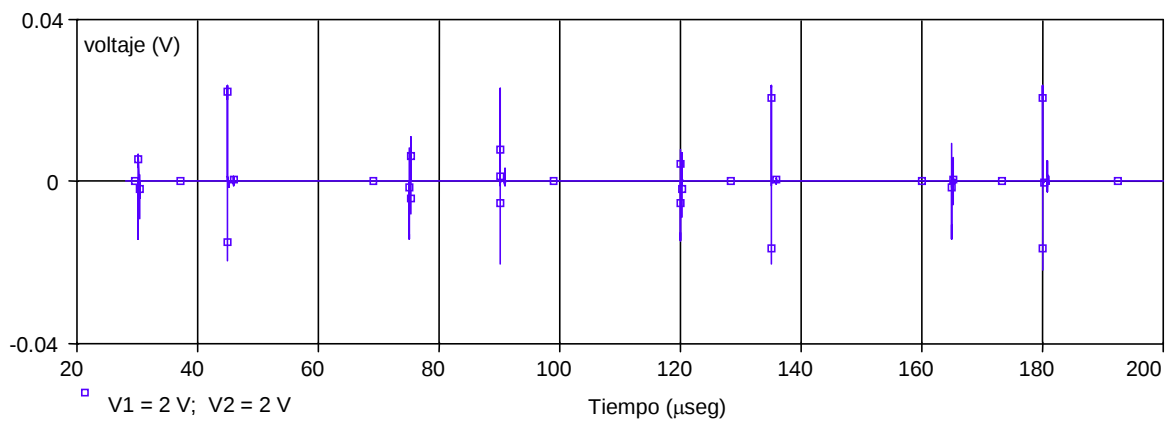
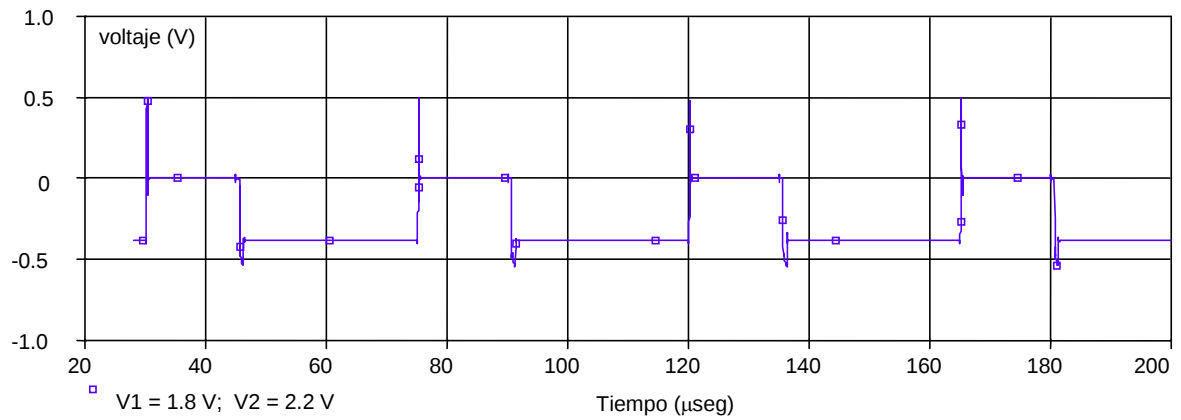
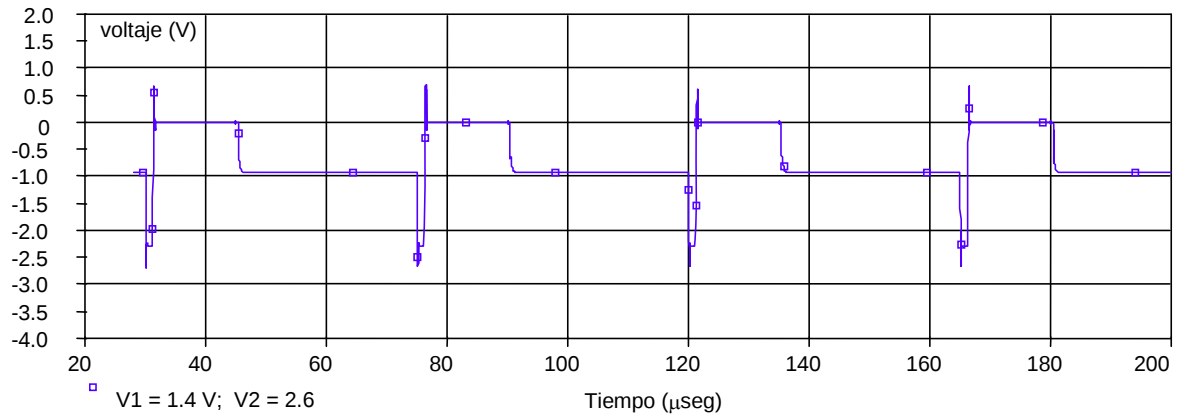


Figura 7.b. Continuación de la figura anterior.

Las gráficas dadas en las Figuras 7.a y 7.b corresponden a valores con $V_2 \geq V_1$, es decir, para voltajes negativos, puesto que en el otro caso ($V_2 \leq V_1$) la señal es la misma, pero mostrando voltajes positivos (simétrica respecto al eje temporal en el intercambio de voltajes $V_2 \leftrightarrow V_1$). En ellas se puede apreciar cómo se va modificando progresivamente la amplitud de la señal en función de los valores de los voltajes que se tienen en la entrada, y cómo en $V_1 = V_2$ la señal es nula. Los voltajes que se obtienen desde las figuras son con los que opera el dispositivo cuando da la lectura de voltaje.

6. Procedimiento de cálculo de la distancia por triangulación

En esta sección se realiza el cálculo que permite obtener la distancia A'C (Figuras 1 y 2), como función de la posición de la mancha de radiación sobre el detector BB'. La distancia A'C es la que hay entre la posición de la lente del láser C y la posición del objeto en la posición A'; además, B' es la imagen que la lente del detector proporciona del objeto A'. No obstante, la posición B (que sirve de referencia para definir distancias sobre el detector) debe ser establecida mediante un procedimiento arbitrario: a) es fija y corresponde a que la mancha se halle en la posición central sobre el PSD, llegando el haz con incidencia normal (Figura 2), b) se relaciona con la posición central A del intervalo de distancias que el sensor puede medir y, por último, c) el ángulo bajo el cual la luz difundida por el objeto en A es recogida a incidencia normal por el detector es α , permaneciendo por ello como un parámetro característico constante del procedimiento de triangulación. La calibración del *offset* (o referencia) del sensor consiste en ajustar el conjunto (A, B, α) debiéndose alcanzar el límite de precisión con el que se pretende que opere el sensor. Si esto último se realiza correctamente, se pueden obtener medidas absolutas de distancia. Como se observa el ángulo de incidencia del haz láser sobre el objeto difusor tiene que ser normal, en cualquier otro caso los cálculos que se proponen no serán válidos. El objetivo del presente desarrollo es expresar la distancia A'C en dependencia de la variación de distancia BB' que ve el detector. Para ello se tiene la Figura 2, donde se muestra con detalle los tres triángulos con los que se va a operar: ACD, A'CD y DBB'. Desde el triángulo ACD se obtiene el ángulo α como

$$\tan \alpha = \frac{d}{AC} \quad (2)$$

Esta relación da la distancia AC desde la posición central (con respecto a la lente del láser) del intervalo de medida sobre el espacio del objeto, y ello para una distancia d entre lentes y un ángulo de configuración del sensor α dados. La distancia A'C se puede expresar en función de AA' como $A'C = AC + AA'$, donde AC es fija para cada sensor (2), como se ha visto. El haz genérico difundido A'B' forma con el haz incidente del diodo láser un ángulo de $\alpha + \beta$, como se puede ver de la construcción geométrica. Con ello, según el triángulo A'CD, la nueva posición del objeto A' viene dada por la distancia A'C, según la relación:

$$A'C = \frac{d}{\tan(\alpha + \beta)} \quad (3)$$

Si se desarrolla la tangente de la suma de los dos ángulos se tiene la siguiente expresión:

$$A'C = d \frac{\cos(\alpha)\cos(\beta) - \sin(\alpha)\sin(\beta)}{\sin(\alpha)\cos(\beta) + \cos(\alpha)\sin(\beta)} \quad (4)$$

Se puede observar que para el límite $\beta \rightarrow 0$ se recupera, con continuidad, el caso de referencia dado por (2). Es interesante resaltar que el ángulo β puede ser positivo o negativo. Se define positivo ($\beta > 0$) cuando la posición del objeto en A' es más cercana al láser que la posición en A, es decir cuando $AA' < 0$), como sucede en la Figura 2. En cualquier otro caso β es negativo ($\beta < 0$) lo que coincide con $AA' > 0$.

Empleando el triángulo DBB' se puede evaluar las expresiones para el ángulo β , quedando:

$$\sin(\beta) = \frac{BB'}{\sqrt{(BB')^2 + b^2}} \quad \cos(\beta) = \frac{b}{\sqrt{(BB')^2 + b^2}} \quad (5)$$

que sustituidas en (4) resulta como:

$$A'C = \frac{d\{b \cos(\alpha) - (BB') \sin(\alpha)\}}{b \sin(\alpha) + (BB') \cos(\alpha)} = \frac{db - d(BB') \tan(\alpha)}{b \tan(\alpha) + (BB')} \quad (6)$$

La expresión (6) es general, pero se puede particularizar bajo ciertas aproximaciones. Para el triángulo DBB' se tiene que $BB' \ll b$. Por otro lado $d < A'C$ para todo el rango de medida de posiciones, esto implica que $\sin(\alpha) \approx 0$ y $\cos(\alpha) \approx 1$. Así, el término $d(BB') \sin(\alpha)$ suele ser pequeño por comparación con el otro al que va restado, por ello, se suele despreciar de (6), con ello queda:

$$A'C = \frac{db}{b \tan(\alpha) + (BB')} \quad (7)$$

donde se aprecia que la dependencia $A'C = A'C [BB']$ es hiperbólica. No obstante, debido a que los efectos que aquí se pretenden estudiar son muy finos (correcciones perturbativas), se ha de trabajar con la expresión general (6).

Para obtener la relación de los elementos de línea $\partial(A'C)$ y $\partial(BB')$ se puede derivar la relación (6) con lo que queda

$$\partial(A'C) = - \frac{db}{\cos^2(\alpha) \{b \tan(\alpha) + (BB')\}^2} \partial(BB') \quad (8)$$

El valor de BB' es la posición de la mancha de luz difundida que es recogida y proyectada sobre el PSD. Según se explicó en el funcionamiento de ésta, su valor viene dado por [5]:

$$BB' = \frac{I_2 - I_1}{I_1 + I_2} \frac{L}{2} \quad (9)$$

es decir, BB' es dependiente de los valores de la corriente que circula por cada uno de los hilos conductores y, a través de esas corrientes, dependiente a su vez de los distintos efectos que pueden modificarlas.

7. Modelo de introducción de efectos físicos en el sistema de triangulación

Si el sistema físico que se estudia operase de forma ideal, la ecuación (6) describiría perfectamente, según la geometría descrita, la forma en la que éste evalúa la posición. No obstante, sobre las curvas experimentales aparecen ciertos efectos perturbativos no lineales que no se pueden explicar sólo como una consecuencia explícita y directa del proceso de triangulación. Se han hecho pruebas experimentales con cables conductores de diferente longitud, manteniendo fijas las demás propiedades de éstos, viéndose que las no linealidades se modifican notablemente. Además cambios, aunque más ligeros, ocurren cuando se utilizan diferentes difusores (o *targets*). En el análisis efectuado se han utilizado los diagramas de residuos que resultan de las medidas tomadas con diferentes difusores (distinta difusión y reflectividad) y diferentes longitudes de cable (distinta impedancia). Para intentar explicar el fenómeno de la no linealidad, y partiendo de la hipótesis de que se origina exclusivamente por algún efecto físico externo que *a priori* es indiferente cual sea, se ha elaborado un modelo general que permite analizar los datos particulares tomados para unas condiciones experimentales concretas.

Cada medida de calibración consiste en un barrido de datos (generalmente 160 datos) cada uno de los cuales consta de tres valores: temperatura ambiental, distancia exacta $(AA')_I$ (Figuras 1 y 2) tomada por un procedimiento interferométrico externo al sensor (con una precisión de hasta la décima de micrómetro) y distancia $(AA')_S$ dada por el sensor según el procedimiento de triangulación explicado arriba. Esa distancia (en mm) está relacionada con el voltaje V (en voltios), obtenido como la señal de salida del sensor, a través de la constante de calibración según la relación $|(AA')_S| = 10 V$. El barrido se realiza sobre todo el rango accesible al sensor (que depende de la longitud del PSD y de su resolución) y que en el modelo de sensor utilizado Z4M-W100 es de ± 40 mm respecto a la posición de referencia definida antes para incidencia normal. Para que las medidas fuesen válidas se fijó un mismo cero de distancia AA' tanto para el sensor como para el interferómetro (ajuste del cero).

Como base del modelo, se definen dos espacios, como se puede intuir de la relación (5). Por un lado está el espacio correspondiente a las posiciones del difusor caracterizado por la distancia $A'C$ que tiene definido el cero o referencia en $AA' = 0$ que corresponde a la distancia $A'C = AC = 100$ mm (Figura 2). Por otro lado se introduce el espacio correspondiente a las posiciones de la mancha de radiación sobre el PSD que está caracterizado por la distancia BB' y cuyo cero y demás propiedades vienen dadas por la expresión (6), siendo esa misma expresión la que permite pasar de un espacio a otro. Como hipótesis del modelo se propone que en las medidas de calibración la distancia interferométrica $(A'C)_I$ es exacta y viene dada por:

$$(A'C)_I = \frac{db - d(BB')\tan(\alpha)}{b\tan(\alpha) + (BB')} \quad (10)$$

y, por lo tanto, se puede considerar que permite obtener el valor *ideal* de BB' quedando:

$$BB' = \frac{db - b\tan(\alpha)(A'C)_I}{d\tan(\alpha) + (A'C)_I} \quad (11)$$

Suponiendo que el efecto no lineal se introduce en la medida de distancia que da el sensor, debido a cualesquier efecto físico externo, como se puede observar claramente éste sólo se puede introducir en (6) a través de la distancia BB' , es decir, a través de las corrientes I_1 e I_2 ya que todo lo demás son constantes de triangulación. Es por ello que la distancia que

proporciona el sensor es la que resulta del proceso de triangulación pero *perturbada* por los efectos físicos externos que aportan las corrientes. Con todo ello se está diciendo que la BB' que incluye los efectos externos tiene la forma: $BB' + \delta(BB')$, donde BB' es la distancia *ideal* o no perturbada y $\delta(BB')$ es una perturbación que, en el caso más general, dependerá de BB' . Una segunda hipótesis se refiere a la expresión que puede adoptar $\delta(BB')$ y así, suponiendo que es una función analítica y sin singularidades en la zona donde se hace el desarrollo, se puede expandir en serie de potencias según

$$\delta(BB') = \sum_{i=0} A_i (BB')^i \quad (12)$$

donde A_i son los coeficientes constantes del desarrollo y BB' es la dada por (11). Con ello, la expresión que adopta la distancia que da el sensor $(A'C)_S$ viene dada por:

$$(A'C)_S = \frac{db - d\text{tag}(\alpha)(BB' + \delta(BB'))}{b\text{tag}(\alpha) + (BB' + \delta(BB'))} \quad (13)$$

donde BB' y $\delta(BB')$ son proporcionadas por las relaciones (11) y (12). Considerando la expresión (9) que da BB' en dependencia de las corrientes I_1 e I_2 puede pensarse que un desacoplamiento de las dos corrientes es posible sin más que separar BB' en dos sumandos y proponiendo sendos desarrollos en potencias para ambos. No obstante, un simple análisis de la expresión (6), indica que el sensor sólo opera con la mezcla de las dos corrientes a través de BB' (la posición en el PSD) y que es incapaz de trabajar con información más detallada y por tanto incapaz de proporcionar ésta. Resolviendo (11), (12) y (13) se obtiene una expresión del tipo $(A'C)_S = (A'C)_S [(A'C)_I]$, donde la relación entre $(A'C)_S$ y $(A'C)_I$ se establece a través de los parámetros de triangulación del sensor, quedando

$$(A'C)_S = \frac{db - d\text{tag}(\alpha) \left[\frac{db - b\text{tag}(\alpha)(A'C)_I}{d\text{tag}(\alpha) + (A'C)_I} + \sum_{i=0} A_i \left(\frac{db - b\text{tag}(\alpha)(A'C)_I}{d\text{tag}(\alpha) + (A'C)_I} \right)^i \right]}{b\text{tag}(\alpha) + \left[\frac{db - b\text{tag}(\alpha)(A'C)_I}{d\text{tag}(\alpha) + (A'C)_I} + \sum_{i=0} A_i \left(\frac{db - b\text{tag}(\alpha)(A'C)_I}{d\text{tag}(\alpha) + (A'C)_I} \right)^i \right]} \quad (14)$$

Como se puede ver la introducción de efectos en el espacio del PSD, induce la aparición de efectos sobre el espacio del *target*, que son los que se observan en las medidas experimentales y que pueden ser estudiados sobre el espacio del PSD sin más que utilizar la relación de triangulación. El objetivo del modelo es estudiar esos efectos en el espacio del PSD para cada medida interferométrica experimental realizando para ello ajustes a funciones del tipo (14), ya que con ello se obtienen aproximaciones a las funciones perturbación $\delta(BB')$. De hecho el criterio para truncar la expansión (12) se basa en el grado de aproximación que se exija de los ajustes el cual, a su vez, dependerá de los efectos físicos que se introducen en el sistema. Si el efecto físico introducido en el PSD tiene una cierta dependencia finita en potencias de (BB') , bastará usar esa función perturbación para modelarlo. No obstante, es importante considerar que si existe más de un efecto a la vez, las funciones perturbación que los describen pueden superponerse impidiendo observar en el diagrama algo coherente, y por lo tanto el ajuste llega a ser imposible de realizar.

8. Análisis cualitativo de los datos experimentales con el modelo

El motivo más importante que ha llevado a elaborar el modelo propuesto, se justifica por las regularidades que surgen en las curvas de la señal de voltaje del sensor frente a la distancia interferométrica, ya que cuando se ajustan a una función polinómica lineal se aprecia que la no-linealidad es repetible y regular, como se ha observado en los correspondientes diagramas de residuos. En las figuras 8.a, 8.b, 8.c, 8.d y 8.e se muestran los diagramas de residuos obtenidos y en las tablas 1, 2 y 3 las desviaciones estándar correspondientes cuando las medidas se ajustan a la función (14) del modelo, utilizando correcciones lineales, cuadráticas, cúbicas y cuárticas, con dos tipos de cable (corto de 1m y largo de 45 m) y para tres objetos difusores diferentes (papel lustrado, aluminio anodizado, aluminio). Los ajustes se llevan a cabo mediante el algoritmo no-lineal por mínimos cuadrados de Levenberg-Marquardt. Como detalles computacionales de estos es importante decir que convergen con rapidez para perturbación lineal, mientras que para cuadrática y superiores es necesario realizar bastantes iteraciones; además se ha observado que, dentro de un ajuste para una perturbación dada, los coeficientes que convergen antes son los que van en los grados altos. Aunque se puede corregir a órdenes superiores, se ha comprobado mediante residuos que basta con el orden cuártico para tener en cuenta los efectos más relevantes sobre las curvas. En los resultados se pueden apreciar con claridad los siguientes hechos:

- a) Dos medidas tomadas en idénticas condiciones tienen desviaciones estándar y diagramas de residuos prácticamente similares (repetibilidad de las medidas), incluso a pequeña escala, lo que garantiza la estabilidad de las medidas con el modelo y el algoritmo utilizados.
- b) Las curvas muestran componentes o correcciones perturbativas correspondientes a polinomios de cierto grado.

Si se dispusiese de la forma exacta de la no-linealidad, se tendría la función $\delta(BB')$ correcta que introduce los efectos externos en el espacio del PSD, no obstante, en principio se debe partir de expansiones sencillas como la dada por (12). La función utilizada para las distintas perturbaciones es una forma genérica que no tiene en cuenta los detalles sobre cuáles son los valores de los parámetros de triangulación (tratamiento cualitativo). No obstante, pueden aparecer dos o más efectos físicos independientes superpuestos en la función perturbación, con lo que el análisis se puede volver muy complejo. Como se ha dicho, para cada perturbación fija $\delta(BB')$, se llega a una determinada relación $(A'C)_S = (A'C)_S [(A'C)_I]$. En el caso particular de que la perturbación permanezca lineal, es decir, $\delta(BB') = A_0 + A_1 (BB')$, donde A_0 y A_1 son constantes, la forma de la relación es

$$(A'C)_S = \frac{P_0 + P_1 (A'C)_I}{Q_0 + Q_1 (A'C)_I} \quad (15)$$

donde las nuevas constantes P_0, P_1, Q_0, Q_1 , dependen tanto de las antiguas constantes A_0 y A_1 , como de los parámetros de triangulación: d, b y α . Si la perturbación es cuadrática, se tiene la forma $\delta(BB') = A_0 + A_1 (BB') + A_2 (BB')^2$, y basta hacer los cálculos para llegar a la relación

$$(A'C)_S = \frac{P_0 + P_1 (A'C)_I + P_2 (A'C)_I^2}{Q_0 + Q_1 (A'C)_I + Q_2 (A'C)_I^2} \quad (16)$$

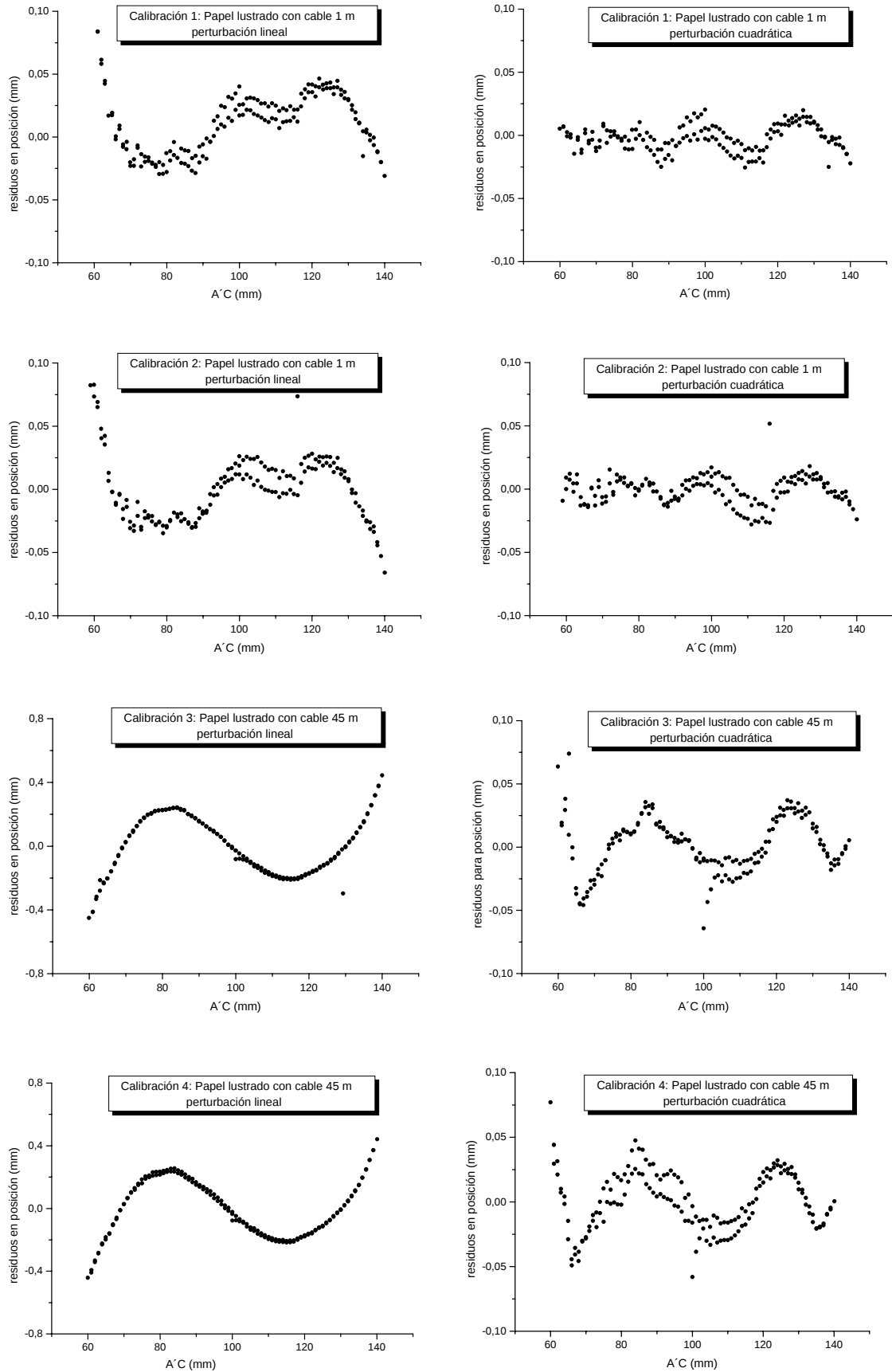


Figura 8.a. Diagramas de residuos de las medidas tomadas con el sensor de proximidad para perturbaciones lineal y cuadrática, y usando como difusor papel lustrado.

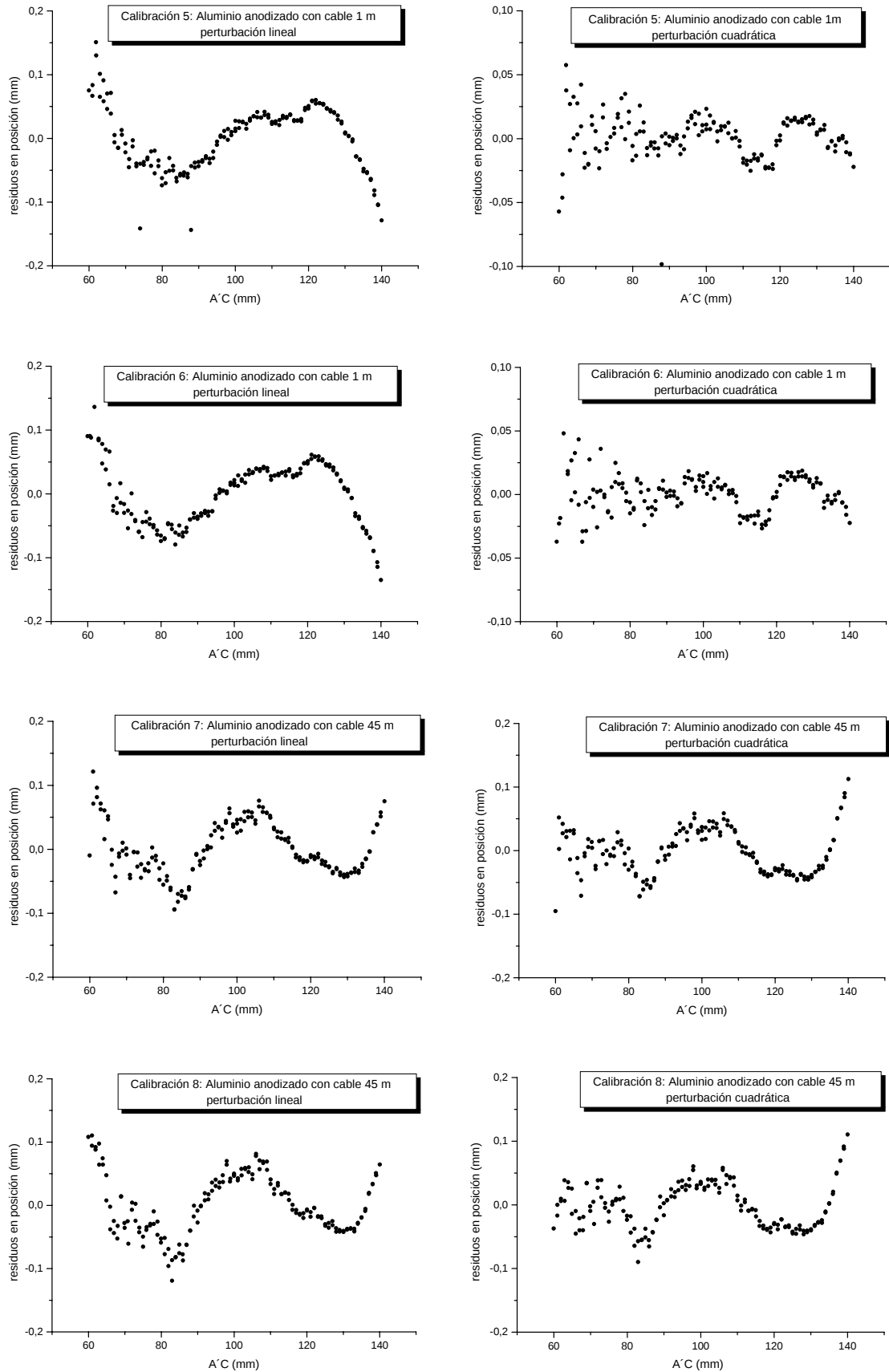


Figura 8.b. Diagramas de residuos de las medidas tomadas con el sensor de proximidad para perturbaciones lineal y cuadrática, y con difusor aluminio anodizado.

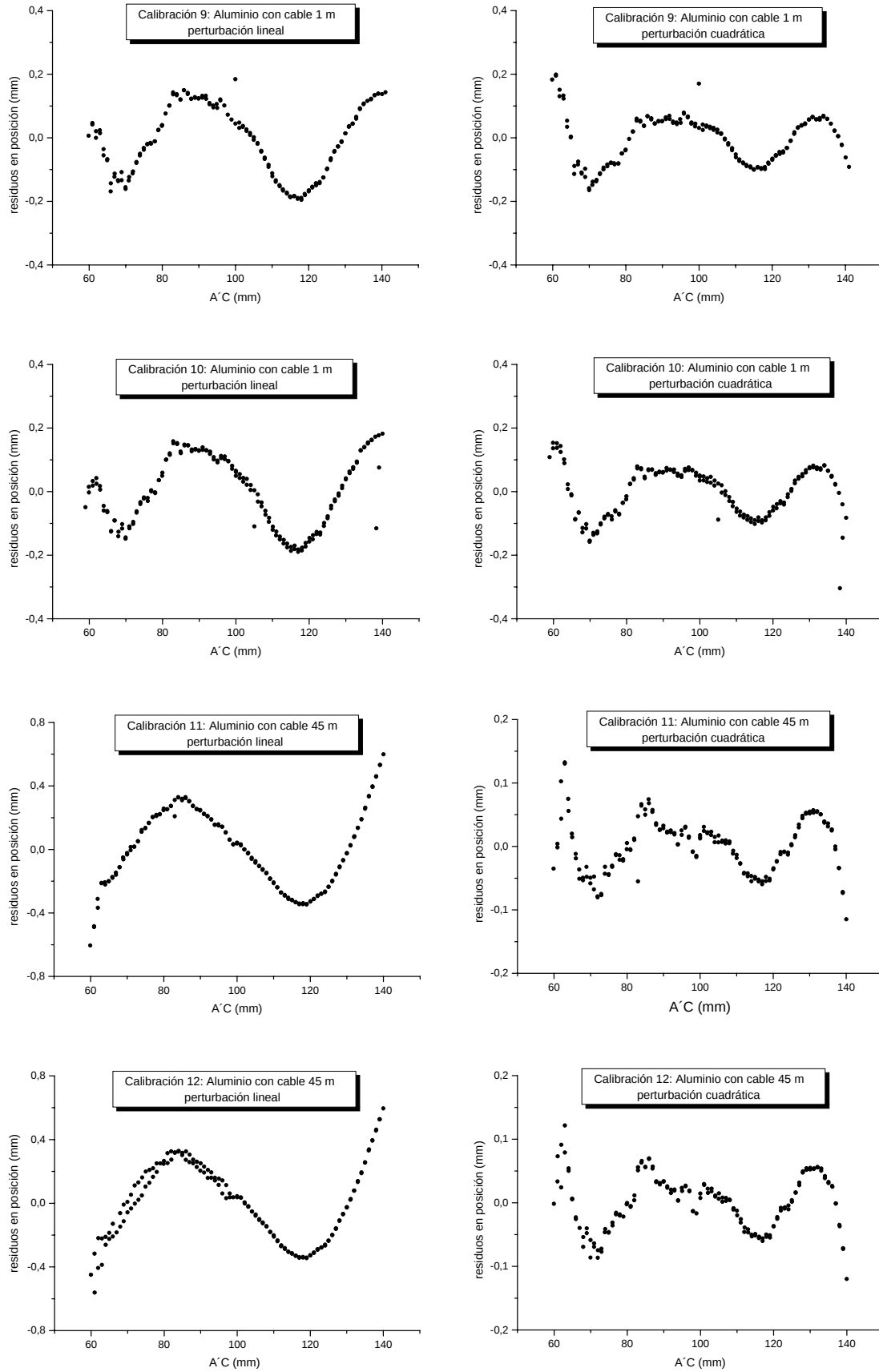


Figura 8.c. Diagramas de residuos de las medidas tomadas con el sensor de proximidad para perturbaciones lineal y cuadrática, y usando como difusor aluminio.

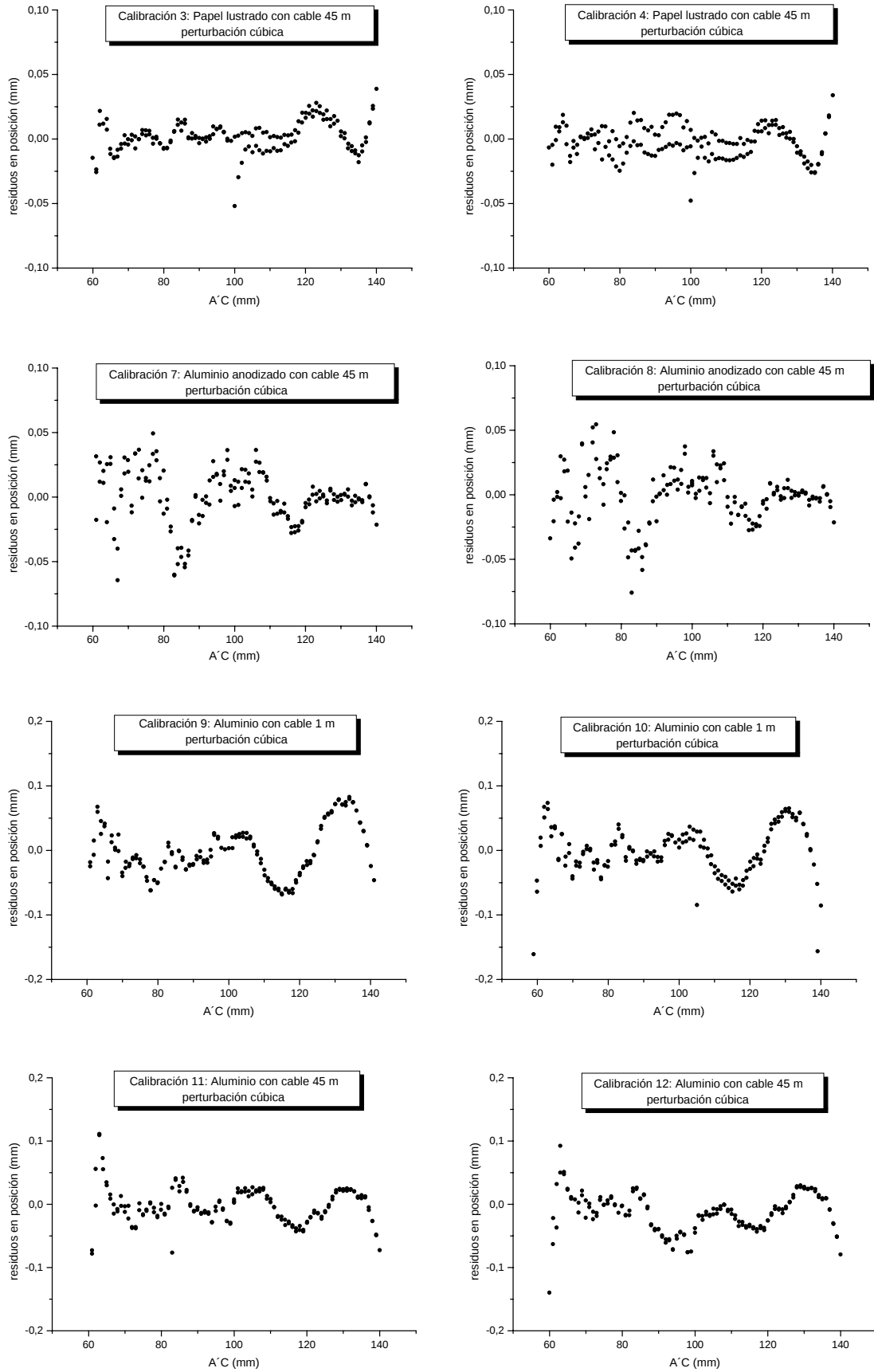


Figura 8.d. Diagramas de residuos de las medidas tomadas con el sensor de proximidad para perturbación cúbica.

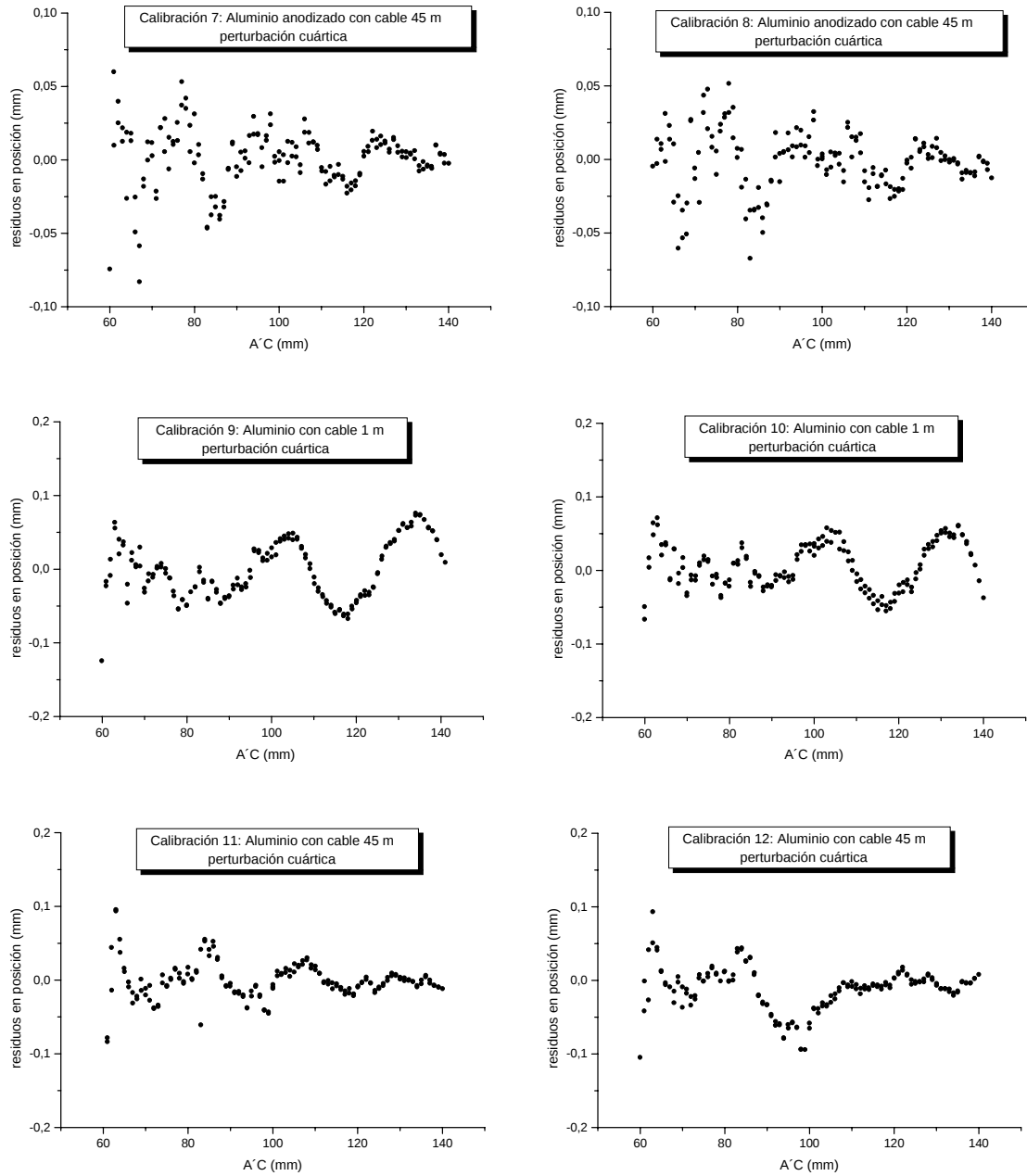


Figura 8.e. Diagramas de residuos de las medidas tomadas con el sensor de proximidad para perturbación cuártica.

calibración	desviación estándar (mm)	calibración	desviación estándar (mm)
Calibración 1: Cable 1 m. Perturbación lineal	0,02502	Calibración 2: Cable 1 m. Perturbación lineal	0,02569
Calibración 1: Cable 1 m. Perturbación cuadrática	0,01236	Calibración 2: Cable 1 m. Perturbación cuadrática	0,01245
Calibración 3: Cable 45 m. Perturbación lineal	0,18089	Calibración 4: Cable 45 m. Perturbación lineal	0,18090
Calibración 3: Cable 45 m. Perturbación cuadrática	0,02995	Calibración 4: Cable 45 m. Perturbación cuadrática	0,02253
Calibración 3: Cable 45 m. Perturbación cúbica	0,02440	Calibración 4: Cable 45 m. Perturbación cúbica	0,01206

Tabla 1. Desviaciones estándar para las medidas tomadas con papel lustrado como difusor, con dos longitudes de cable y para distintas correcciones en el modelo. Las calibraciones por filas están tomadas en idénticas condiciones.

calibración	desviación estándar (mm)	calibración	desviación estándar (mm)
Calibración 5: Cable 1 m. Perturbación lineal	0,04943	Calibración 6: Cable 1 m. Perturbación lineal	0,04819
Calibración 5: Cable 1 m. Perturbación cuadrática	0,01941	Calibración 6: Cable 1 m. Perturbación cuadrática	0,01462
Calibración 7: Cable 45 m. Perturbación lineal	0,04187	Calibración 8: Cable 45 m. Perturbación lineal	0,04685
Calibración 7: Cable 45 m. Perturbación cuadrática	0,03608	Calibración 8: Cable 45 m. Perturbación cuadrática	0,03554
Calibración 7: Cable 45 m. Perturbación cúbica	0,02332	Calibración 8: Cable 45 m. Perturbación cúbica	0,02166
Calibración 7: Cable 45 m. Perturbación cuártica	0,02063	Calibración 8: Cable 45 m. Perturbación cuártica	0,02002

Tabla 2. Desviaciones estándar para aluminio anodizado como difusor. Las calibraciones por filas están tomadas en idénticas condiciones.

calibración	desviación estándar (mm)	calibración	desviación estándar (mm)
Calibración 9: Cable 1 m. Perturbación lineal	0,13126	Calibración 10: Cable 1 m. Perturbación lineal	0,10900
Calibración 9: Cable 1 m. Perturbación cuadrática	0,11055	Calibración 10: Cable 1 m. Perturbación cuadrática	0,07703
Calibración 9: Cable 1 m. Perturbación cúbica	0,07514	Calibración 10: Cable 1 m. Perturbación cúbica	0,04531
Calibración 9: Cable 45 m. Perturbación cuártica	0,07210	Calibración 10: Cable 45 m. Perturbación cuártica	0,04215
Calibración 11: Cable 45 m. Perturbación lineal	0,24229	Calibración 12: Cable 45 m. Perturbación lineal	0,24224
Calibración 11: Cable 45 m. Perturbación cuadrática	0,04236	Calibración 12: Cable 45 m. Perturbación cuadrática	0,04263
Calibración 11: Cable 45 m. Perturbación cúbica	0,02819	Calibración 12: Cable 45 m. Perturbación cúbica	0,03061
Calibración 11: Cable 45 m. Perturbación cuártica	0,02431	Calibración 12: Cable 45 m. Perturbación cuártica	0,02974

Tabla 3. Desviaciones estándar para aluminio como difusor. Las calibraciones por filas están tomadas en idénticas condiciones.

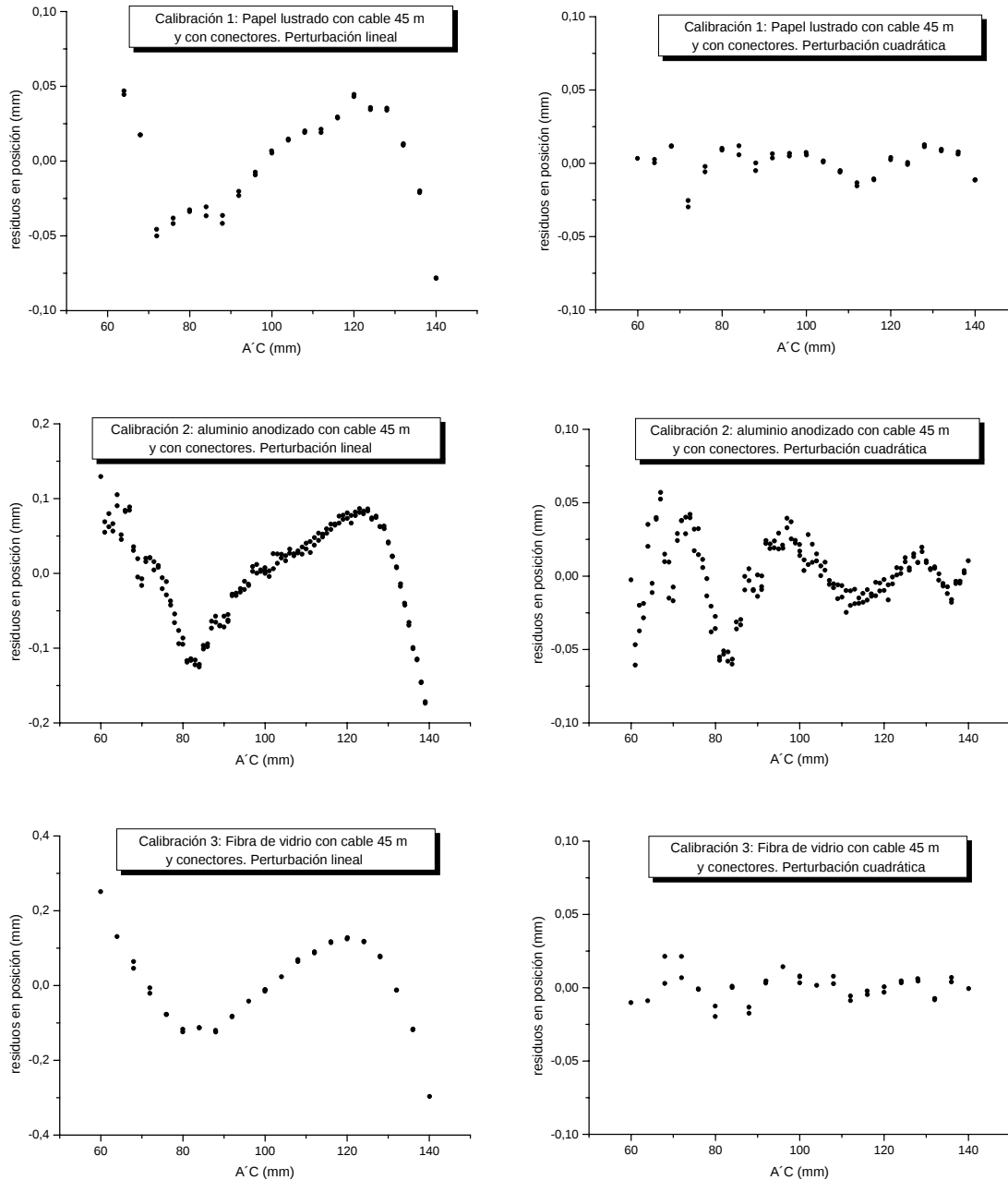


Figura 9. Desviaciones estándar con distintos difusores y cable de 45 m, utilizando en la entrada de los cables conectores de amplificación de la señal de corriente.

<i>calibración</i>	<i>desviación estándar (mm)</i>	<i>calibración</i>	<i>desviación estándar (mm)</i>
Calibración 1: Cable 45 m. Perturbación lineal. Conectores	0,03781	Calibración 1: Cable 45 m. Perturbación cuadrática, Conectores	0,0100
Calibración 2: Cable 45 m. Perturbación lineal. Conectores	0,06784	Calibración 2: Cable 45 m. Perturbación cuadrática. Conectores	0,02342
Calibración 3: Cable 45 m. Perturbación lineal. Conectores	0,10893	Calibración 3: Cable 45 m. Perturbación cuadrática. Conectores	0,00906

Tabla 4. Desviaciones estándar de los difusores de la Figura 9.

En general, las perturbaciones de grado superior introducen funciones racionales donde tanto el denominador como el numerador son polinomios con grado el mismo que el de la perturbación. Por lo tanto, para cada perturbación que se considere se debe utilizar la correspondiente función de ajuste. Para una perturbación de orden n se tiene la función genérica

$$(A'C)_S = \frac{\sum_{i=0}^n P_i (A'C)_I^i}{\sum_{i=0}^n Q_i (A'C)_I^i} \quad (17)$$

Los resultados de los diagramas de residuos muestran que cuando en ellos aparece una *forma cúbica*, esta se ajusta o corrige bastante bien (disminuye bastante la desviación estándar) con una perturbación cuadrática, ese hecho se explicará más adelante. Previamente, y para dar una idea de la estructura que cada efecto puede introducir, se harán algunas consideraciones:

- Se supone que la temperatura externa al sensor no introduce efectos apreciables por dilataciones y contracciones del objeto difusor (las cuales podrían modificar la medida de la posición, sobre todo para metales), y que, en cualquier caso, los efectos son completamente aleatorios. Por ello mismo, si fuesen apreciables faltaría la repetibilidad de los resultados obtenidos en las medidas, algo que no ocurre en ninguna de las calibraciones. Es así que se puede suponer, en muy buena aproximación, que la temperatura no afecta a las calibraciones.
- Con ello, los tres efectos que quedan son la longitud de los cables (transmisión de las señales por los cables), la difusión en el objeto y la variación de radiación recibida al realizar un barrido. Para distinguirlos sería interesante dar la estructura cualitativa respectiva, con lo que se aclararía la parte de fenomenología que se le puede asignar a cada uno. Los efectos de la longitud del cable, y debido a la forma en que se transmiten las señales y se da la lectura de la posición en función de esas corrientes como diferencia de ambas, tienen una estructura con cierta simetría en torno a la posición de referencia ($AC = 100$ mm). Los efectos debidos a la difusión no tienen esa referencia y son el resultado de un barrido entre los ángulos $\alpha+\beta$ y $\alpha-\beta$ (con $\beta < 0$ tal que $\tan(\alpha+\beta) = d/60$), para una misma zona del difusor. Con esto último se está suponiendo que el alineamiento sensor-difusor es tal que la variación en la posición del difusor no altera la zona sobre la que la radiación incide sobre éste. Además, y como efecto adicional, existe una variación en la cantidad de radiación recibida por el PSD ya que cada barrido conlleva un alejamiento o acercamiento progresivo entre el PSD y el difusor.

En cualquier caso no sólo interesa la forma del diagrama, que es útil para percibir las regularidades existentes, sino también los valores de los ajustes realizados para cada función perturbación y en qué medida éstos van reduciendo la desviación estándar, ya que ello sí se puede cuantificar estadísticamente. Con los valores de las desviaciones estándar pueden extraerse algunas consecuencias:

- Se observa que existen perturbaciones que corrigen notablemente la desviación estándar. Este es el caso de las calibraciones 1, 2, 3, 4, 5, 6, 11 y 12 para perturbación

cuadrática. De estas calibraciones son aquellas donde se utiliza cable largo las que tienen mayor variación de la desviación estándar respecto a la corrección anterior. Como ya se ha dicho, la corriente eléctrica que circula por el PSD sigue un comportamiento lineal desde el punto de vista del dispositivo (Figura 4). Así, el PSD es incapaz de introducir no linealidades en la señal de salida del sensor, independientemente de la mayor o menor corriente que se genere de recoger más o menos radiación por la difusión. Además, la difusión no es capaz de generar la estructura de un diagrama de residuos con simetría en torno a una posición arbitraria (como es la posición α). Por lo tanto, se puede asignar esta corrección cuadrática, o una parte importante de ella, a efectos introducidos en el sistema por el cable.

- Si se comparan las desviaciones estándar debidas a distintos objetos difusores para cable corto (ya que idealmente el cable de longitud muy pequeña es el adecuado para reducir los notables efectos del cable sobre la medida), se aprecia que los objetos que más difusión tienen (hablando propiamente, más componente de difusión lambertiana) son los que poseen menos desviación estándar. Además, la forma de la función que aparece en el diagrama de residuos se mantiene, lo único que cambia es la escala. Así, los objetos difusores se pueden ordenar de mayor a menor difusión (de menor a mayor desviación estándar) como: papel lustrado, aluminio anodizado pulido, aluminio pulido, en concordancia con lo que se anotó en una sección anterior dedicada a la difusión en las distintas superficies. Este hecho se explica si se tiene en cuenta que una calibración es un barrido sobre un intervalo comprendido entre dos ángulos de difusión, como ya se indicó previamente. Así, los objetos que poseen alta difusión lambertiana tienen una luminancia muy constante sobre cualquier ángulo de emisión y dentro de ese intervalo de barrido la detección de radiación se realiza de una forma muy homogénea, con variaciones muy suaves (obviamente, en el acercamiento y alejamiento que conlleva un barrido existe una variación de la luminancia, pues cambia el ángulo sólido, pero esto se supone despreciable). Si la difusión no es tan homogénea para ese intervalo, en un barrido se producen cambios notables que repercuten en la forma del diagrama de residuos y alteran en cierta medida (pequeña como se observa en los resultados) el valor de la desviación estándar.
- Los ajustes de las calibraciones 7, 8, 9 y 10 se deben desechar como *no validos*, no porque no sigan el modelo, sino debido a la superposición de efectos que son mezclados por la función del modelo, dando lugar a una fenomenología menos descriptible.

De la primera consecuencia se puede deducir que el cable introduce efectos que van como $(BB')^2$ y según la definición de (BB') estos tienen la forma

$$(BB')^2 = \left(\frac{I_2 - I_1}{I_1 + I_2} \right)^2 \left(\frac{L}{2} \right)^2 \quad (18)$$

en ella la posición depende esencialmente de la diferencia de las señales de corriente $I_2 - I_1$, ya que L es la longitud constante del PSD e $I_2 + I_1$ es la corriente total I_T , que es otra constante para un difusor dado. Las corrientes, como ya se ha indicado, se generan en el PSD de forma lineal. Supongamos que se toma una de esas dos corrientes como sistema de referencia, es decir, el sistema de referencia se mueve con los electrones de esa corriente. Desde ese sistema la corriente elegida tiene valor nulo, mientras que la otra tiene

precisamente el valor $I_2 - I_1$. Es decir, cuando el convertidor muestrea para comparar las dos corrientes y así evaluar la posición da igual que se utilice un sistema de referencia externo (I_1 , I_2) o uno interno (0 , $I_2 - I_1$). Considerando el sistema interno (o relativo) se puede evaluar la potencia que se disipa en cada cable de resistencia R_c . Así, y teniendo en cuenta que ambos cables tienen esa misma resistencia, la expresión (18) se puede describir como

$$(BB')^2 = \left(\frac{R_c}{R_c} \right) \left(\frac{I_2 - I_1}{I_1 + I_2} \right)^2 \left(\frac{L}{2} \right)^2 \quad (19)$$

donde en el numerador aparece lo que se va a definir como *disipación relativa de potencia en los cables* $R_c(I_2 - I_1)^2$ que es la única variable de que depende la corrección en la posición $(BB')^2$. El sentido de esta potencia queda bien definido con el sistema de referencia que se ha introducido: es la potencia total que se disipa entre los dos cables en el sistema de referencia relativo. Como puede observarse la corrección va linealmente en la resistencia por ello el efecto cuadrático de corriente relativa se amplificará linealmente con la longitud de los cables, suponiendo que éstos son homogéneos en su resistencia longitudinal. Como se indicó, las corrientes I_1 e I_2 son iguales sólo para incidencia normal sobre el PSD (que corresponde a los 100 mm para la posición del objeto); en cualquier otro punto ambas corrientes difieren en mayor o menor grado. Es por ello, que efectos que vayan con una cierta dependencia en esas corrientes (lineal, cuadrática, etc) van a quedar reflejados sobre la función diferencia $I_2 - I_1$, siempre que $I_1 \neq I_2$, es decir, en todo el barrido de la calibración salvo en la posición de referencia. Por ello, esa diferencia, que en principio debe dar la distancia a que se encuentra el difusor según se obtiene de la triangulación, va a modificarse con una cierta dependencia (lineal, cuadrática, etc) en la diferencia de corrientes. Por otro lado, se ha observado mediante el diagrama de residuos que la utilización de perturbaciones cuadráticas reduce notablemente esa no linealidad, como esas perturbaciones son proporcionales a la $(BB')^2$, que viene dada por la expresión (19), se debe considerar que es la disipación de potencia en los cables la que en realidad introduce esa componente. La *caída de tensión relativa en los cables* es otro efecto que va de forma lineal en la diferencia de corrientes y que, por ello mismo, no se puede diferenciar en las calibraciones ya que se superpone con la dependencia también lineal que introduce el PSD (es decir, la que suministra la distancia correcta), cambiando la pendiente del ajuste lineal correcto.

Existe otro efecto adicional que altera la diferencia $I_2 - I_1$ para verlo es necesario tener en cuenta que las señales en ambos cables pueden deformarse cuando la capacidad de éstos es suficientemente alta y/o la intensidad de corriente que *ataca* al cable es suficientemente baja. La capacidad de ambos cables se puede aproximar como idéntica por lo que la deformación de cada señal para una corriente dada será aproximadamente la misma, y así la diferencia de corrientes no se modificaría en la deformación. No obstante, como por cada cable circulan corrientes de ataque diferentes, que corresponden con las que da el PSD dependiendo del punto de incidencia sobre su longitud, los cables se cargarán de forma ligeramente diferente, y así las señales que se propaguen a lo largo de ellos se distorsionaran a la salida de manera desigual, algo que detectará el convertidor. Y así, esto mismo explica la notable corrección que supone utilizar en las entradas de los cables unos conectores de amplificación de corriente que permiten que las señales *ataquen* los cables sin deformarse. En la Figura 9 y Tabla 3 se muestran los diagramas de residuos y las desviaciones estándar de calibraciones que se han realizado utilizando conectores.

Resumiendo estos dos últimos aspectos, es la impedancia del cable, tanto en resistencia como en capacidad (la inductancia se puede despreciar), la que origina que la

posición de incidencia de la mancha cambie cuadráticamente en $I_2 - I_1$ cuando se realiza un barrido, dando lugar a *disipación relativa de potencia*, y manifestándose sobre la curva de calibración como un efecto correctivo cuadrático en la corriente.

Con los mismos efectos físicos anteriores se puede explicar la segunda consecuencia anotada. Un objeto con alta difusión (difusión lambertiana) proporciona una alta corriente total I_T , y por tanto mayores corrientes I_2 e I_1 , por lo que las señales apenas se distorsionan. Además, en el barrido que supone una calibración se produce una modificación más suave para fuerte difusión lambertiana, debido a la distribución homogénea de la radiación emitida a distintos ángulos. De esta forma, se puede disminuir la desviación estándar del ajuste cuando los difusores son muy eficientes.

De la tercera consecuencia se puede deducir que emplear un modelo e introducir más de un efecto físico en él puede dar problemas, algo que ya ocurrió en cierto modo cuando se introdujo la *caída de tensión relativa en los cables*. Las calibraciones que no siguen el *mismo* comportamiento que las otras (en lo que a forma del diagrama de residuos o desviaciones estándar se refiere) son el resultado del acoplamiento a través de la función del modelo de diferentes efectos físicos, que se realiza cuando estos operan de una forma extrema. La función utilizada (14) es no lineal y acopla el denominador con el numerador. Así, si de alguna forma el denominador tiene los coeficientes adecuados se puede hacer un desarrollo en serie geométrica (que no es único y depende de los valores de esos coeficientes) que en definitiva es operar esos efectos introducidos por ellos mismos, con lo que se mezclarán. Por ello, si existe alguna modificación de la función perturbación por otras perturbaciones o por variación de las condiciones de ésta misma (por ejemplo, el efecto difusor se puede acoplar con el efecto de cable largo, incluso ambos efectos podrían tener en común ciertos términos perturbativos), se puede tener un ajuste bastante complejo dentro de una cierta escala. Como ejemplo de lo indicado, se dirá que las calibraciones no válidas muestran un diagrama de residuos de la misma forma que el resto de calibraciones para perturbación lineal si se ajustan con una función perturbación cuadrática pero sin término lineal, es decir, del tipo $\delta(BB') = A_0 + A_2(BB')^2$, siendo de esto obvio que ese término lineal es determinante para modificar el ajuste; adicionalmente, puede observarse que las correcciones cuadráticas 9, 10 de calibraciones *no válidas* son idénticas a las cuadráticas de las calibraciones *válidas* 11, 12; e incluso en esas condiciones si se trabaja con correcciones $\delta(BB') = A_0 + A_2(BB')^2$ en 9, 10 se obtiene la misma forma para los diagramas. Por todo ello, cabe concluir que ese acoplamiento *no válido* sólo se da si se introduce la componente lineal en la perturbación. Si se admite este razonamiento, y como conclusión, se puede deducir que existen calibraciones, que se definirán como *no válidas* que introducen tantos efectos mezclados que pueden mostrar diferente estructura y desviaciones estándar en el ajuste para ciertas perturbaciones. Lo cual no quita que para esas calibraciones no se apliquen los resultados que se obtiene para las *válidas*. Con todo ello se observa lo delicado que puede ser elegir la función perturbación adecuada. Como resumen de las conclusiones generales se tiene:

1. Aparece un efecto intrínseco a la forma operativa del sensor de *disipación relativa de potencia*, en el sentido que se ha visto, que introduce una componente cúbica en el diagrama (cuadrática en la perturbación), que es imposible de reducir a cero por ningún método (ni mediante conectores de aplicación ni utilizando buenos difusores) debido a que esa disipación está en dependencia de la diferencia de corrientes y esta sólo será nula en el punto de referencia ($A'C = 100$ mm, $BB' = 0$), como se puede ver de los diagramas de residuos. Este efecto se amplifica linealmente en la resistencia del cable y cuadráticamente en la diferencia de corrientes. Además, se da *caída de tensión relativa en los cables*.

2. El efecto de disipación se ve amplificado o reducido dependiendo del grado de distorsión de las señales de corriente en los cables que se originan de las capacidades que éstos tienen si las corrientes que por ellos circulan no son capaces de cargarlos adecuadamente. Con ello, el grado de distorsión de la señal final depende también de la capacidad de los cables. Si la capacidad de los cables es alta (cable largo) el grado de distorsión de cada corriente es mayor, pero como se supone que cada cable tiene la misma capacidad, el valor de la diferencia en las señales de corriente no se alterará respecto a las señales no deformadas. Sin embargo, las dos corrientes no tienen el mismo valor a lo largo de un barrido de datos, con ello, y como la distorsión de cada corriente concreta dependerá del valor de esa misma corriente, la distorsión en un mismo punto de muestreo en la diferencia de las dos corriente para extraer la medida final de posición introducirá un cierto error. Así, la diferencia de distorsiones, que es el grado de distorsión de la señal final, se reflejará en el diagrama de residuos como una perturbación adicional a las distintas escalas que conlleve esa distorsión.
3. Si suponemos que los dos cables tienen la misma impedancia (resistencia y capacidad) para la posición de 100 mm ($\equiv BB' = 0$ mm) se tiene que todas las correcciones que se introducen en el diagrama de residuos son nulas ya que hay $I_2 - I_1 = 0$. Además, en torno a él se mantiene una cierta simetría que se rompe en mayor o menor grado debido a que no es lo mismo un difusor en 60 mm que en 140 mm (efecto de alejamiento o acercamiento en el barrido). Todo esto está en concordancia con los diagramas de residuos obtenidos. Notar, como ejemplo, que en la calibración 1 para perturbación lineal de la Figura 8.a, aparece sobre la curva una ligera perturbación que tiene simetría de forma y posición en torno a 100 mm aunque no de amplitud.
4. El efecto de distorsión de la señal para cable largo tiene efectos notables sobre el diagrama de residuos, el cual queda simplificado si se utilizan conectores de amplificación para restaurar la señal distorsionada. De esta forma, como se puede observar en la Figura 9 y Tabla 4 la componente perturbativa más intensa siempre es la cuadrática, que una vez corregida da paso a perturbaciones de orden alto.
5. Como puede comprobarse de las medidas obtenidas con el aluminio anodizado como difusor se observa que cuanto más cerca está colocado el objeto del sensor, la dispersión en la señal de voltaje aumenta progresivamente llegando a ser mayor que la dispersión de 0.2 mV para el rango de ± 5 V por digitalización en el convertidor ADAM utilizado. Esa dispersión depende del efecto del acercamiento o alejamiento que se produce en la distancia sensor-difusor cuando se realiza un el barrido. Esto puede deberse al recubrimiento que posee este tipo de aluminio, lo que le da ciertas peculiaridades ópticas que se reseñarán en la sección 11.

9. Análisis cuantitativo de los datos experimentales para perturbación lineal

Para evaluar cuantitativamente el modelo se considerará una perturbación lineal $\delta(BB') = A_0 + A_1 (BB')$, y se analizarán los parámetros de ajuste que se obtienen para cada medida, relacionándolos con el análisis cualitativo. Así, en este caso particular la función de ajuste se reduce a la expresión

$$(A'C)_S = \frac{-\left[A_0 \frac{d \sin^2 \alpha}{b} + A_1 d \sin \alpha \cos \alpha\right] + (A'C)_I \left[1 - A_0 \frac{\sin \alpha \cos \alpha}{b} + A_1 \sin^2 \alpha\right]}{\left[1 + A_0 \frac{\sin \alpha \cos \alpha}{b} + A_1 \cos^2 \alpha\right] + (A'C)_I \left[\frac{A_0 \cos^2 \alpha}{db} - A_1 \frac{\sin \alpha \cos \alpha}{d}\right]} \quad (20)$$

Utilizando esta función se obtiene la expresión de los coeficientes de ajuste P_0 , P_1 , Q_0 y Q_1 , dados en (15). Con ello, se llega a un sistema linealmente independiente de cuatro ecuaciones con dos incógnitas. Sin embargo, aunque la expresión (15) es invariante al operarla por la unidad $1 = S/S$, no ocurre lo mismo con cada ecuación por separado (que quedará rescalada por un factor S desconocido). Es decir, los coeficientes del ajuste racional que se han obtenido con la función (15) no son únicos: el ajuste lo único que exige es que se mantenga una proporción fija entre denominador y numerador, por lo tanto ese factor de escala S que opera tanto al denominador como al numerador es otra incógnita del sistema de ecuaciones. La última incógnita se refiere a un reajuste que se realiza debido a que a la función (20) se le impuso forzosamente un contorno (condición sobre A y B) en el procedimiento de toma de los datos experimentales: se consideró implícitamente que se cumplía que en $(A'C)_I = 100$ mm se tenía $(A'C)_S = 100$ mm (ajuste del *offset*) algo que es imponer una relación arbitraria y, por tanto no válida, sobre A y B , ya que las no linealidades alteran esa posición. Es por ello que se debe reajustar ese valor, de forma que la relación (20) es válida sólo si se traslada $(A'C)_I$ respecto de $(A'C)_S$ en una cierta cantidad constante R . Adicionalmente, el ajuste por mínimos cuadrados tiende a centrar toda la curva en torno al cero central por propia construcción, pero la curva puede estar perfectamente desplazada en una cierta cantidad respecto del cero. Es por esos dos hechos por lo que se introduce un cuarto parámetro para conseguir *reacoplar* las cuatro ecuaciones y obtener así una solución que es compatible con el problema planteado. Con todo ello, la función queda como

$$(A'C)_S = \frac{-S \left[A_0 \frac{d \sin^2 \alpha}{b} + A_1 d \sin \alpha \cos \alpha\right] + S \left[1 - A_0 \frac{\sin \alpha \cos \alpha}{b} + A_1 \sin^2 \alpha\right] [(A'C)_I + R]}{S \left[1 + A_0 \frac{\sin \alpha \cos \alpha}{b} + A_1 \cos^2 \alpha\right] + S \left[\frac{A_0 \cos^2 \alpha}{db} - A_1 \frac{\sin \alpha \cos \alpha}{d}\right] [(A'C)_I + R]} \quad (21)$$

y así, el sistema de ecuaciones que se obtiene es

$$T P_1 = - \left[A_0 \frac{d \sin^2 \alpha}{b} + A_1 d \sin \alpha \cos \alpha\right] + R \left[1 - A_0 \frac{\sin \alpha \cos \alpha}{b} + A_1 \sin^2 \alpha\right] \quad (22)$$

$$T P_2 = \left[1 - A_0 \frac{\sin \alpha \cos \alpha}{b} + A_1 \sin^2 \alpha\right] \quad (23)$$

$$T Q_1 = \left[1 + A_0 \frac{\sin \alpha \cos \alpha}{b} + A_1 \cos^2 \alpha\right] + R \left[\frac{A_0 \cos^2 \alpha}{db} - A_1 \frac{\sin \alpha \cos \alpha}{d}\right] \quad (24)$$

$$T Q_2 = \left[\frac{A_0 \cos^2 \alpha}{db} - A_1 \frac{\sin \alpha \cos \alpha}{d}\right] \quad (25)$$

<i>calibración</i>	<i>A₀ (mm)</i>	<i>A₁ (mm)</i>	<i>calibración</i>	<i>A₀ (mm)</i>	<i>A₁ (mm)</i>
Calibración 1: Cable 1 m. Papel lustrado.	-0.037647	-0.008502	Calibración 2: Cable 1 m. Papel lustrado.	-0.035252	-0.007093
Calibración 3: Cable 45 m. Papel lustrado.	0.049690	-0.021615	Calibración 4: Cable 45 m. Papel lustrado.	0.048153	-0.021512
Calibración 5: Cable 1 m. Aluminio anodizado.	-0.036400	-0.005719	Calibración 6: Cable 1 m. Aluminio anodizado	-0.035180	-0.005185
Calibración 7: Cable 45 m. Aluminio anodizado	-0.266270	-0.131347	Calibración 8: Cable 45 m. Aluminio anodizado	-0.263108	-0.129409
Calibración 9: Cable 1 m. Aluminio	0.055224	0.019016	Calibración 10: Cable 1 m. Aluminio	0.056108	0.019412
Calibración 11: Cable 45 m. Aluminio	0.286575	0.069111	Calibración 12: Cable 45 m. Aluminio.	0.290608	0.070868

Tabla 5. Evaluación de los efectos que aparecen en el espacio del PSD según la aproximación lineal $\delta(BB') = A_0 + A_1 (BB')$ para las distintas calibraciones.

donde las incógnitas son A_0 , A_1 , T y R . Notar que se ha introducido el parámetro $T = 1/S$. Los valores que se obtienen con la perturbación $\delta (BB') = A_0 + A_1 (BB')$ para cada calibración vienen dados en la Tabla 5. Los parámetros de triangulación utilizados en los ajustes son $\alpha = 11^\circ$, $d = (AC) \tan \alpha = 19.44 \text{ mm} \cong 20 \text{ mm}$ y $b = 20 \text{ mm}$. El valor del parámetro b no se conoce con exactitud, sólo se puede decir que su valor exacto afecta notablemente al parámetro A_0 , pero no al A_1 . La aproximación dada para el valor del parámetro d no afecta al ajuste.

Este tipo de ajuste es ilustrativo de cómo se debe operar para cuantificar el modelo, aunque la variedad de los efectos y de la intensidad de estos, impiden extraer conclusión alguna.

10. Tratamiento de la superficie del aluminio anodizado para reducir la no-linealidad

El aluminio anodizado es un material que es muy adecuado como difusor por ciertas razones. Está constituido por un recubrimiento superficial de óxido que crece en su superficie en el proceso de anodizado, consistiendo este último en un complejo fenómeno electrolítico que combina el oxígeno con el aluminio. Ese recubrimiento es transparente con un grosor de unas milésimas de milímetro y posee un índice de refracción de 1.6 aproximadamente [6, 7].

Este material tiene unas peculiaridades que lo hacen muy indicado para ser incorporado en el detector CMS. Por un lado, soporta perfectamente y sin degradarse cualquier nivel de irradiación, tanto de partículas gammas como de neutrones. Por otro, es uno de los mejores reflectores de radiación infrarroja, algo que es importante si se pretende que las señales detectadas sean intensas. Además, sus propiedades ópticas están bien estudiadas y dependen en una parte del propio metal y en otra del comportamiento óptico de

la capa que lo recubre. De esta forma la radiación que incide sobre su superficie, antes de dejarla sufre tres procesos: primero es refractada en la capa, después reflejada en el aluminio y por último refractada de nuevo en dicha capa. Por ello, este complejo proceso óptico de difusión puede introducir direcciones privilegiadas en el conjunto de ángulos sobre el que se emite la radiación, existiendo la posibilidad de reducción del comportamiento lambertiano elevando de esta forma la desviación estándar (Tabla 4). Este problema no se corrige, antes bien se agrava, como puede observarse en los diagramas de las calibraciones, si se utiliza una superficie pulida de aluminio sin ninguna capa. Es por ello que se ha considerado que lo más adecuado es utilizar como difusor una lámina de aluminio anodizado pero con una cierta modificación que se analizará en la presente sección: la superficie ha de someterse a un procedimiento de tratamiento químico.

	Desviación estándar para perturbación lineal (mm)	Desviación estándar para perturbación cuadrática (mm)
1ª Calibración a 22 horas de tratamiento	0,04481	0,01541
3ª Calibración a 22 horas de tratamiento	0,04612	0,01635
1ª Calibración a 72 horas de tratamiento	0,06418	0,02205
2ª Calibración a 72 horas de tratamiento	0,04779	0,01469

Tabla 6. Desviaciones estándar de las calibraciones para cable largo y utilizando conectores de amplificación obtenidas desde objetos difusores con superficie de aluminio tratada con MINOXIL y con duraciones de exposición de 22 y 72 horas.

Para ello, se ha empleado MINOXIL, que elimina la capa de óxido de su superficie, aunque dejándola algo mate. Con ello, se pretendía mantener las buenas propiedades ópticas del aluminio logrando a su vez una buena difusividad, ya que una de las conclusiones importantes de lo visto en este capítulo es que los objetos con alta difusión son los que reducen la desviación estándar de las medidas. Para conseguir optimizar esta difusión, se han efectuado calibraciones con esas superficies difusoras tratadas, siendo los resultados obtenidos bastante buenos en cuanto a la reducción de la desviación estándar de las curvas. Además, para culminar el proceso de optimizado de la superficie, esta se ha sometido a dos tiempos de exposición de 22 y 72 horas, comprobándose que las desviaciones estándar no dependen de la duración del tratamiento al menos dentro de ese intervalo entre 22 y 72 horas, como se puede apreciar en la Tabla 6 (comparar los resultados de Tabla 6 del aluminio tratado, con Tabla 4 para el aluminio anodizado). Existe, no obstante, una calibración (con 72 horas) en la que las desviación estándar se *escapa* respecto a las demás, lo cual puede deberse

a la posibilidad de que la difusión que se ha dado en esa calibración se produjese sobre una parte de la superficie del objeto que estuviese mal acabada o con alguna granularidad irregular respecto al resto de la superficie debido al tratamiento, además ello es coherente con el hecho de que la probabilidad de que aparezcan esas irregularidades es mayor para mayor tiempo de tratamiento. Este tipo de irregularidades pueden surgir por ciertas impurezas (elementos o compuestos diferentes del aluminio que por lo tanto son atacados en el tratamiento de forma diferente, formando estructuras propias). En cualquier caso, la mejora de las desviaciones estándar con el tratamiento es incuestionable.

11. Resultados y conclusiones

Como idea global de lo analizado en este capítulo, dedicado a la forma en la que opera el sensor de proximidad óptico, se indicará que debido a la alta precisión que se requiere en las medidas de posición en el sistema de alineamiento del detector CMS (de hecho este sensor debe de operar a precisiones $< 80 \mu\text{m}$) se ha hecho necesario analizar las causas que originan una lectura incorrecta de esas medidas por las distintas condiciones que la afecta: a) impedancia de las líneas largas que distorsionan y atenúan las señales que se propagan por ellas, b) falta de acoplamiento de las impedancias en los extremos de las líneas, con la consiguiente reflexión de señales, c) efectos de difusión en el objeto, que definen la cantidad de radiación que recibirá el PSD así como la distribución de ésta en un barrido, d) alejamiento o acercamiento entre el sensor y el difusor que se efectúa al realizar un barrido en cada calibración, y que hace que la cantidad de radiación detectada aumente o disminuya, e) efectos que se suponen despreciables como, por ejemplo, las dilataciones y contracciones que sufre el difusor, sobre todo si se trata de un metal, al variar la temperatura (puesto que la temperatura apenas cambia en un barrido).

Para corregir el efecto no-lineal que introduce ese conjunto de factores, se ha definido un modelo sencillo para la forma en la que opera el dispositivo que permite explicar, en la medida de lo posible, la compleja fenomenología que aparece. Una vez entendida la fenomenología se han propuesto ciertas modificaciones correctoras de la forma en la que opera a las condiciones de alta precisión que se exigen: a) se han introducido las funciones correctas (14) que permiten modelar los complejos fenómenos físicos, y ello, a partir de la geometría que siguen los haces de radiación a lo largo del dispositivo, b) se han fabricado unos conectores de amplificación que corrigen la distorsión de la señal al propagarse por cables que son excesivamente largos, c) se ha observado que la superficie de aluminio anodizado sometida a tratamiento químico es un difusor muy adecuado para reducir la no linealidad, y que es a su vez compatible con las condiciones físicas del entorno de CMS donde va dispuesto el sensor. Los resultados finales incluyendo todos los efectos permiten asegurar que, en las peores condiciones (cable largo), se obtienen como máximo $64 \mu\text{m}$ de dispersión en las medidas, lográndose el objetivo perseguido.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] J. CASAS, *Óptica*, Librería Pons, Zaragoza (1985).
- [2] L. STENBERG, The PSD School, <http://www.sitek.se/>
- [3] *PSD Principle and Features*, Hamamatsu, <http://www-cdr.stanford.edu/MADEFEST/catalogs/hamamatsu/psd-principle.html>
- [4] E. MANÁEV, *Fundamentos de la Radioelectrónica*, Mir, Moscú (1987).
- [5] *Optical Triangulation Distance Measurement Using Optek's OSM910 Position Sensing Detector*, Optek, Application Bulletin 216 (1998).
- [6] A. J. DOWELL, *The Technical Characteristics and Uses of Ano-fol Pre-anodized Aluminium for Durable Energy Efficient Reflectors*, Ano-Coil Limited U. K. The Buchholz Group Germany.
- [7] S. ATKINS, *Technical and Commercial Issues Affecting the Manufacture and Use of Coil Anodized Aluminium for the Lighting Industry*, Report, 1999.

CAPÍTULO 7: EL SENSOR DE INCLINACIÓN

1. Introducción

Para medir variaciones angulares, en el sistema de alineamiento de CMS, se emplearán sensores de inclinación electrolíticos (tiltmeters). Estos sensores, de alta precisión, son capaces de detectar inclinaciones angulares muy pequeñas respecto del vector de gravedad de aquellas estructuras a las que van adosados. Los sensores de inclinación han sido aplicados en multitud de campos de la física, la ingeniería y la geología, donde se requiere una monitorización precisa de las inclinaciones de los sistemas. Así, se han utilizado para controlar cómo se altera el rendimiento del cemento en los puentes [1], para comprobar la eficacia de las presas [2], en el control de la estabilidad de ciertas estructuras de ingeniería [3], en las deformaciones hidráulicas y de tierra [4], en sismología, geomagnetismo y vulcanología [5, 6], así como en el control del movimiento de radares y telescopios [7, 8].

De forma más reciente, se ha planteado su utilización en los sistemas de alineamiento de precisión entre las distintas partes de los complejos detectores de partículas en los actuales experimentos de altas energías. Así, en el experimento CMS está previsto que estos sensores vayan dispuestos tanto en los *MABs* como en el *tracker* y medirán, en el sistema de coordenadas de CMS, el ángulo ϕ [9]. Ello permitirá alinear en ϕ el *Sistema de Cámaras de Muones* con respecto al detector central de trazas *tracker*, ya que la precisión umbral máxima que se requiere en el proceso de alineamiento ϕ de ambos sistemas es de 30 μrad , que se encuentra dentro de la que es capaz de suministrar un tiltmeter.

Existen diferentes tipos funcionales de tiltmeter dependiendo de la aplicación concreta a la que estén dedicados. Pueden estar contruidos por un transductor independiente, con lo que sólo se miden ángulos en torno a un único eje (uniaxial), o también pueden configurarse como una pareja ortogonal de transductores y así tener la posibilidad de medir en torno a dos ejes perpendiculares (biaxial). Se conoce por transductor a la unidad básica del sensor que es capaz de convertir inclinación en voltaje, según un eje arbitrario que queda perpendicular a un plano, la transducción es el proceso físico mediante el cual se realiza esa conversión. Así, la disposición biaxial define todas las configuraciones de inclinación del plano sobre el que va adosado, dentro del rango de inclinaciones sobre el que el tiltmeter es capaz de operar.

En este capítulo se han estudiado distintos modelos del AGI-756 (uniaxial) así como del AGI-755 (biaxial), cuyas características se detallan en la Tabla 1. En el alineamiento de CMS se utilizarán los modelos de tiltmeter uniaxiales correspondientes a la serie AGI-756 [10] que, aunque tienen peor resolución que los AGI-755, poseen mayor rango de inclinación. Esto es importante cuando se fijan los tiltmeters a los soportes donde van dispuestos en las distintas áreas de CMS, ya que entonces pueden quedar colocados con una cierta inclinación respecto del cero del transductor, dando lugar a que cuando operen dentro de CMS se salgan del rango accesible de medida si éste es demasiado estrecho.

Las medidas de caracterización a las que se han sometido a esos sensores consisten en calibraciones que permiten evaluar la posible alteración de su respuesta en voltaje cuando éste se ha sometido a distintas condiciones de irradiación con partículas gammas y neutrones, así como a campos magnéticos de diferente intensidad. Con esto se pretende conocer cómo responderá el sensor a las condiciones externas que se presentarán en las zonas donde van dispuestos. Como orientación en este análisis experimental se tomarán como guía los resultados de simulación mediante modelos de las que se prevé que sean las condiciones ambientales del experimento durante los 10 años que se considera estará operacional el experimento CMS.

2. Evolución en el desarrollo tecnológico de los sensores de inclinación

Las primeras medidas de inclinación se empiezan a realizar hacia principios del siglo XX. Estas se efectuaban a partir del movimiento brusco de una plomada suspendida de un oscilador (péndulo). Los movimientos de la base sobre la que se sustenta el oscilador, causan el movimiento de la plomada el cual queda registrado mediante la desviación del trazo de un lápiz o plumilla adosado a ésta. En realidad, este es el principio del sismógrafo. Con este dispositivo la precisión de las medidas depende de la longitud del péndulo aunque, en cualquier caso, es difícil detectar cambios de inclinación por debajo de unos pocos microrradianes.

En 1956, se desarrolló el *inclinómetro* de tubo de agua. Este consiste en un tubo que comunica dos recipientes de agua colocados en dos puntos, de forma que los cambios relativos de elevación de esos dos puntos se reflejan en los cambios del nivel de agua entre ambos recipientes. No se trata más que del conocido *principio de los vasos comunicantes*. Con este procedimiento se logran medir modificaciones de la inclinación menores que un microrradian, aunque tiene el inconveniente de depender de la temperatura [11].

En 1965 fue construido el primer *inclinómetro* de nivel de agua electrónico [12]. Está basado en el mismo principio hidrostático que el *inclinómetro* de tubo de agua puesto que consiste en un recipiente que contiene un líquido electrolítico y sobre la superficie del cual se coloca una lámina horizontal, dejando entre ambas un hueco (o *gap*). Las inclinaciones son detectadas a través de las variaciones relativas de nivel en los extremos del dispositivo según los cambios de distancia entre la lámina y la superficie del líquido electrolítico, ya que esos cambios dan lugar a una modificación de la capacidad eléctrica entre ambas superficies en cada uno de sus extremos. Esas variaciones de capacidad producidas por el cambio de distancia son transmitidas como una señal de voltaje. Este tipo de tiltmeter es capaz de detectar inclinaciones de hasta el orden de una décima de microrradian aunque, igual que en el anterior, es necesario controlar la temperatura a la que se encuentra sometido.

Los sensores que estudiaremos son los modernos inclinómetros electrolíticos. Estos constan de un líquido electrolítico con una burbuja cuyos meniscos se hallan en contacto con sendos electrodos, los cambios en la posición de la burbuja causan un cambio de las resistencias entre los electrodos de entrada de la señal y el electrodo de salida. Esa modificación es convertida a voltaje de forma precisa mediante un circuito de puente de Wheatstone. Este sensor tiene la ventaja, debido a su pequeño tamaño, de que puede ser colocado en cualquier hueco del sistema al que se le quiere monitorizar la inclinación. Es por ello que se adecua bastante bien al sistema Link de CMS, debido a la falta de espacio disponible en este sistema. Además, se puede construir de manera que sea capaz de medir los cambios de inclinación en dos direcciones ortogonales (*tiltmeter* biaxial).

3. Funcionamiento del tiltmeter

El tiltmeter es un sensor que mide inclinaciones con respecto al vector gravedad, de las estructuras a los que va adosado. Tiene las propiedades respecto de otros sensores de inclinación, de poseer una alta precisión, una gran sensibilidad y un gran rango dinámico. El conjunto de parámetros de los dos tiltmeters que se van a caracterizar en esta parte del trabajo está detallado en la Tabla 1. La parte sensible del sensor, o transductor, está constituida por un líquido electrolítico, consistente en una disolución de yoduro potásico (KI) en etanol (0.02 N), y una burbuja de gas contenidos ambos dentro de una caja de vidrio (Figura 1), siendo aquellas las únicas partes móviles del sensor. La caja de vidrio está encajada dentro de una estructura de cemento que a su vez está recubierta con una capa de aluminio anodizado.

	Serie 755	Serie 756
Rango total	± 0.9 grados de arco	± 10 grados de arco
Resolución	0.1 μrad (0.02 seg de arco)	1.0 μrad (0.2 seg de arco)
Repetibilidad¹	1 μrad (0.2 seg de arco)	2 μrad (0.4 seg de arco)
Linealidad	1% sobre medio intervalo	0.5% sobre medio intervalo
Frecuencia natural	0.8 Hz	1.3 Hz
Constante de tiempo²	0.6 s	0.35 s
Factor de escala a 20°C	7.2 mV/arcominuto en cada voltio de excitación ($\pm 20\%$)	34 mV/arcogrado en cada voltio de excitación ($\pm 20\%$)
Cambio del factor de escala con la temperatura	0.05% por °C	0.05% por °C
Condiciones ambientales	Rango de temperatura desde -25 °C hasta 70 °C; Almacenaje ³ desde -30 °C hasta $+120$ °C; Rango de humedad desde el 0% hasta el 100%	
Materiales	Aluminio anodizado 6061-T6 para los electrodos; Acero inoxidable, invar, latón o cerámica; hilos recubiertos de Kapton.	

Tabla 1. Características generales y condiciones operativas de los sensores de inclinación AGI 755 y AGI 756 [14].

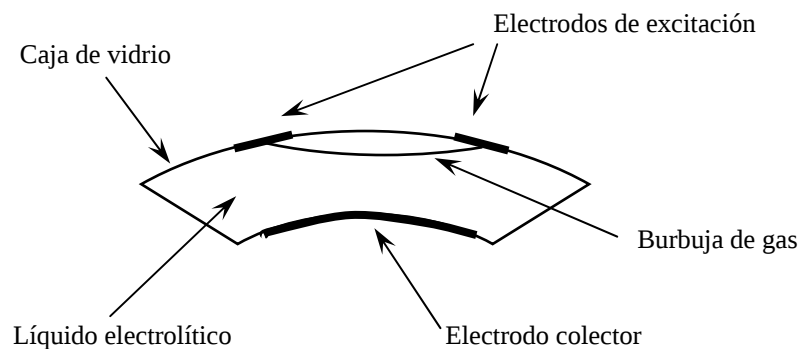


Figura 1. Esquema funcional de un tiltmeter de burbuja, mostrando las distintas partes de que está constituido. La resistencia entre los dos electrodos de excitación es de $3000\text{-}4000\ \Omega$ a 21 °C.

¹ Capacidad de un instrumento de dar la misma lectura cuando opera en las mismas condiciones.

² Intervalo requerido por un sistema o circuito para cambiar, en un porcentaje especificado, desde un estado hacia otro.

³ Almacenaje de datos de alguna forma con el propósito de recuperarlos posteriormente de manera ordenada.

En esencia, este sensor opera como un tradicional nivel de burbuja [10, 13, 14]: la posición de la burbuja suspendida en el líquido indica la inclinación angular que se produce en el movimiento rotacional del sensor con respecto a la gravedad local. De esta forma, a través del contacto del líquido con tres electrodos de platino (aleado a una pequeña cantidad de rodio para aumentar la dureza) que se encuentran adosados a la caja de vidrio (Figura 1), se tiene la posición relativa de la burbuja respecto de ellos a través de la señal de voltaje que proporcionan, y de la cual se obtiene la inclinación. Cuando la burbuja está centrada en la caja de vidrio, el voltaje nominal de salida es nulo, siendo esta la medida de referencia del sensor y un valor que es necesario calibrar adecuadamente si se quieren obtener medidas de inclinación absolutas. Esta configuración de un líquido con burbuja tiene la ventaja de que la fricción del líquido con la caja que lo contiene es prácticamente nula, lo que garantiza que no aparezca histéresis, ya que se permite que el líquido se mueva con rapidez, teniendo el sensor un rápido tiempo de respuesta. No obstante, si es sometido a intensas vibraciones, la burbuja del sensor puede llegar a romperse formando una espuma con el líquido, aunque una vez que la vibración cesa la burbuja se reconstruye y el dispositivo queda funcional de nuevo [15].

Es de destacar que con este sensor el eje de rotación concreto en torno al cual se produce la rotación no se puede definir; de esta forma existen, para un plano de inclinación dado, infinitos ejes de rotación como ejes potenciales de la inclinación. El rango o intervalo de inclinaciones angulares del sensor depende tanto de la longitud de los electrodos de excitación (mayor longitud proporciona más rango) como del radio de curvatura de la caja de vidrio (Figura 1) del sensor (mientras menos radio de curvatura más rango total accesible), siendo deducibles ambas dependencias de manera elemental a partir de la estructura del sensor. También se observa que al disminuir el radio de curvatura el sensor va perdiendo sensibilidad en la medida, y por tanto resolución (es decir, el menisco de la burbuja se desplaza menos a lo largo de los electrodos de excitación para una inclinación dada). En cualquier caso, el dispositivo se comportaría de manera inestable si el radio de curvatura fuera infinito (curvatura nula), es decir, la burbuja no tendría una posición estable en la que colocarse para una inclinación fija. Por ello, siquiera una cierta curvatura de la caja de vidrio siempre es necesaria.

Cada uno de los electrodos de excitación está alimentado por una señal cuadrada de voltaje AC de 10 V de amplitud de pico a pico (± 5 V) y de frecuencia 973 Hz, con una componente DC promedio que es nula. La necesidad de aplicar un voltaje de excitación AC puro se debe a que el líquido está sometido a electrólisis [16]; ya se indicó que ese líquido contiene un electrolito, por lo que un voltaje DC puede depositarlo irreversiblemente en los electrodos.

El proceso dinámico de un movimiento continuo de la burbuja del sensor ocurre de forma que una inclinación da lugar a que el menisco de la burbuja se desplace a través de los electrodos de excitación (Figura 1) modificando los porcentajes de la longitud de estos que están en contacto con el líquido y, consecuentemente, cambiando linealmente la resistencia entre cada uno de esos dos electrodos de excitación y el electrodo colector. Por ello, el tiltmeter opera como si de un potenciómetro (con resistencia variable) se tratara, y la inclinación y su sentido se obtienen a partir del cambio de resistencia diferencial entre sus electrodos opuestos. Es obvio que siendo un dispositivo que da la inclinación en función del valor de la resistencia, es necesario evaluar esta con alta precisión, y para ello se utiliza un circuito de puente de Wheatstone. En la Figura 2 se puede apreciar el circuito potenciométrico equivalente del tiltmeter.

El circuito electrónico que recibe la señal del sensor y que proporciona la medida de la inclinación, tiene un conmutador de dos filtros de paso-baja con una caída de 6 dB/octava, con uno de ellos operando a una constante de tiempo de $T_1 = 0.05$ seg (con ancho de banda de

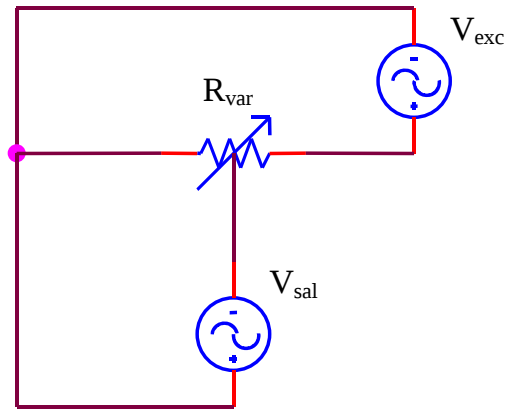


Figura 2. Circuito equivalente de un tiltmeter de burbuja que se encuentra sometido a un potencial AC de excitación V_{exc} y del que se obtiene un potencial V_{sal} en la salida. Este último depende de la resistencia variable R_{var} que muestre el tilt según su inclinación.

Canales de salida del sensor electrolítico	Dos salidas analógicas en modo diferencial (con un rango de salida de ± 16 V en DC) y dos salidas analógicas en modo común (con rango de salida de ± 8 V en DC)			
Ganancias de salida	Conmutador con dos ganancias de salida, con razón entre ellas de 10:1			
Factores de escala a alta y baja ganancia al usar los tiltmeter 755 y 756⁴	Modelo	Alta ganancia	Baja Ganancia	Rango
	Serie de Sensores 755	0.1 $\mu\text{rad/mV}$	1 $\mu\text{rad/mV}$	$\pm 8000 \mu\text{rad}$
	Serie de Sensores 756	0.1 grado/V	1 grado/V	± 8 grados
Filtros de salida	Conmutador de dos filtros de paso-baja con caída de 6 dB/octava y con constantes de tiempo de 0.05 y 7.5 seg respectivamente.			
Impedancia de salida	270 Ω con protección contra cortocircuitos y sobretensión.			
Requerimientos de potencia	Tensión en DC de ± 11 a ± 15 V y corriente de +11 y -6 mA. Amplitud máxima de pico a pico de 250 mV. Protegido contra inversión de polaridad.			
Condiciones ambientales	Operacional de -25 °C hasta $+70$ °C; Almacenaje -30 °C hasta $+100$ °C; Humedad entre el 0 y el 90 % (sin condensación).			

Tabla 2. Características generales y condiciones operativas del circuito anexo al tiltmeter [17].

⁴ Las salidas están en modo *single-ended* (o modo común), para obtener los factores de escala en modo diferencial se tienen que dividir los resultados en *single-ended* por 2.

$2/T_1 = 40$ Hz) y el otro a 7.5 seg (para ancho de banda de 0.26 Hz). Estos datos son muy relevantes ya que esos anchos de banda son las limitaciones que la electrónica del sensor impone a las variaciones umbrales máximas de inclinación que puede medir el tiltmeter (así, si interesa detectar las variaciones de inclinación de baja frecuencia se usará el filtro de 0.26 Hz que las deja pasar eliminando las altas frecuencias, que en este caso corresponderían a ruido espúreo). De esta forma, y dependiendo de las aplicaciones concretas que se le den al sensor, se usará uno u otro filtro.

Adicionalmente a los procesos de filtrado, el amplificador del sensor introduce una *resolución en voltaje* que depende del rango de salida en voltaje con el que se opera y de la capacidad de transmisión del convertidor analógico-digital. El proceso de amplificación cambia la ganancia y con ello el factor de escala, por lo que se establece un nuevo rango de voltajes. Ese rango debe ser readaptado a la capacidad que tiene el convertidor de suministrar la información que recibe. Es por ello que se tiene que la resolución en voltaje corresponde a dividir ese rango de voltajes en las unidades de información que se pueden extraer con el convertidor. Como ejemplo, si el convertidor opera a 16 bits (estos bits se ajustan a la lógica binaria por lo que el número de posibilidades diferentes de combinar ceros y unos es de $2^{16}-1$) y si se tiene un sensor 755 trabajando en modo común, que equivale a un rango de salida de ± 8 V en DC, se obtiene que la resolución límite teórica es de $(2 \cdot 8)/(2^{16}-1)$ V = 0.24 mV. Esta resolución es la que da la electrónica (amplificador y convertidor) y es importante que sea igual o menor (es decir, mejor) que la que da el sensor para que no se limiten las posibilidades de este último. Continuando con el ejemplo propuesto, se sabe que la resolución del 755 es de 0.1 μ rad y que para el amplificador operando a baja ganancia se tiene un factor de escala de 1 μ rad/mV ($\equiv$ 0.1 μ rad por cada 0.1 mV). Es obvio que la amplificación con sus 0.24 mV de resolución limita en una pequeña cantidad la resolución angular del sensor (se ha tomado el factor de escala de la curva de calibración pues es en ella donde se mueven todos los datos accesibles tanto de voltaje como de inclinación que es capaz de proporcionar el sensor; por otro lado, decir que en el cálculo se está suponiendo que ese parámetro no tiene error, algo que no es correcto), pero la mantiene del mismo orden, por lo que en este caso el acoplamiento entre la resolución del sensor con la resolución de la electrónica es bueno, es decir la electrónica no limita.

El circuito electrónico (tarjeta) anexo al sensor consta de canales de entrada tanto para dos transductores electrolíticos (ya sea para los dos ejes del biaxial como para dos uniaxiales) como para un sensor de temperatura. Sus características técnicas principales se detallan en la Tabla 2.

4. La dinámica de la respuesta del tiltmeter a una fuerza

Cuando un tiltmeter se somete a una fuerza externa, el líquido empieza a oscilar y causa que la burbuja haga otro tanto. El proceso se desarrolla de forma que si la aceleración que produce la fuerza sobre el líquido es $\mathbf{a}_s$, la cual se considera que sólo actúa durante un instante de tiempo t_0 , se tiene una aceleración total que es la suma vectorial de esta con la correspondiente a la gravedad $\mathbf{a}_t = \mathbf{a}_s + \mathbf{g}$. Así, por el principio de Arquímedes, y en ese instante de tiempo, la burbuja se orienta en la misma dirección de la aceleración resultante y con sentido opuesto, produciéndose un desplazamiento angular efectivo cuyo módulo es $\theta = \arctag(a_s/g)$, y que para ángulos pequeños queda como $\theta \approx a_s/g$. En los instantes posteriores a dejar de actuar esa fuerza, aparece la fuerza recuperadora correspondiente que hace tender a la burbuja hacia su posición de equilibrio.

El movimiento resultante es de tipo oscilatorio amortiguado para ángulos pequeños dentro del rango de medida del sensor y, por lo tanto, tiene una frecuencia natural de

oscilación (Tabla 1) y un factor de amortiguamiento. Este último, por ser la amortiguación de carácter viscoso, tiene dependencia con la temperatura, de forma que se incrementa para temperaturas bajas; no obstante, la frecuencia natural no depende de la temperatura. De esta forma el movimiento de la burbuja equivale al de un péndulo simple amortiguado al que se le ha aplicado una cierta fuerza externa instantánea.

Si el sensor es forzado a oscilar a frecuencias por encima de la natural, la amplitud de esas oscilaciones cae con el aumento de la frecuencia. Es por ello que las vibraciones de alta frecuencia (mayor que la natural) prácticamente no afectan a la medida del sensor, mientras que las señales de frecuencia más baja que la natural son fielmente detectadas [18], de esta forma la ganancia tiende a la unidad cuando la frecuencia tiende a cero. En cualquier caso, para reducir ciertas componentes oscilantes de baja frecuencia, puede utilizarse un circuito de constante de tiempo junto a la electrónica del sensor. Es interesante indicar que si el factor de amortiguamiento es lo suficientemente bajo pueden aparecer, en torno a la frecuencia natural, fenómenos de resonancia, para los que la ganancia de la respuesta forma un pico que llega a superar a la unidad (Figura 3).

En definitiva, y como se aprecia en la Figura 3, la forma de la respuesta depende de los valores tanto de la frecuencia natural como del factor de amortiguamiento [19]. Todo ello permite utilizar estos sensores como acelerómetros [20], es decir, para medir las aceleraciones de las estructuras a las que van acoplados a partir del patrón de oscilación resultante, y en función de los parámetros frecuencia natural y factor de amortiguamiento. Los procedimientos de cálculo genéricos para oscilaciones amortiguadas son elementales, y la aplicación a este caso concreto para el estudio de las oscilaciones de la burbuja es directa.

Es importante anotar que si el tiltmeter va a medir sencillamente ángulos, lo que interesa es que la respuesta esté en amortiguamiento crítico, pues se alcanza antes el estado de equilibrio que dará la lectura correcta de inclinación, en cualquier otro caso es necesario esperar un tiempo hasta que se estabilice la posición de la burbuja. Con ello, en las medidas experimentales efectuadas se ha tomado un promedio temporal sobre una cierta cantidad de datos (serie) y, posteriormente, se ha dejado que transcurra un cierto tiempo de estabilización antes de la toma de la siguiente serie de datos.

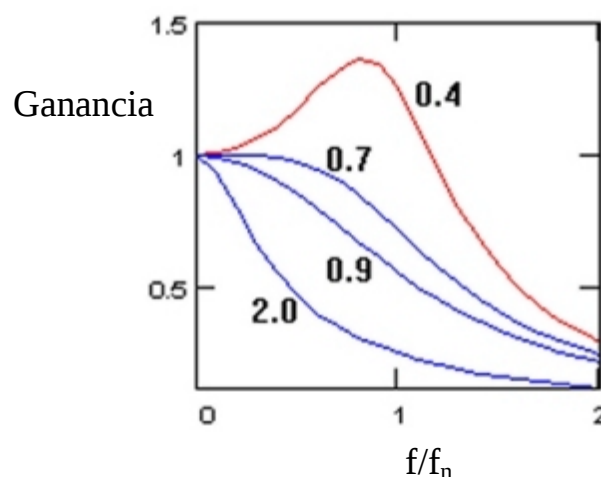


Figura 3. Representación de la ganancia frente a la frecuencia relativa (razón entre la frecuencia y la frecuencia natural) para distintos factores de amortiguamiento (entre 0.4 y 2.0).

5. Inestabilidad térmica del tiltmeter

La inestabilidad térmica en el tiltmeter se define como la componente en el cambio de inclinación debida exclusivamente a un cambio en la temperatura [21]. Como se sabe los cambios de temperatura modifican las características mecánicas (por contracciones y dilataciones, que en los metales son notables) y eléctricas (cambio de la resistencia, capacidad, y otras propiedades de los componentes eléctricos) de las distintas partes de los dispositivos instrumentales. Es por ello que se puede perturbar la señal de salida de estos dispositivos con la consecuente reducción en la precisión de la medida, de forma que en ciertos casos extremos es imprescindible realizar un estudio de los errores que se pueden introducir.

En el tiltmeter existen distintas partes mecánicas que se modifican por cambios de la temperatura. Por una parte están las expansiones y contracciones que sufre el líquido del sensor, produciendo la correspondiente disminución o aumento del volumen de la burbuja, y modificando, por consiguiente, el porcentaje de cada electrodo que está en contacto con el líquido. Es obvio que esto altera la ganancia de salida que se obtiene desde el sensor. Este fenómeno, que es el efecto térmico más importante, puede estudiarse con medidas estáticas de la estabilidad de la señal del tiltmeter bajo cambios de temperatura. Por otra parte, los cambios de temperatura contraen y dilatan la estructura de cemento donde está encajada la caja de vidrio y que es la base sobre la que se apoya el tiltmeter en la estructura a la que se adosa, de forma que siendo aquella la base sobre la que se asienta el sensor, puede desplazarse el valor de referencia del cero introduciendo un *bias* de calibración. Por último están los efectos debidos a cambios en las características eléctricas que son achacables principalmente a modificaciones en la conductividad del líquido electrolítico, la cual puede alterarse en un factor de 5 a lo largo del rango de temperaturas en el que el sensor es funcional (Tabla1), siendo este efecto uno de los más importantes.

Para estudiar esos efectos se definen los coeficientes de temperatura del tiltmeter para el factor de escala K_s y para el desplazamiento del cero K_z , los cuales ya engloban todos los efectos debidos a temperatura. El coeficiente K_s es el error relativo que se introduce en la pendiente de calibración por unidad de cambio de temperatura, mientras que K_z es el desplazamiento de la inclinación, a la temperatura de referencia, por unidad de cambio de temperatura.

El factor de escala (S) es la pendiente de la recta de calibración que se obtiene de representar el ángulo de inclinación frente al voltaje de salida del tiltmeter. La forma en que cambia esa pendiente con la temperatura es el coeficiente de temperatura del factor de escala, y viene dado por la expresión [22]

$$K_s = \frac{(S - S_{cal})/S_{cal}}{T - T_{cal}} \quad (1)$$

donde S_{cal} es el factor de escala a la temperatura de calibración T_{cal} y S es el factor de escala a la temperatura T para la que se realiza la corrección de la pendiente.

El efecto debido al desplazamiento del cero se puede cuantificar mediante el coeficiente K_z cuya expresión es

$$K_z = \frac{SV_T - \theta_{cal}}{T - T_{cal}} \quad (2)$$

donde $\theta_T = SV_T$ es el ángulo de desplazamiento respecto del cero a la temperatura T , y θ_{cal} es el ángulo de desplazamiento del cero a la temperatura de calibración.

El factor de escala y el desplazamiento del cero a una temperatura T arbitraria se obtienen sin más que despejar S y θ_T de las expresiones (1) y (2) respectivamente. No obstante, se requiere que las variaciones de las magnitudes especificadas en esas expresiones sean pequeñas para que mantengan su linealidad; en cualquier otro caso habría que corregirlas mediante términos de órdenes superiores. Los coeficientes definidos son datos empíricos que se obtienen mediante calibración a la temperatura de referencia T_{cal} y que ya incluyen todos los efectos térmicos. Para los dos modelos de tiltmeter estudiados los coeficientes K_s quedaron recogidos en la Tabla 1.

6. Procedimiento de calibración de la respuesta del tiltmeter

La calibración tiene como objetivo caracterizar la respuesta operativa que los sensores de inclinación presentan como transductores. Así, una calibración consiste en obtener la serie de parámetros que definen la transformación del ángulo de inclinación del sensor en el voltaje de salida de éste. Los tiltmeters estudiados son una unidad biaxial AGI 755, para sus dos transductores, y varias unidades uniaxiales AGI 756 de la firma Applied Geomechanics. En el caso del tiltmeter biaxial, simultáneamente a la toma de datos según el eje longitudinal (calibración longitudinal), y que es el que propiamente se calibra, se han registrado los datos del eje transversal (calibración transversal), ya que la tarjeta electrónica que se utiliza admite esta doble entrada para transductores de inclinación. Ello permite analizar cómo operan éstos en condiciones de giro transversal.

La calibración del factor de escala consiste en un barrido en ángulos con paso aproximadamente equiespaciado de 0.2 mrad y con un cierto rango total, que se ha fijado como ± 6.5 ó ± 7.5 mrad, y que es simétrico respecto de la posición con ángulo cero o posición de referencia, es decir, se realiza el mismo barrido sobre ángulos positivos que sobre negativos. Los movimientos esperados en CMS, al entrar en funcionamiento el imán solenoidal, están en el rango de ± 3 mrad, en torno a un valor inicial que depende de la instalación. En la Figura 4 se muestra la configuración del dispositivo experimental de calibración. Este consiste en una unidad Heidenhain [23] de calibración de la longitud que es, en realidad, un sensor de contacto que mediante un espolón móvil evalúa longitudes con 0.5 μm de resolución, respecto a una posición de referencia que se hace coincidir con el cero en ángulos.

La unidad calibradora (Figura 4) consiste en un trípode sobre el que se coloca un soporte y al que van atornillados los sensores de inclinación a calibrar. El trípode consta de los pivotes A, B y C, cuya altura puede ser regulada independientemente para cada uno de ellos mediante la correspondiente rueda giratoria. Todo el montaje se coloca sobre una mesa óptica estable y capaz de amortiguar las vibraciones que pueda recibir, de forma que los tres soportes de apoyo queden adheridos a ella para evitar que el trípode se mueva. Se fija la altura de los pivotes B y C de forma que el brazo corto permanezca lo más horizontal posible a lo largo de su longitud respecto a la gravedad. Posteriormente, se fija el cero estableciendo la posición de A de forma que el trípode quede horizontal respecto al brazo largo; para ello se comprueba que el transductor longitudinal al brazo largo del tiltmeter da una lectura de voltaje que sea cero o muy próxima a cero. En esa posición se fija la referencia cero del calibrador de longitud Heidenhain.

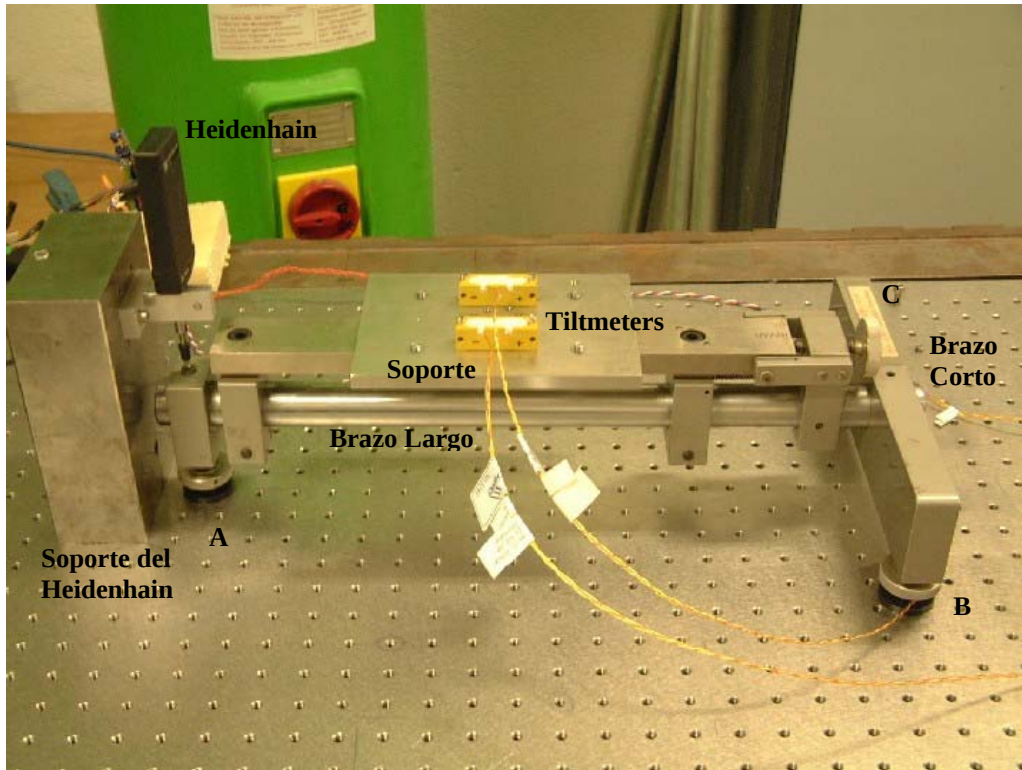


Figura 4. Dispositivo experimental de calibración del tiltmeter constituido por una plataforma en forma de T y un Heidenhain con su soporte; el tiltmeter (o tiltmeters) se dispone horizontalmente sobre el soporte de la plataforma.

Con el dispositivo configurado de esa forma, una calibración del factor de escala consiste en hacer un barrido en longitudes del Heidenhain, girando la rueda de A, lo cual se corresponde con un barrido en ángulos para el transductor longitudinal al brazo largo de la plataforma. La distancia entre el punto de apoyo del espolón del Heidenhain con la plataforma y la recta que definen los pivotes B y C (que se corresponde con el eje de giro) es de 460 mm. Es por ello que para desplazamientos pequeños del Heidenhain respecto de su cero, se puede tomar que el ángulo de inclinación de la plataforma, y por tanto del tiltmeter, viene dado por la razón entre la longitud que da el Heidenhain en mm, y los 460 mm de distancia entre A y el eje BC, y viene expresado en radianes. Para evaluar la resolución en inclinación, Δ_I , de este sistema de calibración se utiliza que la resolución del Heidenhain es de $\Delta_H = 0.5 \mu\text{m}$, y así queda $\Delta_I = (0.5 \cdot 10^{-6}) / (460 \cdot 10^{-3}) = 1.0869 \mu\text{rad}$. Los datos obtenidos en una medida de calibración son representados como ángulo (obtenido desde el calibrador Heidenhain) frente a voltaje (obtenido como la respuesta del sensor) y ajustados mediante regresión lineal por mínimos cuadrados, de donde se obtienen dos coeficientes: la pendiente, o factor de escala, (S) y la ordenada en el origen. Por otro lado está la anchura de la distribución de los residuos, que aporta el parámetro de precisión del ajuste (σ). De una forma general, se tiene que la respuesta dinámica del sensor sobre todo el rango al cual se ha calibrado, queda completamente caracterizada mediante los parámetros S y σ .

Por otro lado, es importante obtener un valor del cero ya que es difícil conocer si cuando el tiltmeter da un voltaje cero realmente está colocado horizontalmente respecto a la gravedad (con la precisión que se requiere). Este es un problema de configuración interna del sensor y que se puede cuantificar efectuando medidas mediante el siguiente procedimiento. El eje del tiltmeter para el que se calibra el cero tiene una orientación respecto del brazo largo ya

sea (+ -) ó (- +), donde los signos indican la polaridad de los electrodos de excitación del sensor. Es obvio que por efectos tanto de la forma en la que el tiltmeter se apoya en la plataforma como por pequeñas inclinaciones transversales, así como por configuración interna, no es indiferente colocarlo sobre el brazo largo con una orientación u otra. Es por ello, que se utiliza un procedimiento experimental que consiste en evaluar, dejando la plataforma horizontal, la señal de voltaje que da el sensor cuando se dispone con una orientación y posteriormente con la opuesta, repitiendo este procedimiento de esa forma alterna hasta unas 20 veces (10 parejas de datos alternos) hasta completar una medida. Para la calibración del cero se suelen tomar unas 5 de estas medidas. Sobre cada medida se realiza la media aritmética de los 20 datos que contiene, y con esas medias se efectúa a su vez la media aritmética sobre las cinco medidas (en cada media se va controlando la dispersión, o error, de cada paso estadístico, y este es el sentido de hacerlo por pasos, pues al final la media no es afectada). Con ese valor medio se obtiene una estimación estadística de los errores que se pueden introducir al intentar evaluar ángulos absolutos, es decir, del error del ángulo de referencia.

Aunque el valor del cero puede ser relativamente importante, la calibración va a quedar completamente caracterizada, como se ha dicho ya, por su factor de escala y su precisión. En cualquier caso, esa caracterización da cuenta de forma estadística de todos los mecanismos que ocurren en el sensor de una forma compleja ya que esos dos parámetros recogen la información de todas las modificaciones que puede sufrir el sensor: alteraciones en las señales eléctricas que circulan por el transductor, alteración mecánica o eléctrica de la burbuja o del líquido electrolítico, perturbaciones térmicas, etc.

7. Medidas de calibración y estabilidad de transductores del modelo AGI 756 con distintas tarjetas electrónicas

Siguiendo el procedimiento de calibración indicado previamente, se han calibrado distintos transductores del modelo AGI 756, que es el que medirá el ángulo ϕ en CMS, utilizando para ello distintas tarjetas electrónicas. Los transductores calibrados, son los 5237 y 5238 con la tarjeta electrónica sc5247; los 5239 y 5240 con la tarjeta electrónica sc5248; los 5241 y 5242 con la tarjeta electrónica sc5249; los 5243 y 5244 con la tarjeta electrónica sc5250; y los 5245 y 5246 con la tarjeta sc5251. Con estos sensores se han realizado una serie de pruebas. Por un lado, y en ciertos casos, los resultados de los ajustes lineales de las calibraciones muestran diagramas de residuos que se pueden desviar hasta en más de los 30 μrad que se exige como límite de precisión para que puedan ser incorporados en CMS. Por otro lado, se ha comprobado que las medidas de estabilidad mejoraban notablemente cuando se introducía la corrección en temperatura propuesta en una sección anterior de este mismo capítulo. Los detalles de esas pruebas y los resultados correspondientes se dan a continuación.

• Regularidad de la curva de residuos de cada transductor

Se ha observado que los residuos resultantes de ajustes lineales a los datos ángulo-voltaje siguen la misma curva en las distintas medidas de calibración realizadas para un mismo transductor, y que ésta es irregular, es decir, que no se corresponde a una función sencilla. No obstante, esa irregularidad se puede adaptar a una curva mediante ajustes polinómicos de ordenes superiores de forma que se consigue una cierta estabilidad en los resultados de los parámetros de ajuste para los distintos ajustes (repetibilidad), y que además

se reduzca suficientemente la desviación estandar de cada ajuste (precisión). En la Figura 5, donde se representan los residuos en voltaje frente al propio voltaje para tres medidas del transductor 5239 (este es un transductor que supera el límite de 30 μrad en la desviación estándar para ajuste lineal), se observa que la tendencia y la forma de las curvas es similar. Es por ello que se puede pasar a una evaluación numérica de lo observado gráficamente. De esta forma, se han realizado ajustes de las calibraciones ángulo-voltaje usando curvas del tipo $\theta = A + B1 \cdot V + B2 \cdot V^2 + B3 \cdot V^3 + B4 \cdot V^4$ donde θ es la inclinación y V es el voltaje de salida del transductor, el resto son los parámetros del ajuste. Con las medias de los parámetros de las curvas de ajuste generadas por este procedimiento, y controlando que para cada parámetro los valores no estén muy dispersos, se construye la curva de calibración válida para cualquier medida tomada con ese transductor. Cada transductor tiene su propio polinomio de ajuste, así por ejemplo, para el 5239 (Tabla 3), cuya desviación estándar en ajuste lineal está en torno a 30 μrad , con ajuste polinómico de orden 4, la desviación estándar queda reducida a aproximadamente 20 μrad , lo cual está dentro de la dispersión umbral requerida.

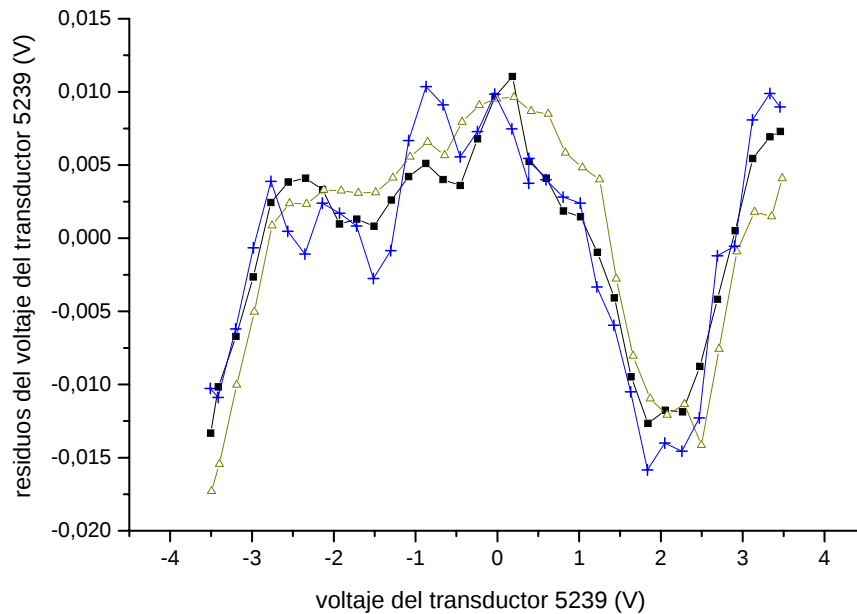


Figura 5. Representación gráfica de los residuos en voltaje del transductor 5239 frente al propio voltaje para tres medidas diferentes tomadas en idénticas condiciones.

Nº de medida	A (μrad)	B1($\mu\text{rad}/\text{mV}$)	B2($\mu\text{rad}/\text{mV}^2$)	B3($\mu\text{rad}/\text{mV}^3$)	B4($\mu\text{rad}/\text{mV}^4$)
1	162,26	5,20	$13,61 \cdot 10^{-6}$	$-3,41 \cdot 10^{-9}$	$-0,97 \cdot 10^{-12}$
2	46,68	5,19	$17,03 \cdot 10^{-6}$	$-3,25 \cdot 10^{-9}$	$-0,97 \cdot 10^{-12}$
3	178,16	5,20	$18,78 \cdot 10^{-6}$	$-3,82 \cdot 10^{-9}$	$-1,48 \cdot 10^{-12}$
4	-245,22	5,19	$7,29 \cdot 10^{-6}$	$-2,02 \cdot 10^{-9}$	$-0,40 \cdot 10^{-12}$
5	-226,60	5,18	$7,01 \cdot 10^{-6}$	$-1,94 \cdot 10^{-9}$	$-0,47 \cdot 10^{-12}$
6	-347,30	5,18	$9,18 \cdot 10^{-6}$	$-2,45 \cdot 10^{-9}$	$-0,58 \cdot 10^{-12}$

Tabla 3. Ajustes cuárticos para la relación ángulo-voltaje $\theta = A + B1 \cdot V + B2 \cdot V^2 + B3 \cdot V^3 + B4 \cdot V^4$ para las seis medidas que se han tomado con el transductor 5239.

- **Medidas de estabilidad corregidas en temperatura**

Hemos tomado medidas de estabilidad simultáneas con algunos de esos tiltmeters, es decir, se ha medido su respuesta durante distintos intervalos totales de tiempo y para distintos pasos entre dato y dato colocando los tiltmeter juntos de forma que se encontraran prácticamente en las mismas condiciones. Estas medidas han sido corregidas de los efectos de temperatura, tanto sobre el factor de calibración como sobre el bias o ajuste del cero, según las consideraciones teóricas que se desarrollaron en una sección anterior. Para ello se ha utilizado el coeficiente de temperatura K_s para el factor de calibración, y un ajuste lineal de los datos que resulta de representar el ángulo del cero o *bias* ($B(T)$) frente a la temperatura media (T) a la que el tiltmeter está sometido $B(T) = a + bT$. Tanto el coeficiente de temperatura como los parámetros del ajuste vienen dados en las especificaciones técnicas de Applied Geomechanics para cada uno de los tiltmeter analizados, y quedan reflejados en la Tabla 4.

La expresión que permite obtener la inclinación real, corregida por temperatura, para los tiltmeters está en dependencia de los valores dados en esa tabla y es

$$\theta_{\text{real}}(V, T) = [S \cdot V] [1 + K_s (T - T_{\text{cal}})] - B(T)$$

donde V es el voltaje, T es la temperatura a la que se encuentra el tiltmeter y T_{cal} es la temperatura de calibración para la que se ha obtenido un valor para el factor de escala S .

Los seis tiltmeter, cuyos parámetros aparecen en la Tabla 4, fueron fijados en una plataforma de aluminio, tomando datos de estabilidad en una prueba que se extendió a lo largo de 4500 minutos. En la Figura 6 se muestra el valor de θ_{real} dado por cada uno de ellos a lo largo del tiempo de medida. Como se puede apreciar, el comportamiento de todos ellos es muy similar. Las diferencias de inclinación entre ellos se deben a las variaciones locales de inclinación de la superficie sobre la que van colocados en esta medida de estabilidad.

Transductor del tiltmeter AGI 756	Factor de escala S ($\mu\text{rad}/\text{mV}$)	K_s (en $\%/^{\circ}\text{C}$)	a (μrad)	b ($\mu\text{rad}/^{\circ}\text{C}$)
5237	5,1152	-0,040689	-268,52	3,42
5238	5.0874	-0,026391	-172,52	0,08
5239	5.1483	-0,023770	-329,88	7,80
5240	5.0883	-0,037755	-158,90	2,65
5245	5,1307	-0,031634	57,97	-5,68
5246	5,1076	-0,063629	-231,40	1,51

Tabla 4. Valores de los factores de escala, del coeficiente de temperatura para el factor de escala, y de los parámetros del ajuste lineal del bias en cada uno de los tiltmeters utilizados en las pruebas de estabilidad.

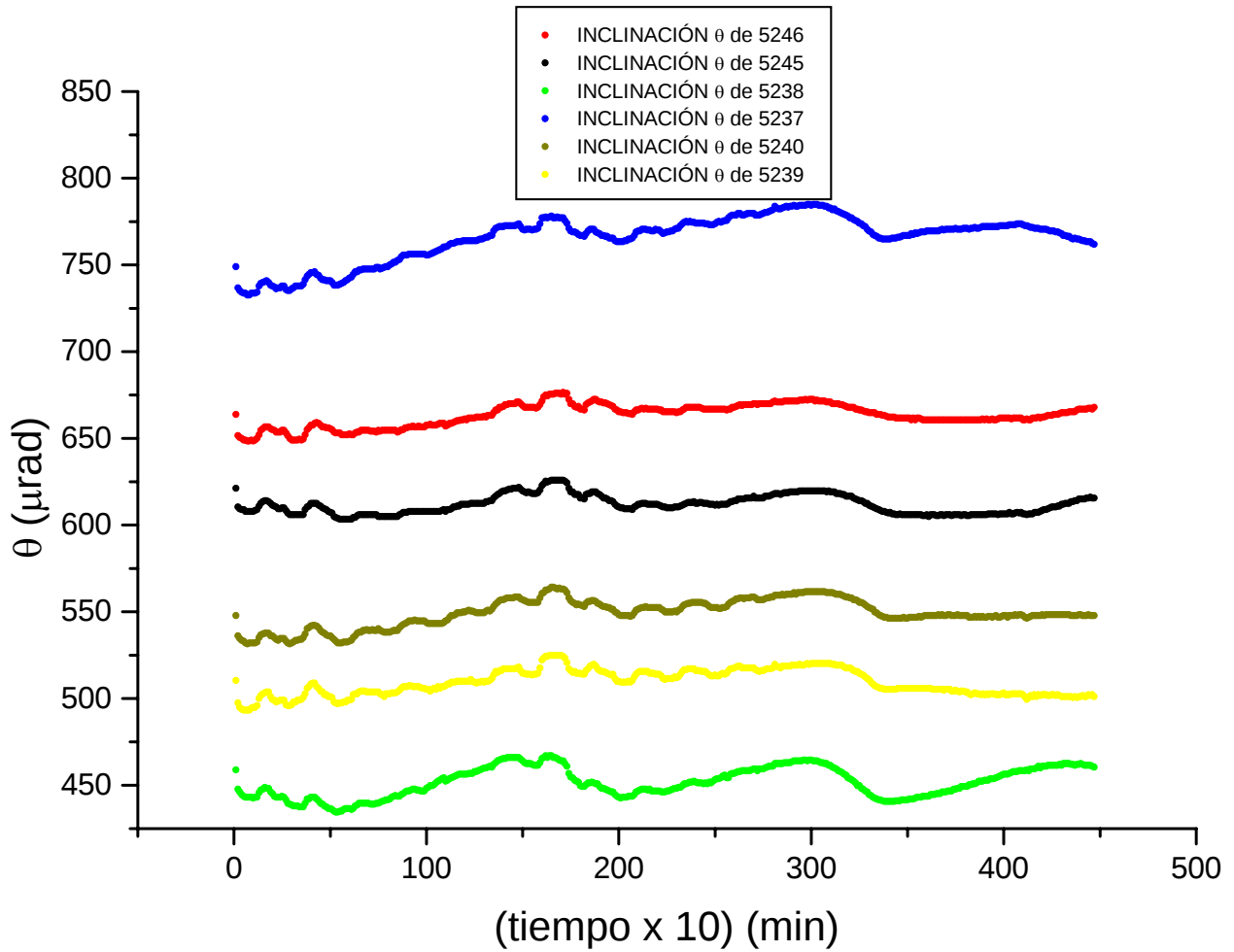


Figura 6. Representación gráfica de una medida de estabilidad simultánea para seis tiltmeter corregidos en temperatura para un intervalo temporal de 4500 min y un paso entre dato y dato de 10 min.

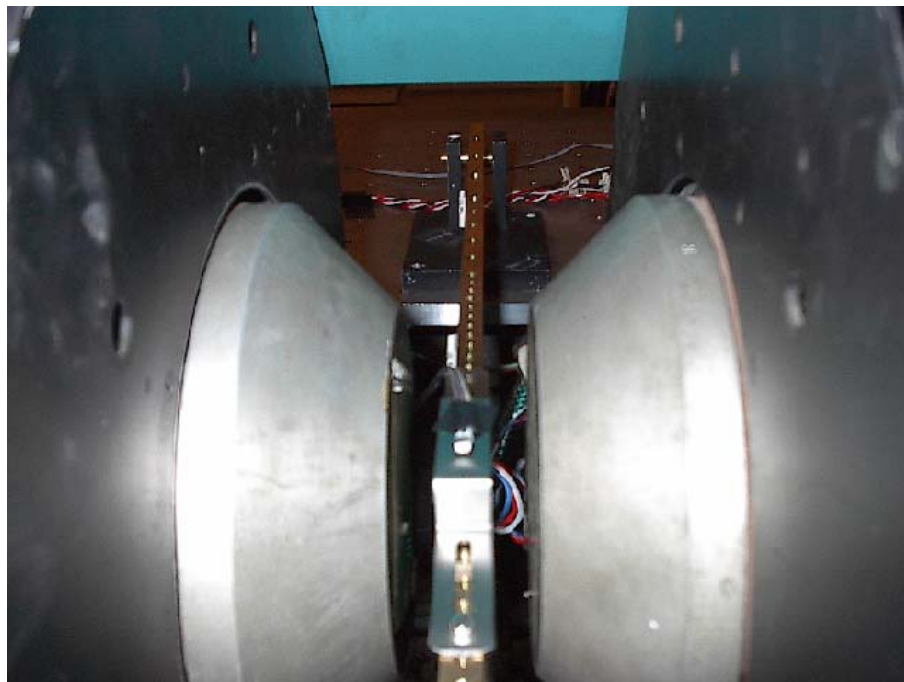
8. Medidas de la respuesta del tiltmeter sometido a gradientes de campo magnético

En este apartado se hará un análisis de las medidas de voltaje que proporciona el sensor cuando se someten sus polos a un gradiente de campo magnético, y se deja el sensor en posición estable. Para ello se expondrá qué tipo de dispositivo experimental se ha utilizado. De esta forma, se estudiará el efecto del campo magnético y del gradiente de campo para evaluar cómo afecta a las calibraciones del sensor. Además, a partir de las medidas obtenidas, se propondrá un modelo de tiltmeter sometido a campo magnético que resalte la importancia del campo magnético en los polos del sensor sobre su respuesta en voltaje. Por último, se hará un análisis de precisión del campo magnético medido en los polos del tiltmeter utilizando, adosados sobre ellos, sendas sondas Hall.

• Dispositivo experimental para tiltmeter sometido a campo magnético externo

Para caracterizar el funcionamiento del sensor tiltmeter bajo un campo magnético externo se utilizó el electroimán que se encuentra en el Instituto de Física de Cantabria (IFCA) y del cual se dan detalles en las Figuras 7, 8 y 9. En esas figuras e imágenes aparece tanto la forma en la que este electroimán está inserto en una mesa óptica así como el montaje instrumental que se adapta para enclavar el sensor en el espacio entre las bobinas del electroimán, y en el cual se introduce el sensor. Este consiste en un electroimán clásico de bobina con capacidad de operación para corrientes de hasta 20 A por bobina. Para extraer el calor que disipan esas altas corrientes en la bobina, dispone de un sistema de conductos de refrigeración mediante agua. Tiene la versatilidad de operar a diferentes campos y gradientes magnéticos, así como la posibilidad de modificar la separación entre sus dos polos. La inducción magnética máxima se produce en el centro del entrehierro y llega a ser de hasta 2 T homogéneos cuando la distancia entre bobinas es de 1 cm, aunque el área de homogeneidad de la inducción es pequeña (mucho menor que el tamaño del sensor). Para 1 T el área máxima transversal entre bobinas en homogeneidad es de unos 25 cm² en el centro del entrehierro. Todo el dispositivo va colocado sobre una mesa óptica con una alta estabilidad. Si se pretende medir a campo magnético homogéneo sobre toda la extensión del tiltmeter, es necesario colocar éste en la zona del electroimán donde la inducción magnética **B** (en adelante se usarán indistintamente los términos inducción magnética y campo magnético) es precisamente más homogénea, ya que en la zona más externa, los efectos de superficie en las bobinas distorsionan las líneas con lo que se pierde la homogeneidad y aparecen gradientes de campo, útiles para ciertas pruebas.

Para comprobar el efecto del campo magnético en la respuesta de los tiltmeters se han tomado medidas variando el campo magnético y ello para distintos voltajes iniciales del sensor de 4.5, 3, 1, -1, -3 y -4.5 V (estos voltajes iniciales se toman a campo nulo) y todo ello manteniéndose en cada medida el gradiente relativo de campo magnético $\Delta B/B$ constante. Este gradiente se define como $\Delta B/B = [B(-)-B(+)]/B$, donde las inducciones magnéticas **B**(+) y **B**(-) son las que existen en los dos polos (electrodos de excitación) del sensor y **B** es el valor de la inducción magnética que existe en el punto medio determinado por las dos bobinas del imán. Este proceso se ha repetido hasta completarse medidas para seis gradientes de campo magnético diferentes. Así, una medida, con un gradiente de campo constante $\Delta B/B$, consiste en un conjunto de datos cada uno de los cuales contiene el voltaje del transductor **V**, la inducción magnética **B** y la temperatura del sensor **T**. En las medidas **B** se ha variado desde 0 T hasta aproximadamente 1 T. Para comprobar si la inducción magnética introduce sobre el sensor efectos irreversibles, o siquiera temporales, cada medida incluye datos en los dos sentidos: creciendo desde **B** = 0 T hasta **B** = 1 T, y seguidamente decreciendo desde **B** = 1 T hasta **B** = 0 T.



Figuras 7 y 8. Imágenes del electroimán del Instituto de Física de Cantabria (IFCA). En la imagen de arriba se muestran las dos bobinas dispuestas sobre un soporte que a su vez se encuentra inserto en una mesa óptica. En la imagen de abajo, se muestra un detalle de la hendidura entre bobinas.

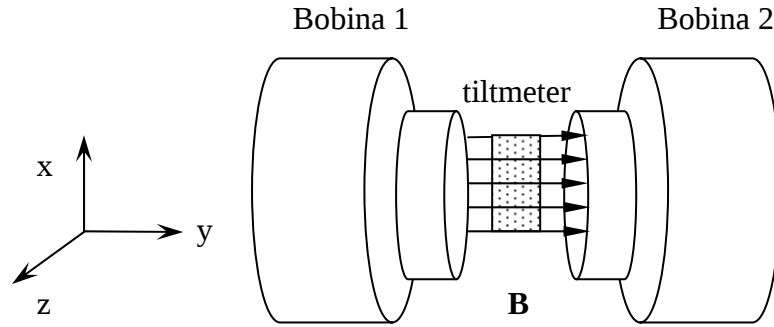


Figura 9. Esquema del electroimán utilizado en las medidas del tiltmeter sometido a campo magnético.

- **Efecto de los gradientes de campo magnético sobre la respuesta del tiltmeter**

Con el dispositivo experimental y la metodología propuestas antes se han tomado una serie de medidas. En la Figura 10 se dan algunos resultados de éstas representando el voltaje en función de la inducción magnética B para un voltaje inicial dado y un gradiente de campo magnético fijo. Las gráficas de la Figura 10 están tomadas para el 756-4261 con un voltaje inicial (de salida) de 4.5 V. De las gráficas se comprueba que, cuando el gradiente es positivo ($\Delta B/B > 0$), la representación de V frente a B es creciente, mientras que es decreciente cuando es negativo, siguiendo en ambas una función exponencial. El intervalo total de variación en V , definido por un intervalo total fijo de variación en B , crece al aumentar el valor absoluto del gradiente.

Además, existe un entorno del gradiente cero donde los voltajes se mantienen prácticamente constantes, en todo el intervalo entre 0 y 1200 mT, con la inducción magnética y donde no se puede establecer si la curva es creciente o decreciente, de hecho tiene partes crecientes y otras decrecientes; por ejemplo, a gradiente 0.0098 se tiene que la variación total de voltaje para los 1200 mT de intervalo de inducción es de 0.04 V, y para gradiente -0.0151 se tiene la variación de voltaje de 0.012 V. Además, en esta zona de gradiente prácticamente nulo es donde la curva tiene un comportamiento que se desvía del exponencial para altas inducciones magnéticas, como sucede cuando el gradiente es -0.0151 , que muestra una caída de voltaje a partir de $B = 900$ mT. Estas desviaciones a gradiente nulo pueden explicarse como perturbaciones de la señal debidas a interferencias electromagnéticas desde la fuente del electroimán, algo que resulta coherente con el hecho de que éstas son mayores a mayores campos magnéticos (que es cuando la fuente genera mayores interferencias). De hecho aparecen a cualquier gradiente (efectos no lineales sobre la curva a altos campos) pero se resaltan mejor a gradientes tendentes a cero.

- **Efecto del campo magnético sobre las calibraciones del tiltmeter**

Se han realizado calibraciones de los factores de escala del tiltmeter 756-4261 con el campo magnético estando éste inmerso en un cierto gradiente de campo magnético. Los resultados se pueden apreciar en la Figura 11. Es interesante indicar que los resultados se pueden expresar en función de los analizados en la Figura 10 como voltaje frente a campo magnético. Para ello es necesario tener en cuenta que el factor de escala, que es lo que se representa en estas medidas, es una razón entre la inclinación y el voltaje, y que el campo

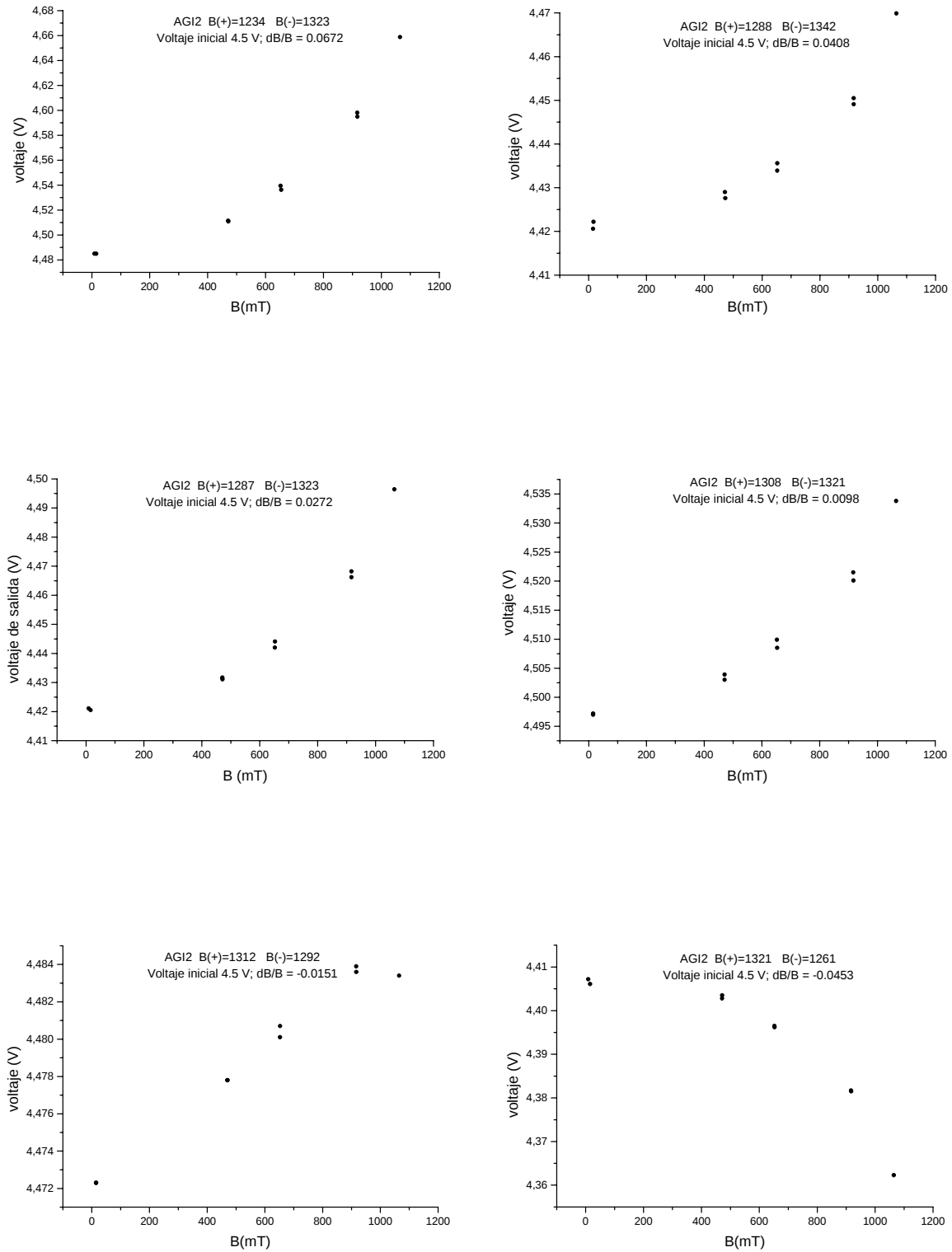


Figura 10. Cada gráfica (medida) representa el voltaje que proporciona el tiltmeter en función de la inducción magnética para un voltaje inicial fijo de 4.5 V. Cada gráfica corresponde a un gradiente determinado entre los polos del sensor.

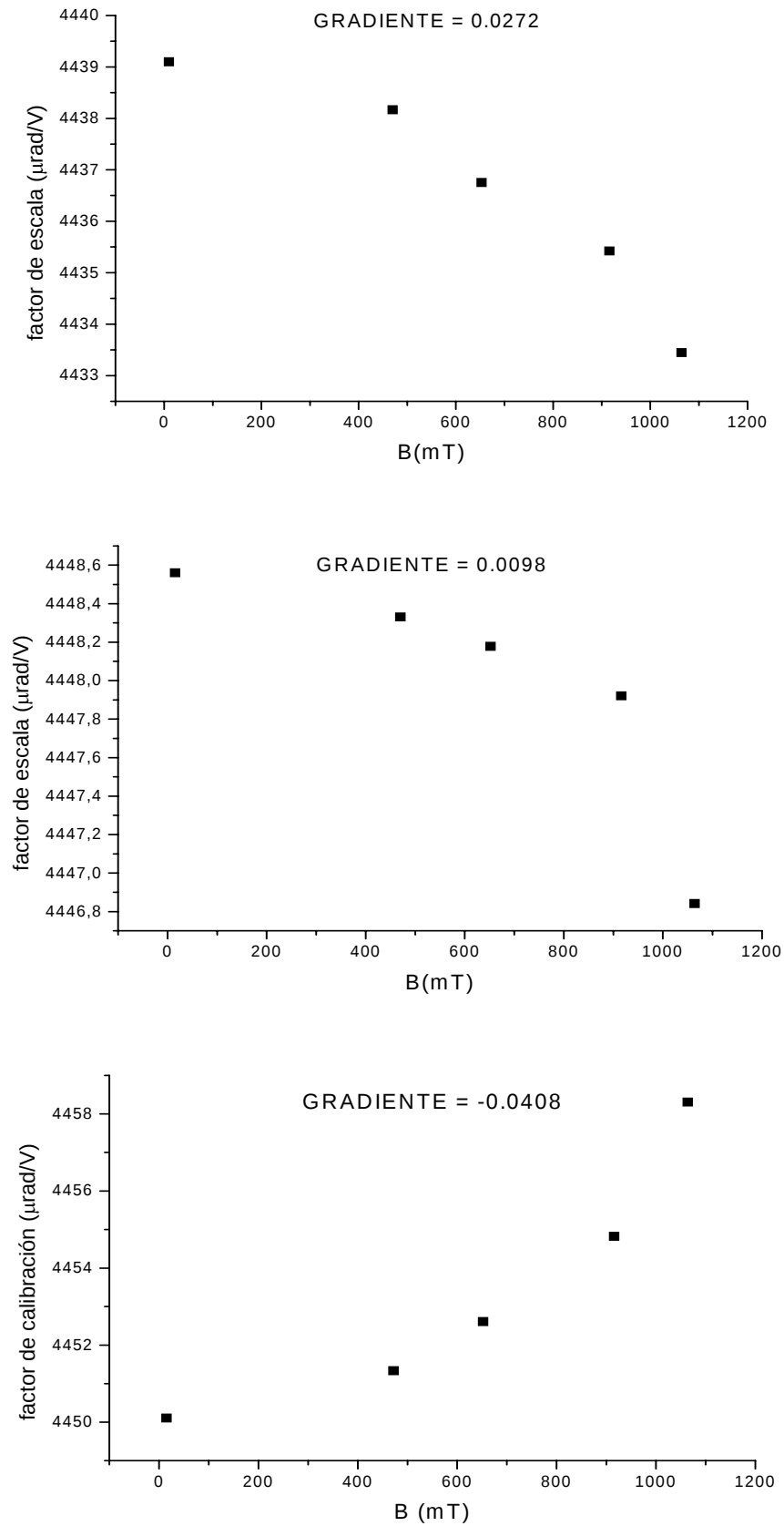


Figura 11. Representación de los factores de calibración frente a campo magnético para el 756-4261.

magnético sólo va a afectar al voltaje, es decir, que la inclinación no es función del campo. Por ello, cuando cambia el campo sólo se va a alterar el voltaje. Ya que lo que se representa es el factor de escala frente al campo magnético, y el factor de escala es inclinación por unidad de voltaje, se tiene que siendo la inclinación fija con el campo magnético, lo que en realidad se está representado es el inverso del voltaje, reescalado por una constante, frente al campo magnético. Esto se puede comprobar en la Figura 11 donde se dan las representaciones gráficas de algunas de esas calibraciones del tiltmeter inmerso en campo magnético. En ellas se observa la misma forma que en las calibraciones del voltaje frente al campo magnético, pero con el detalle respecto de aquellas de que los crecimientos y los decrecimientos están invertidos para cada signo del gradiente. Así, cuando el signo del gradiente es positivo, el voltaje crece frente al campo, mientras que el factor de escala decrece con él. Para signo negativo el voltaje decrece con el campo, mientras que el factor de escala crece con él. Para gradiente cero o prácticamente nulo tanto el voltaje como el factor de escala se puede considerar que se mantienen constantes. Es decir, ambas representaciones son equivalentes, sólo que en un caso se está representando Voltaje y en otro $k/\text{Voltaje}$ con k constante, por lo que todo lo propuesto anteriormente como medidas del efecto del campo magnético sobre la inclinación es igualmente válido para este tipo de medidas de calibración. Con esta representación se puede estimar el error que introducen los gradientes de campo magnético sobre el factor de calibración sobre el intervalo de 1200 mT de campo, y se observa en la Figura 11 que para gradiente magnético de -0.0408 es de $8 \mu\text{rad}/\text{V}$, siendo un error que acota superiormente a los gradientes menores. Desafortunadamente no se ha encontrado una expresión fenomenológica válida para todas las situaciones en función del campo existente en los polos del tiltmeter. Es por ello, que todo lo que se ha podido hacer es acotar el error que en CMS aparecerá en la lectura del tiltmeter a consecuencia del campo magnético. En lo que sigue se propone un modelo sencillo para explicar esas desviaciones.

- **Tiltmeter sometido a campo magnético externo. Descripción de un modelo de partícula en campo magnético**

Se ha comprobado, con las medidas realizadas para gradiente de campo magnético fijo, que la forma de las curvas es prácticamente la misma con independencia del valor para el voltaje inicial. Es por ello, que se puede sacar como conclusión que lo único que afecta a la señal del sensor son los gradientes de campo magnético que aparecen entre sus polos, y que si no existen gradientes la señal de voltaje permanece con un valor prácticamente inalterado al aumentar la inducción magnética. En la Figura 12 se da el esquema de un sensor sumergido en un campo magnético. Los valores de los gradientes de campo entre ambos polos son fijos para cada medida lo cual implica que como se está variando B , esa variación debe corresponderse con una variación idéntica en ΔB , para mantener el cociente constante. De hecho la expresión que indica cómo se varían los campos dejando el gradiente fijo es $\Delta B/B = [kB(-)-kB(+)]/kB$ donde k permite obtener los nuevos campos a los que se encuentran sometidas las distintas partes del sensor: $B'(-) = kB(-)$, $B'(+) = kB(+)$ y $B' = kB$.

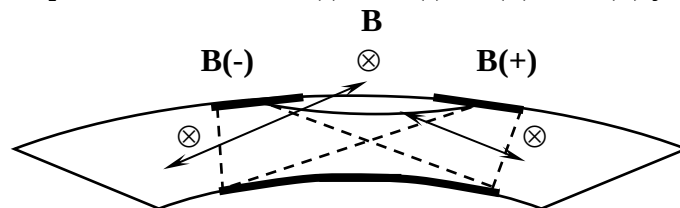


Figura 12. Representación de un tiltmeter sumergido en un campo magnético que es entrante según el plano de la página ($\otimes$). Entre los dos polos de excitación se establece un voltaje, y la electrólisis alterna da lugar a corrientes de carga dentro del líquido.

Entre los electrodos indicados por + y – se introduce una diferencia de potencial que como ya se dijo es una señal pura de AC (sin componente DC), con forma cuadrada de ± 5 V y de frecuencia 973 Hz. Esa tensión produce la electrólisis del yoduro potásico, poniendo en movimiento los iones I^- y K^+ de forma alterna, y son estos los que cierran el circuito definido por los tres electrodos, produciéndose una corriente alterna, según se indica por las líneas discontinuas. En principio, y según está dibujado en la figura, las cargas se desplazan por el volumen del líquido que queda delimitado entre los electrodos de excitación y el electrodo colector (según el corte transversal representado se corresponde con el espacio que queda delimitado entre las dos parejas de líneas discontinuas). Este caso se da cuando los campos magnéticos en electrodos son nulos. No obstante, es importante tener en cuenta que las cargas en movimiento no están limitadas, como sucede en un hilo conductor, sino que pueden desplazarse por todo el líquido recorriendo el camino más corto y de menor resistencia según la fuerza total a la que se encuentran sometidas y que, en el caso de la fuerza eléctrica, es el indicado en la Figura 12 por las líneas discontinuas.

Así, aparecen unas fuerzas adicionales sobre las cargas cuando la zona por donde estas circulan se somete a un campo magnético externo. La expresión correspondiente viene dada por la fuerza de Lorentz para el campo magnético

$$\mathbf{F}_m = q (\mathbf{v}' \times \mathbf{B}) \quad (3)$$

donde q es la carga eléctrica del portador, es decir, de la partícula cargada que se pone en movimiento, $\mathbf{B}$ es el vector de campo magnético al que se halla sometida y $\mathbf{v}'$ es su vector de velocidad (la notación prima indica que es velocidad asignada a una partícula). Si se consideran un conjunto de portadores con la misma carga q , la expresión anterior sigue siendo válida sin más que sustituir las magnitudes $\mathbf{F}_m$ y $\mathbf{v}$ por los promedios correspondientes sobre todo el colectivo de portadores. Veamos en qué condiciones esto es válido. Debido a que existe un campo eléctrico entre cada electrodo excitador respecto del colector, las partículas cargadas que se desplazan por sendos caminos (líneas discontinuas) están acelerándose. No obstante, esas partículas experimentan colisiones según un tiempo característico τ (de forma que $1/\tau$ es la frecuencia colisional), así, para tiempos $t < \tau$ su movimiento es acelerado, mientras que para $t > \tau$ las colisiones hacen que se aleatorice el vector de velocidad de las partículas, permitiendo definir una velocidad promedio en la dirección del vector campo eléctrico para tiempos $t > \tau$. Con ello, se tiene que partiendo de la fuerza de Lorentz para el campo eléctrico se llega a

$$\langle \mathbf{v} \rangle = (q\mathbf{E}/m) t \quad (4)$$

siendo $t > \tau$. Este valor medio $\langle \mathbf{v} \rangle$ de la velocidad en la dirección de $\mathbf{E}$ se denomina velocidad de deriva, y tiene el sentido estadístico de una velocidad macroscópica sobre el colectivo de partículas cargadas que se desplazan entre cada par de electrodos. En realidad esta es la velocidad que permite definir corriente en un metal y que aquí se ha extendido a la corriente que aparece en un líquido electrolítico. En la Figura 12 esa fuerza viene representada por flechas de dos puntas, ya que como la corriente es alterna, la fuerza es oscilante, como corresponde a un voltaje de excitación oscilante, y son normales al desplazamiento de las cargas, por lo que hace que las partículas desvíen su camino original dando lugar a trayectorias circulares que duran lo que corresponde a medio período de la señal de excitación y que se van alternando en su sentido de giro. Si nos fijamos en cada uno de los electrodos, este efecto da lugar a una dispersión de la carga efectiva que circula por el circuito, ya que esos campos hacen que una parte de ésta se pierda (no alcance el electrodo correspondiente).

Con ello, por el circuito eléctrico circula menos corriente o, equivalentemente, ya que el voltaje entre cada electrodo de excitación y el colector es fijo, la resistencia efectiva aumenta.

En cualquier caso, y teniendo en cuenta la forma en la que opera el sensor, se puede decir que este efecto de aumento de la resistencia es relativo entre los electrodos ya que si se dispersa la misma carga en los dos electrodos de excitación, la resistencia que se detecta en ambos respecto del electrodo colector es la misma, con lo que el voltaje que se obtiene a la salida del sensor es nulo (inclinación nula). La dispersión estadística de carga en ambos electrodos es prácticamente la misma cuando ambos están sometidos al mismo campo magnético. Para el otro caso la carga que se dispersa por el entorno de uno de los electrodos (el de mayor campo magnético) es mayor que la que se dispersa por el otro, lo que da lugar a un efecto de *variación de la resistencia relativa* para cada uno de los electrodos del sensor que no es originado por una variación en la inclinación. Y es esto lo que sucede cuando aparece un gradiente de campo magnético entre los electrodos del sensor. De forma que en aquel electrodo donde la inducción magnética es mayor, la carga se dispersa más que en el electrodo donde es menor. Por ello, la resistencia aumenta (o, equivalentemente, la corriente disminuye) en el electrodo donde la inducción magnética es mayor, y ello con respecto al otro electrodo. Este hecho se ve reflejado en las gráficas de la Figura 10 ya que esas variaciones de inclinación irreales, explicando el hecho desde el punto de vista de la dispersión de carga en los electrodos por el campo magnético, son compatibles con las variaciones de voltaje que detecta el sensor. Es decir, se observa que cuando el polo positivo es el que está sometido a más campo magnético que el negativo (gradiente negativo), se tiene una curva de voltaje decreciente, mientras que si es el negativo el que está sometido a más campo (gradiente positivo), la curva de voltaje es creciente; y estos hechos son compatibles con los voltajes que resultan de inclinar el sensor en un sentido u otro, sólo que en este caso no existen inclinaciones. El hecho de que las curvas de voltaje no dependan del voltaje inicial de salida, como ya se ha indicado que se desprende de los resultados experimentales, se puede explicar entendiendo, según se ha visto, que este efecto es relativo entre los dos electrodos de excitación y que por ello, con el punto de vista que se ha dado, prácticamente no va a depender del voltaje inicial de salida, es decir, de que el sensor esté ya con una cierta inclinación inicial real. Esto se verá con claridad en lo que sigue mediante un modelo para ese efecto de dispersión.

Antes de pasar a proponer una aproximación sencilla, es importante tener en cuenta que el campo eléctrico es el que pone en movimiento a las partículas cargadas, mientras que el magnético sólo desvía esas partículas cargadas que ya están en movimiento (es decir, el campo magnético no pone en movimiento de por sí carga adicional a la que ya mueve el campo eléctrico). Con ello la carga total del sistema depende sólo del campo eléctrico que se aplica en los electrodos de excitación (esta es la señal cuadrada de ± 5 V) y que es fijo en todas las medidas. De forma que si un campo magnético dispersa carga que no llega a los electrodos, ello se corresponde con carga que sencillamente se pierde respecto de la señal total.

Por todo lo que se ha dicho hasta ahora, y que se corresponde con los resultados experimentales, la idea central del modelo debe basarse en la dispersión de las partículas cargadas que se mueven en el líquido en la zona cercana a los electrodos. En principio, y salvo efectos aleatorios de pequeña escala, las partículas cargadas que existen en el líquido en forma de iones (Γ y K^+) se ponen en movimiento por el potencial eléctrico que se aplica entre los electrodos de excitación, siguiendo una trayectoria volumétrica que es la dada en la Figura 12, alcanzando una cierta velocidad de deriva. Para describir lo que ocurre en un entorno de la frontera de cada uno de los electrodos (afectado por un cierto campo magnético), se toma la expresión (3) que proporciona la fuerza que se ejerce sobre una carga en movimiento en el

seno de ese campo magnético. Esa fuerza da lugar a una desviación normal de tipo circular que permite establecer la relación

$$\frac{mv^2}{R} = qvB\sin\alpha \quad (5)$$

siendo m la masa de la partícula cargada, v el modulo de la velocidad de esa partícula en su movimiento circular de radio R y α el ángulo que aparece entre $\mathbf{v}$ y $\mathbf{B}$. Si se despeja la velocidad y se expresa en función de una variación infinitesimal de la trayectoria, dr , se tiene

$$\frac{dr}{dt} = \frac{qRB\sin\alpha}{m} \quad (6)$$

que es la relación básica que describe el proceso completo de dispersión de partículas cargadas en campo magnético. Integrando sobre la trayectoria de cada partícula en un intervalo de tiempo que se tomará contenido dentro de un semiperíodo de la señal se tiene que

$$\Delta r = \frac{qRB\sin\alpha}{m} \frac{1}{2f} \Delta t \quad (7)$$

con $\Delta t \in [0, 1]$ adimensional y donde $(1/2f)$ es un semiperíodo de la señal. Tomando ángulos sobre la trayectoria circular se puede introducir $\Delta r/R = \beta$ quedando

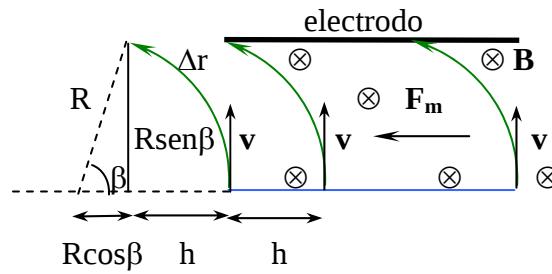


Figura 13. Desviación de las trayectorias (en verde) de una capa de partículas cargadas positivamente (en azul) situadas a una distancia $R\sin\beta$ de un electrodo sumergido en un campo magnético constante $\mathbf{B}$, entrante según el plano de la hoja.

$$\beta = \frac{\pi q \sin\alpha}{m} \frac{B}{\omega} \Delta t \quad (8)$$

con $\omega = 2\pi f$ y $\Delta t \in [0, 1]$. Así, β es el ángulo que define cualquier trayectoria circular dentro de un semiperíodo de la señal de voltaje estando la partícula inmersa en un campo B .

En la Figura 13 se muestra un esquema del proceso de dispersión de una capa de partículas cargadas positivas (azul), de densidad longitudinal uniforme, cuando el campo tiene el sentido hacia dentro según el plano de la figura (en este caso particular, y por perpendicularidad entre $\mathbf{v}$ y $\mathbf{B}$, se tiene que $\sin\alpha = 1$). Se supondrá que toda esa capa se forma en un instante de tiempo t_0 . Las partículas se mueven hasta llegar al electrodo sobre un tiempo menor que el semiperíodo de la señal el cual se ha notado como Δt , y además se está

suponiendo que parten de una posición desde la que su velocidad es normal al electrodo. Si partiesen de una posición inclinada en un cierto ángulo ε (aunque manteniendo la normalidad entre $\mathbf{v}$ y $\mathbf{B}$) respecto a un eje perpendicular al electrodo, se modificaría proporcionalmente al $\text{sen}\varepsilon$ el valor de h y al $\text{cos}\varepsilon$ el valor de la distancia $R\text{sen}\beta$. Las partículas siguen una trayectoria circular (verde) al desviarse, lo que hace que una cierta cantidad de partículas h quede sin alcanzar el electrodo. Esta cantidad depende del ángulo β , que está dado por la expresión (8). Partiendo de la Figura 13 se puede llegar a la expresión

$$h = R - R \cos\beta = R (1 - \cos\beta) = 2 R \text{sen}^2(\beta/2) \quad (9)$$

Esta relación es válida para estudiar el proceso de dispersión en el campo magnético para una partícula que parte de unas condiciones iniciales fijas como son las dadas en la Figura 13. Este es un modelo no estadístico para explicar la forma en que se pierde carga para un entorno cercano al electrodo. Pero es necesario considerar que la realidad física que se presenta es diferente: el sistema constituido por el entorno de un electrodo está formado por un sistema de muchas partículas cargadas que interacciona con un campo magnético. Aunque inicialmente la situación es ordenada desde el punto de vista microscópico (Figura 13) esta situación no tiene realidad física pues a ese nivel no queda bien definida en el tiempo, en el sentido de que es una situación transitoria y por tanto no estacionaria. Es por ello que para describir el comportamiento de las partículas en la proximidad de un electrodo es necesario proponer un modelo estadístico. Para ello, a las hipótesis fijadas hasta ahora se añadirán otras. Además, se detallarán algunas ideas sobre el funcionamiento del sensor que son necesarias.

Se establece la hipótesis de que aunque los campos magnéticos tienden a desviar a las partículas cargadas y a sacarlas de sus trayectorias originales, el campo eléctrico presente tiende a restaurar un cierto orden en su movimiento, según las direcciones dadas en el circuito eléctrico propuesto en la Figura 12. Por un lado, hay una primera idea de que una diferencia de fase en los movimientos de las distintas partículas, según la capa que ocupan respecto del electrodo, hacen que al alcanzar el electrodo el sistema tenga una cierta aleatoriedad a nivel microscópico (aleatoriedad por posición). Por otro lado, en una segunda idea, el ser alterno el campo eléctrico hace que las partículas cambien su sentido de desplazamiento de forma alterna en el tiempo, por lo que el campo magnético las desvía de forma diferente, según el vector velocidad que ya tengan previamente (aleatoriedad por campo eléctrico alterno). En cualquier caso, es el campo magnético el *motor* de ambas aleatorizaciones, ya que sin él no se da ninguna de ellas. Además, es importante tener en cuenta que el efecto de dispersión de partículas se produce en la frontera de los electrodos, de forma que sólo las partículas que se aproximen por esas zonas son susceptibles de no alcanzar el electrodo. La dos primeras ideas son fundamentales para entender el problema, de ellas puede deducirse que, aunque inicialmente las capas de partículas se desplacen según la Figura 13, cuando pasa un tiempo lo suficientemente largo para poder considerar estacionariedad, el sistema queda aleatorizado en la variable estadística vector velocidad. Así, se concluye que el comportamiento del sistema es de tipo estadístico.

Con estas ideas es forzoso fijar con más detalle su comportamiento como colectivo de muchas partículas pues de ello dependerá la solución de la distribución que se obtenga del modelo. Se puede considerar que el electrolito se comporta como un fluido diluido (bajas corrientes) monocomponente para cada electrodo (pues dependiendo del potencial que tenga cada electrodo el tipo de ión será Γ^- ó K^+) de iones que se desplazan con una cierta velocidad de deriva, que proviene de su frecuencia colisional. Además, se considerará que existe una componente de fuerza viscosa de tipo aleatorio que se ejerce sobre la carga que se desplaza por el líquido. En este marco se podría plantear la resolución del sistema mediante un sistema con movimiento Browniano de partículas cargadas libres según el modelo de Langevin.

Una vez que se obtiene la carga perdida por unidad de tiempo (corriente perdida), y como el líquido tiene un comportamiento óhmico, se llega a una relación lineal entre la corriente y el voltaje a través de la resistencia, de forma que una caída de corriente implica una subida de resistencia (a voltaje de alimentación fijo V_a), que se medirá con voltímetro como una caída de la tensión en esa resistencia (V_p), siendo esto lo que se mide en el circuito de puente de Wheatstone equivalente del sensor. Del modelo se desprende que aunque el sensor tenga una cierta inclinación (un *offset* de voltaje) ello no afecta a la forma de la curva, como se ha observado en los datos experimentales. Notar que como el sensor no se inclina al tomar una medida, en realidad no hay cambio de la resistencia efectiva detectable en este efecto, lo que hay es un cambio del voltaje que es el que se detecta con el circuito de puente de Wheatstone cuando cambia la corriente.

Es importante recordar que los campos B_1' y B_2' (en cada electrodo) se varían a través de un mismo parámetro k . Para entender esto basta con indicar que el procedimiento se basa en tomar la expresión del gradiente⁵

$$\Delta B/B = [kB(-)-kB(+)]/kB \Rightarrow kB(\Delta B/B) = kB(-)-kB(+) \equiv kB_1-kB_2 \equiv B_1'-B_2' \quad (10)$$

Así, la forma compatible de variar los campos individuales con el parámetro $k \in [0, 1]$ desde su valor mínimo de cero hasta el máximo (B , B_1 , B_2), se realiza a través de las relaciones $B' = kB$, $B_1' = kB_1$ y $B_2' = kB_2$, de donde se obtienen los campos magnéticos. Esta es la situación que se da para cada electrodo.

Además en cada electrodo se recogen distintas partículas dependiendo de la polaridad alterna de los dos electrodos. Así, en el electrodo positivo se recogen iones de I^- (peso atómico 127), mientras que en el negativo se recogen iones de K^+ (peso atómico 39) de forma que la relación de masas entre ellos es de 3.25, algo que es importante al estudiar un electrodo respecto del otro. Por otro lado, en cada electrodo aparecen sendos campos magnéticos que, en general, son diferentes debido a la existencia del gradiente. El sensor opera con las dos señales de voltaje que le llegan de ambos electrodos de excitación con respecto al colector, las resta y halla así el voltaje de salida resultante.

De esta forma este modelo es capaz de explicar de forma cualitativa los detalles que se observan en los datos experimentales obtenidos de tiltmeter sometido a campo magnético con gradiente entre sus polos. La importancia del valor del campo magnético en los polos del sensor ha llevado a medir este con precisión mediante la utilización de sondas Hall.

• Sondas Hall para tiltmeter y medida del campo magnético con precisión

En el estudio previo realizado para tiltmeter sometido a un campo magnético externo, se llegaba a la conclusión de que lo que realmente podía afectar a la señal de salida del sensor era el gradiente de campo magnético que aparecía entre sus polos (electrodos de excitación). Esto ha dado lugar a que se proponga utilizar un par de sondas Hall, dispuestas cada una sobre cada polo del tiltmeter, para medir el campo magnético que aparece en ellos de una forma precisa y así obtener el gradiente. Con estas sondas Hall fijadas sobre los electrodos de excitación del tiltmeter, se ha llevado a cabo un procedimiento de calibración experimental que permite obtener simultáneamente la relación entre las constantes de calibración de ambas

⁵ Indicar que la definición de gradiente dada es relevante como parámetro sólo desde el punto de vista del dispositivo, así como del procedimiento de adquisición de datos de campo magnético; pero ello no quiere decir que sea un parámetro relevante en la descripción de la física del problema planteado. De hecho los únicos parámetros relevantes en esa descripción, que involucren al campo magnético y con las ideas planteadas, son los campos en cada electrodo B_1 y B_2 , que son de hecho los que aparecen en la expresión (3).

sondas, y la relación entre los campos que detectan. Cada una de las sondas Hall tiene una expresión que relaciona las medidas de campo que se obtienen desde ellas, S , con los campos magnéticos que se están detectando realmente B , la relación entre ambas es

$$S' = k B + \delta \quad (11)$$

donde k es el factor de calibración y δ la ordenada en el origen del ajuste lineal. Las sondas se notarán con los subíndices 1 y 2. El objetivo es referenciar una sonda con respecto a la otra de forma que el error relativo en el campo magnético suministrado por ambas no supere la milésima. El error no puede superar ese umbral ya que para órdenes por encima de la milésima van a aparecer gradientes en el *tracker* que deben ser detectados, y se necesita saber exactamente que lo que se está detectando son gradientes y no errores en la medida relativa entre ambas sondas.

El dispositivo experimental es el mismo usado en otras medidas de tiltmeter sometido a campo magnético, salvo que el tiltmeter se dispone en este caso con sendas sondas Hall en cada uno de sus polos de excitación. El tiltmeter se fija entre los polos del electroimán de forma que el campo magnético sea lo más homogéneo posible en toda su extensión, es decir, que apenas aparezcan gradientes entre sus polos. Con esta configuración se toma una medida que consiste en datos simultáneos de voltaje y campo, variando este último desde el valor cero hasta el valor máximo que alcanza el electroimán. Después de realizar esta primera medida, se toma otra idéntica pero con los polos del tiltmeter intercambiados, cuidando de que la posición del tiltmeter en el campo sea idéntica, es decir, que donde en la primera medida estaba el polo1 en esta segunda esté el 2 y viceversa. Debido a la homogeneidad del campo, los valores del gradiente en ambas configuraciones son muy parecidos (aunque las posiciones no sean muy precisas), siendo esto lo que garantiza que la medida sea válida. Las dos medidas se notarán con d (directa) e i (inversa). Cada sonda da una medida S_1 y S_2 del campo B que viene dada por

$$S_1' = k_1 B + \delta_1; \quad S_2' = k_2 B + \delta_2 \quad (12)$$

Donde se puede reagrupar la ordenada en el origen, de forma que queda

$$S_1 = k_1 B; \quad S_2 = k_2 B \quad (13)$$

Con ello en la configuración de la primera medida (o directa) se tiene para ambos polos

$$S_1 = k_1 B; \quad S_2 = k_2 B' \quad (14)$$

mientras que en la segunda medida (o inversa) se obtiene

$$S_2 = k_2 B; \quad S_1 = k_1 B' \quad (15)$$

donde B y B' son los campos que se tienen en cada una de las posiciones que ocupan los polos del tiltmeter.

En cada una de las dos medidas se ha realizado un ajuste de S_1 frente a S_2 , cuyos resultados se verán después. Manipulando (14) se tiene que en el ajuste directo

$$S_{1d} = \frac{k_1 B}{k_2 B'} S_{2d} \quad (16)$$

y en el ajuste inverso se llega a

$$S_{ii} = \frac{k_1 B'}{k_2 B} S_{2i} \quad (17)$$

Con las identidades (16) y (17) se llega a las expresiones

$$\left(\frac{S_1}{S_2}\right)_d \left(\frac{S_1}{S_2}\right)_i = \left(\frac{k_1}{k_2}\right)^2 \quad \left(\frac{S_1}{S_2}\right)_d / \left(\frac{S_1}{S_2}\right)_i = \left(\frac{B}{B'}\right)^2 \quad (18)$$

Como de los resultados de los ajustes de S_1 frente a S_2 se tienen las pendientes, tanto en la medida directa como en la inversa, se pueden obtener a partir de (18) tanto la razón entre los factores de calibración k_1/k_2 de las sondas Hall como la razón entre los campos magnéticos B/B' a los que está sometido el tiltmeter.

Por ello desde los ajustes y tomando la condición de campo magnético homogéneo en la zona en la que se localiza el tiltmeter se obtienen las dos razones indicadas.

Con el dispositivo experimental señalado se han realizado los pares de medidas propuestas (directa e inversa) y ello se ha efectuado dos veces en las mismas condiciones, comprobando que realmente existe repetibilidad en los resultados obtenidos. Para uno de los pares de las medidas se ha llegado al resultado

$$\left(\frac{S_1}{S_2}\right)_d = 0.9968 \quad \left(\frac{S_1}{S_2}\right)_i = 1.0054 \quad (19)$$

con lo que aplicando (18) se obtiene

$$\frac{k_1}{k_2} = 1.0011 \quad \frac{B}{B'} = 0.9957 \quad (20)$$

Con esta prueba se puede conocer la medida de una de las sondas conociendo la medida de la otra, a través de la razón de sus factores de calibración; es decir, ambas sondas quedan referenciadas. Además, como las configuraciones directa e inversa del tiltmeter se han ajustado para que se mantenga el mismo gradiente de campo magnético entre sus polos (y los mismos valores de campo magnético en cada posición de polo), se puede conocer la razón entre esos valores de campo magnético que aparecen en los polos.

9. Medidas de calibración de tiltmeters sometidos a irradiaciones

En este apartado se estudiará con detalle el procedimiento experimental utilizado en la irradiación con gammas y neutrones de los sensores analizados. Por otro lado, se efectuarán medidas de irradiación tanto de los sensores tiltmeters como de las tarjetas electrónicas asociadas a ellos. Finalmente, se realizará un análisis de los resultados alcanzados estudiándose si afectan a las medidas de monitorización de la inclinación las condiciones de irradiación a las que operará el sensor.

- **Procedimiento de irradiación de los transductores con rayos gamma y neutrones**

Cuatro de los transductores estudiados (dos 756 y un 755 biaxial) se han irradiado con rayos gamma de las fuentes de ^{60}Co del CIEMAT a distintas dosis de absorción⁶. En este tipo de irradiación es importante tener en cuenta que, en general, a medida que la masa de la muestra que se irradia decrece la dosis absorbida D se convertirá en una magnitud cada vez más estocástica [24]. Ello se puede apreciar en la Figura 14, donde se representa la magnitud $D = E/m$ frente a $\text{Log}(m)$. En estos casos para mantener la definición dada es necesario realizar un promedio sobre las dosis posibles que puede haber recibido (que en definitiva equivale a un promedio sobre todo el conjunto posible de energías absorbidas para la masa dada). El procedimiento experimental para evaluar la dosis absorbida consiste en utilizar varias sondas de medición de irradiación (obviamente, la masa absorbente es la masa sensible a irradiación para cada sonda) recubriendo y sustituyendo con ellas todo el espacio que va a ocupar la muestra. Con los datos que proporcionan esas sondas se realiza un promedio que es una estimación de la dosis que va a recibir la muestra que se irradia cuando se coloca en ese volumen. En las medidas realizadas el número de sondas ha sido de cinco y la dispersión de la dosis media se ha comprobado que era baja. Las dosis que recibió cada tiltmeter fue dada en pasos acumulativos de forma que, respecto a la que tenía ya acumulada en irradiaciones anteriores, se aportaba la dosis que faltaba para completar la dosis de calibración. Para ello, se somete la muestra a una tasa de irradiación (en Gy/min) durante el tiempo necesario para obtener la dosis total requerida (en Gy).

Dos de los cuatro transductores fueron también irradiados con neutrones. En la irradiación con neutrones se usa la fluencia como magnitud caracterizadora del proceso de irradiación⁷. La irradiación con neutrones se realizó en el ciclotrón de ATOMKI en Debrecen (Hungría). El procedimiento fue utilizar un blanco de Berilio de tres milímetros de grosor para ser bombardeado con protones de 16.6 MeV. La reacción es $p(16.6 \text{ MeV}) + \text{Be}$, originándose neutrones con un espectro de energía promedio de $E_n = 3.4 \text{ MeV}$ [25, 26].

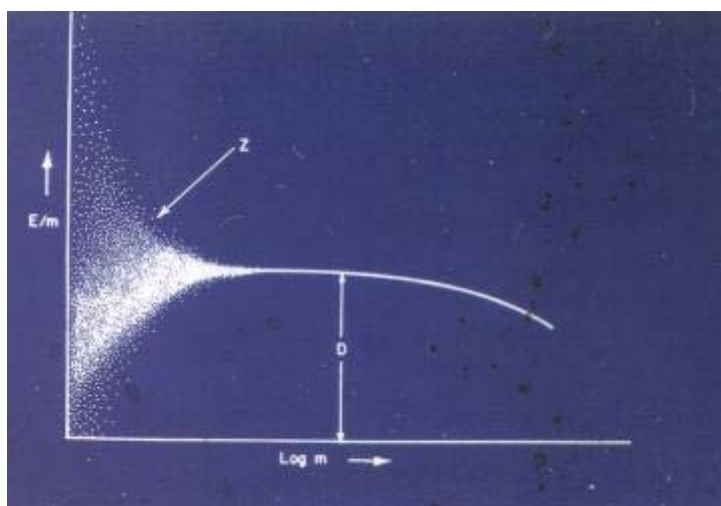


Figura 14. Representación de $D=E/m$ frente a $\text{Log}(m)$. La magnitud D se vuelve estocástica sobre cierta zona señalada por z , que se corresponde con muestras de baja masa.

⁶ La dosis absorbida se define como $D = d\varepsilon/dm$ y es la energía media $d\varepsilon$ cedida a una masa dm , de forma que si esa variación de energía es negativa, es una energía que sale de la masa. Esta magnitud mide los efectos de la radiación sobre la materia. El medio absorbente es algo que debe ser especificado. La unidad S.I. utilizada es el Gray notada como Gy ($1 \text{ Gy} \equiv 1 \text{ J/Kg}$).

⁷ La fluencia de partículas se define como $\Phi = dN/dS$, donde dN es el número de partículas incidentes que atraviesa un área transversal dS . La unidad en el S.I. es partículas/m².

• Resultados y conclusiones de la irradiación

Los sensores que se han calibrado bajo irradiación son: el biaxial AGI 755 en sus dos ejes ortogonales (notados como AGI1 755 y AGI2 755) y las dos unidades uniaxiales 4225 y 4261 del modelo AGI 756.

Para conocer las dosis totales que hay que dar a estos sensores, tanto en gammas como en hadrones (en este caso las pruebas se han realizado con neutrones), se han tomado los datos de simulaciones que proponen las cantidades de irradiación acumulada que tendrán que soportar estos sensores según las zonas del experimento en las que va emplazados y durante los 10 años que se prevé esté operacional el sistema CMS. En la Tabla 5 se dan los valores correspondientes tanto en dosis ionizante absorbida como en fluencia de neutrones.

	Dosis Absorbida (kGy)	Fluencia (neutrones/cm²)
MABs	0.01	$5 \cdot 10^{10}$
TRACKER	50	$2 \cdot 10^{14}$

Tabla 5. Dosis ionizantes absorbidas y fluencias de neutrones esperadas en los MABs y en el tracker, para las áreas de éstos donde van dispuestos los tiltmeters.

Basados en esos resultados se han realizado una serie de pruebas de irradiación sobre los dos modelos de sensor. Por un lado, el sensor AGI 755 se ha irradiado de forma progresiva (no abrupta), y sólo con radiación gamma hasta alcanzar los 150 kGy. Esto se ha llevado a cabo para comprobar cómo afecta a la respuesta del sensor las pequeñas dosis sucesivas de irradiación. Esta prueba es importante pues la irradiación que sufrirán estos sensores en CMS será de forma continua y de forma continua tendrán que estar dando una respuesta de inclinación (monitorización). Por otro lado, los transductores del AGI 756 se han irradiado tanto con radiación gamma como con neutrones, aunque de forma abrupta: el 4225 hasta dosis moderadas de ambos tipos de radiación (las que corresponden con las que se alcanzarán en la zona de los MABs), mientras que el 4261 hasta dosis más altas (las que se alcanzarán en el *tracker*). Con ello, el conjunto de las pruebas realizadas facilitarán el estudio: a) de los efectos por variaciones en la irradiación tanto suaves como abruptas, b) de los efectos por la irradiación gamma independientemente de neutrones, c) los efectos por irradiación con neutrones.

Pruebas con la unidad biaxial AGI 755

La calibración del sensor AGI 755, en sus dos transductores, se ha llevado a cabo a dosis de radiación gamma acumuladas de 0, 0.5, 1.0, 5.0, 10.0, 20.0, 50.0, 100.0 y 150 kGy. Para ello se ha utilizado la tarjeta electrónica operando a una amplificación a baja ganancia y conexiones de los cables en modo común (*singled-ended*). Los resultados de las medidas de

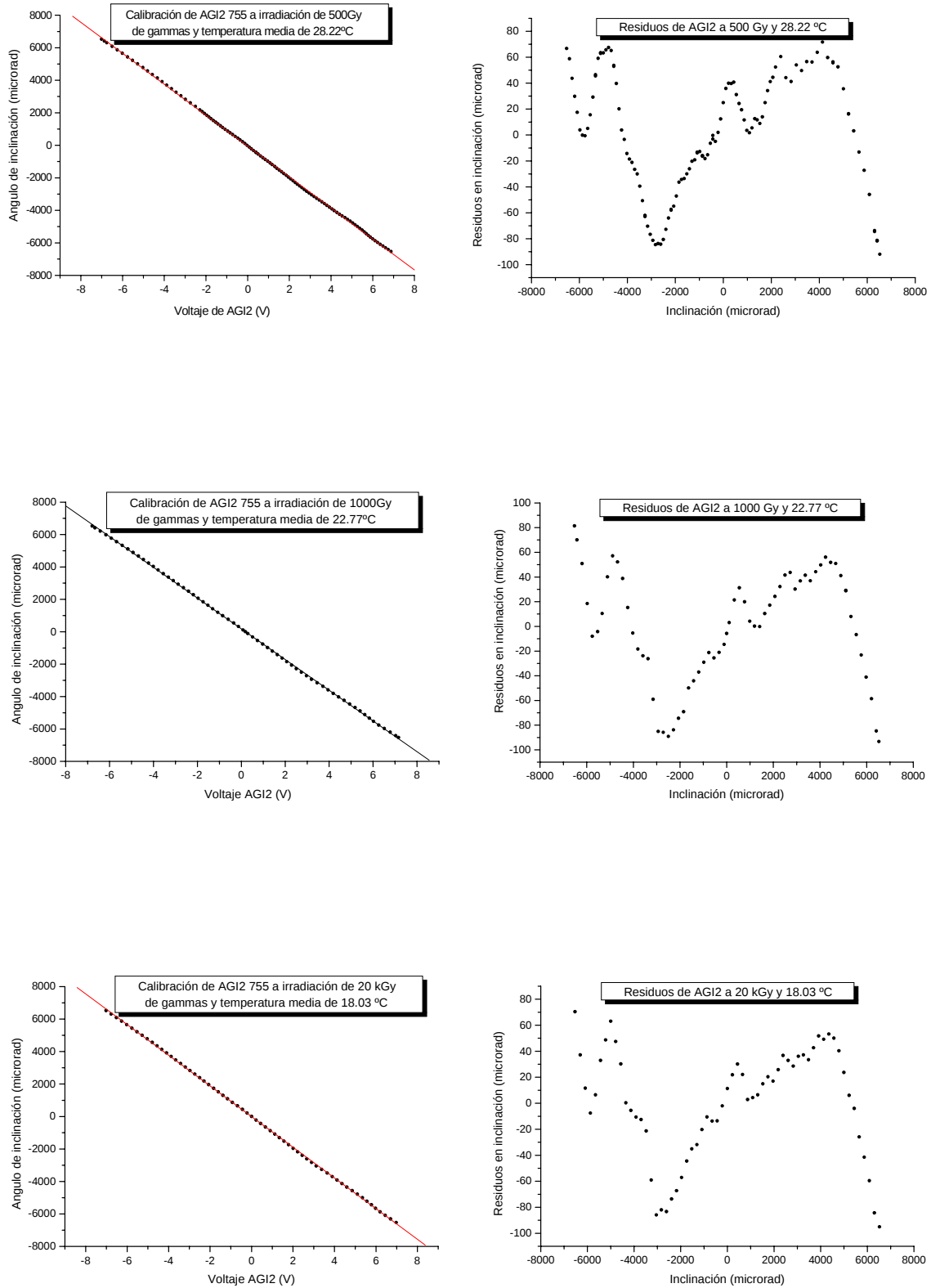


Figura 15. Ajuste lineal y diagrama de residuos de tres calibraciones del AGI2 755 para irradiación de gammas y temperatura ambiente de a) 500 Gy y 28.22 °C, b) 1000 Gy y 22.77 °C y c) 20 kGy y 18.03 °C. Se observa cómo coinciden los residuos de las tres calibraciones.

los factores de escala, así como de las del cero para los AGI1 755 y AGI2 755 se muestran en las Tablas 6, 7, 8 y 9, respectivamente. Los intervalos angulares de calibración se han tomado lo suficientemente amplios y con un paso lo suficientemente estrecho como para que los parámetros del ajuste sean lo bastante fiables. Se ha controlado el valor de la temperatura conociendo, como se vio que puede afectar a la medida de la inclinación, siendo este dato necesario si se quiere corregir el factor de escala y el valor del cero. Como algo muy relevante, se ha calculado la media de las desviaciones estándar para cada uno de los distintos ajustes que corresponden a una misma irradiación. Esos valores proporcionan los errores angulares que se pueden introducir en esa calibración, y que como se verá a continuación son característicos de cada transductor. De hecho esta es la razón de que se utilice junto al factor de escala, como ya se dijo previamente, como conjunto de parámetros característicos de la respuesta del sensor.

En la Figura 15 se muestran los resultados del ajuste lineal y curva de residuos para el transductor AGI2 755 en tres calibraciones diferentes. En esos residuos se aprecia que existe fenomenología no lineal y se comprueba con facilidad que no es debida ni a fluctuaciones térmicas en el tiempo ni a las condiciones de irradiación, pues una calibración se realiza con

Dosis absorbida de gammas(kGy)	Intervalo angular (mrad)	σ (μ rad)	Factor de escala (μ rad/mV)	Temperatura media ($^{\circ}$ C)
0	± 6.5	37 ± 2	0.967 ± 0.008	22 ± 1
0.5	± 6.5	38 ± 3	0.963 ± 0.002	27 ± 1
1.0	± 6.5	40 ± 3	0.961 ± 0.001	23 ± 1
5.0	± 6.5	38 ± 2	0.960 ± 0.001	19 ± 1
10.0	± 6.5	35 ± 3	0.959 ± 0.001	22 ± 1
20.0	± 6.5	41 ± 4	0.964 ± 0.001	22 ± 1
50.0	± 6.5	42 ± 5	0.960 ± 0.001	23 ± 1
100.0	± 6.5	50 ± 1	0.958 ± 0.001	25 ± 1
150.0	± 6.5	51 ± 1	0.959 ± 0.001	29 ± 1

Tabla 6. Calibraciones de los factores de escala para el AGI1 755 a distintas dosis absorbidas de radiación gamma.

Dosis absorbida de gammas(kGy)	V_0 (mV)	Θ_0 (μ rad)
0	--	--
0.5	-165 ± 5	-157 ± 4
1.0	-134 ± 3	-127 ± 3
5.0	-138 ± 3	-130 ± 2
10.0	-130 ± 3	-123 ± 2
20.0	-119 ± 4	-113 ± 3

Tabla 7. Calibraciones de los valores del cero de referencia para el AGI1 755 a distintas dosis absorbidas de gammas hasta 20 kGy.

Dosis absorbida de gammas(kGy)	Intervalo angular (mrad)	σ (μ rad)	Factor de escala (μ rad/mV)	Temperatura media ($^{\circ}$ C)
0	± 6.5	46 ± 1	0.953 ± 0.004	22 ± 1
0.5	± 6.5	46 ± 1	0.952 ± 0.001	27 ± 1
1.0	± 6.5	43 ± 1	0.948 ± 0.001	22 ± 1
5.0	± 6.5	44 ± 1	0.947 ± 0.001	19 ± 1
10.0	± 6.5	46 ± 2	0.946 ± 0.001	24 ± 1
20.0	± 6.5	45 ± 2	0.949 ± 0.001	22 ± 2
50.0	± 6.5	48 ± 2	0.944 ± 0.001	24 ± 1
100.0	± 6.5	47 ± 1	0.943 ± 0.001	26 ± 1
150.0	± 6.5	50 ± 1	0.941 ± 0.001	24 ± 1

Tabla 8. Calibraciones de los factores de escala para el AGI2 755 a distintas dosis absorbidas de gammas.

Dosis absorbida acumulada (kGy)	V_0 (mV)	Θ_0 (μ rad)
0	--	--
0.5	286 ± 7	276 ± 7
1.0	305 ± 3	294 ± 3
5.0	321 ± 3	308 ± 3
10.0	308 ± 1	296 ± 1
20.0	303 ± 3	292 ± 3

Tabla 9. Calibraciones de los valores del cero de referencia para el AGI2 755 a distintas dosis absorbidas de gammas hasta 20 kGy.

el tiltmeter irradiado a 500 Gy de gammas y a temperatura de 28.22 $^{\circ}$ C, otra con 1 kGy y 22.77 $^{\circ}$ C, y la última a 20 kGy y 18.03 $^{\circ}$ C, y sin embargo los residuos son idénticos. Por consiguiente, esta repetibilidad de los residuos es debida a la forma en la que internamente opera el transductor (detalles de construcción) por el desplazamiento de la burbuja y por la transmisión de la señal de voltaje en el líquido electrolítico. Así, se ha observado que *cada transductor tiene su propia curva de residuos que no se modifica con la irradiación ni con la temperatura*, y esa es la razón de que la desviación estándar (o errores) de las medidas para un mismo transductor sean similares. Este hecho es fundamental pues permite establecer una cota al error de inclinación que aporta cada transductor, con independencia de temperatura e irradiación. Así, para el AGI1 755 se tiene un error intrínseco de 38 μ rad, mientras que para el AGI2 755 es de 45 μ rad.

En la Figura 16 (representación de los valores dados en las Tablas 6 y 8) se da la representación gráfica de los factores de escala frente a la dosis ionizante total para las dos unidades AGI del modelo 755 hasta la dosis de 150 kGy. Para ambos sensores y, dentro de lo que permiten los no despreciables errores de medida, el factor de escala parece disminuir con

la dosis absorbida. El cambio es de aproximadamente un 1% con respecto a los valores iniciales. Este efecto se observa a partir de dosis muy pequeñas. La precisión (ver los valores de σ en las Tablas 6 y 8) se degrada en 10-35 % según va aumentando la dosis absorbida, aunque en este parámetro no se observan cambios antes de los 20 kGy.

Se anotará además que se ha apreciado una gran degradación de las fundas de los hilos de señal, fabricados de Teflón. Tras los primeros 100 kGy el Teflón se desintegraba al tocarlo, por ello hubo que desarmar los conectores y recubrir los hilos con una nueva funda antes de someter los sensores a una nueva dosis de 50 kGy. Este hecho se puso en conocimiento del constructor, de forma que el resto de los sensores vienen preparados con fundas de kapton, material que soporta bien las altas radiaciones.

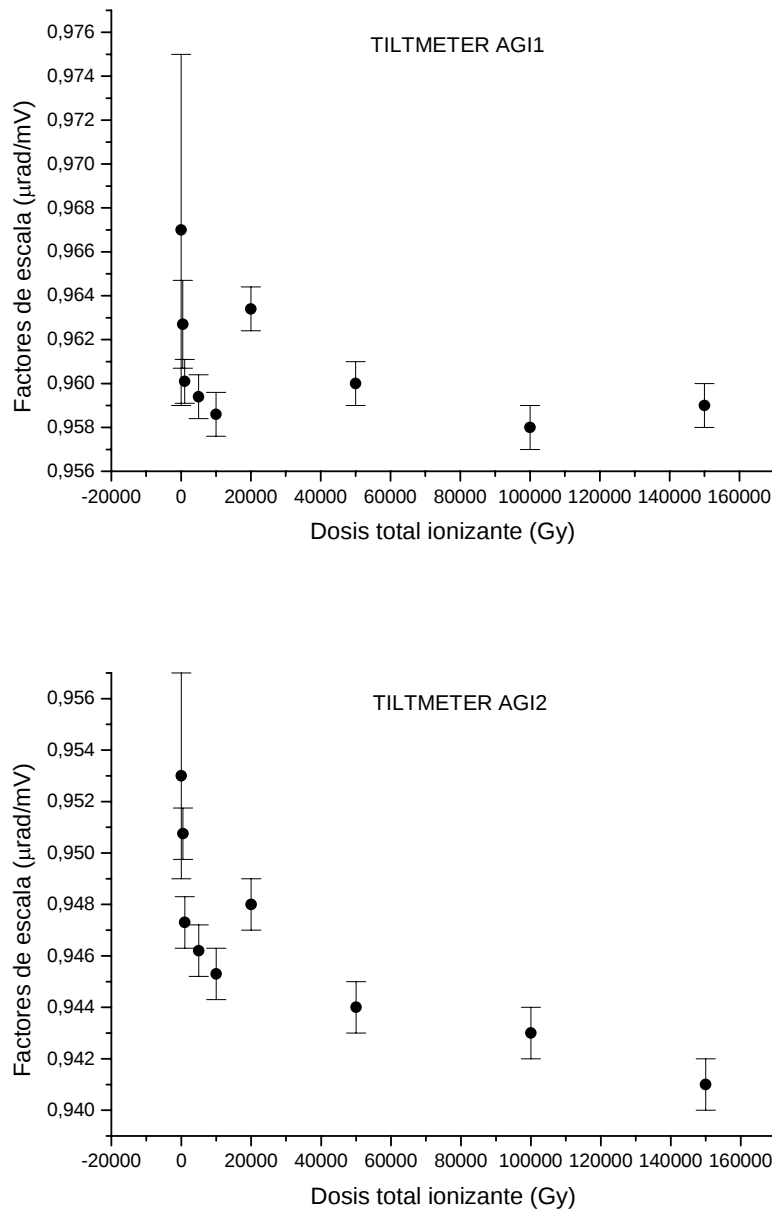


Figura 16. Representación gráfica de los valores de los factores de escala para distintas dosis absorbidas de gammas en ambos transductores del sensor AGI 755.

Pruebas con las unidades 4225 y 4261 del modelo AGI 756

La calibración del transductor 4225-756 se ha llevado a cabo para dosis de radiación gamma y de fluencia de neutrones de (0 kGy, 0 n/cm²), (0.01 kGy, 0 n/cm²) y (0.01 kGy, 5·10¹⁰ n/cm²), y con él se llegan a las condiciones de irradiación de los MABs. La fluencia de neutrones de 5·10¹⁰ n/cm² se realizó con un flujo de 8·10¹⁰ n/cm²·h. En estas medidas la electrónica operaba a alta ganancia y las conexiones de los cables se establecían en modo común (*singled-ended*). Los resultados de las calibraciones de los factores de escala, así como de las calibraciones del cero, se muestran en las Tablas 10 y 11. La media de las desviaciones estándar, que como ya se indicó dan una cota del error angular introducido en la calibración, es de aproximadamente 7 μ rad. En este caso, la desviación estándar entre los factores de calibración para las distintas irradiaciones a las que se ha sometido el sensor es de 0.01 μ rad/mV, cuyo valor es del mismo orden que la desviación estándar entre calibraciones para una irradiación dada, como se muestra en la Tabla 10. En este caso, no se observan variaciones significativas en las prestaciones (factor de escala y precisión) del sensor irradiado. En cuanto al cero de referencia oscila de forma no correlacionada con la irradiación.

Dosis de gammas (kGy) y fluencia (neutrones/cm ²)	Intervalo angular (mrad)	Factor de escala (μ rad/mV)	σ (μ rad)	Temperatura (°C)
0 0	± 7.5	4.35 ± 0.01	6 ± 1	22 ± 1
0.01 0	± 7.5	4.38 ± 0.01	8 ± 1	28 ± 2
0.01 5 · 10 ¹⁰	± 7.5	4.36 ± 0.01	7 ± 1	24 ± 1

Tabla 10. Calibraciones de los factores de escala efectuadas para el 4225-756 a distintas dosis absorbidas de gammas y fluencia de neutrones.

Dosis de gammas (kGy) y fluencia (neutrones/cm ²)	V ₀ (mV)	Θ_0 (μ rad)
0 0	-104 ± 6	-452 ± 2
0.01 0	-91 ± 2	-398 ± 1
0.01 5 · 10 ¹⁰	-94 ± 5	-409 ± 2

Tabla 11. Calibraciones de los valores del cero de referencia efectuadas para el 4225-756 a distintas dosis absorbidas de gammas y fluencia de neutrones.

La calibración del transductor 4261-756 se ha llevado a cabo para dosis de radiación gamma y fluencia de neutrones de (0 kGy, 0 n/cm²), (0 kGy, 2·10¹⁴ n/cm²) y (50 kGy, 2·10¹⁴ n/cm²), que se corresponden con las que se esperan en el *tracker*. La fluencia de neutrones 2·10¹⁴ n/cm² se efectuó a un flujo de 2·10¹² n/cm²·h. En estas medidas la electrónica operaba a alta ganancia y las conexiones de los cables se establecían en modo común. Los resultados de las calibraciones tanto para los factores de escala como para el valor del cero se muestran en las Tablas 12 y 13. El error angular que se introduce en cada calibración es de aproximadamente 16 μ rad. La desviación estándar entre las distintas irradiaciones es de 0.01 μ rad/mV por lo que es del mismo orden que los errores entre las calibraciones para cada irradiación, como se aprecia en la Tabla 12.

Dosis de gammas (kGy) y fluencias (neutrones/cm ²)	Intervalo angular (mrad)	Factor de escala (μ rad/mV)	σ (μ rad)	Temperatura (°C)
0 0	± 7.5	4.39 ± 0.01	14 ± 3	25 ± 2
0 2 · 10 ¹⁴	± 7.5	4.36 ± 0.01	18 ± 3	20 ± 1
50 2 · 10 ¹⁴	± 7.5	4.35 ± 0.01	17 ± 3	21 ± 2

Tabla 12. Calibraciones de los factores de escala para el 4261-756 a distintas dosis absorbidas de gammas y fluencias de neutrones.

Dosis de gammas (kGy) y fluencias (neutrones/cm ²)	V ₀ (mV)	Θ_0 (μ rad)
0 0	-335 ± 10	-1470 ± 40
0 2 · 10 ¹⁴	-322 ± 20	-1410 ± 100
50 2 · 10 ¹⁴	-341 ± 10	-1480 ± 30

Tabla 13. Calibraciones de los valores del cero de referencia para el 4261-756 a distintas dosis absorbidas de gammas y fluencias de neutrones.

Por ello, como conclusión se dirá que: la dispersión por irradiación se mantiene dentro del error por dispersión entre medidas, por lo que este sensor no alterará su respuesta por irradiación cuando opere en la zona del *tracker*.

Como conclusión general de las pruebas realizadas con irradiación de gammas y neutrones para MABs y *tracker*, y dentro de los límites establecidos por esas pruebas, se puede indicar que no aparece ningún efecto estadístico apreciable sobre los factores de escala de los tiltmeters que desvíe su comportamiento más allá de las desviaciones que ya tienen por errores aleatorios entre las distintas medidas. En cuanto a las calibraciones del cero, se tiene que los errores introducidos por irradiación suelen ser del mismo orden que la dispersión entre

distintas calibraciones. No obstante, en estas pruebas del cero puede darse que los errores sean ligeramente mayores, algo que en realidad se debe a la poca precisión de ciertas calibraciones del cero pues es afectada de muchos factores incontrolables: posición que ocupa el tiltmeter sobre el soporte, forma en la que se ajustan los tornillos, etc. Es por ello que esos resultados deben tomarse con ciertas reservas.

En lo que concierne a la influencia de la temperatura sobre los factores de escala medidos, se dirá que la temperatura introduce una importante componente de las desviaciones entre las distintas calibraciones (para unas condiciones de irradiación fijas). Tomando la Tabla 6 del AGI1 755 se observa que las temperaturas a las que se han tomado las calibraciones se desvían de la temperatura de la que se tiene el factor de escala teórico a lo máximo en 8°C ($7+1$); en la misma cantidad se desvían las temperaturas del AGI2 755. Este resultado permite establecer una cota superior para evaluar el error que introduce la temperatura en los factores de escala. En la Tabla 1 se observa que el cambio en el factor de escala debido a la temperatura es de 0.05% por cada $^{\circ}\text{C}$ para ambos modelos 755 y 756. En el caso concreto de los datos tomados para el AGI 755 se tiene un error máximo en el factor de escala que es de un $8 \cdot 0.05\% = 0.40\%$ del factor de escala. Como el factor de escala para ambos modelos del 755 es de aproximadamente $1 \mu\text{rad/mV}$, se tiene que puede aparecer un error máximo por temperatura de hasta $0.004 \mu\text{rad/mV}$, el cual se observa que acota superiormente a los errores de los factores de escala dados en las Tabla 6 y 8. Como no se puede establecer una correlación clara entre los errores de los factores de escala y la temperatura, es obvio que existen otras fuentes de error sobre esos factores de escala diferentes de la propia temperatura. En cualquier caso este procedimiento acota el error debido a temperatura. Los resultados que se obtienen para los AGI 756 son de $10 \cdot 0.05\% = 0.50\%$ del factor de escala, que como es de $4.4 \mu\text{rad/mV}$ queda un error de $0.02 \mu\text{rad/mV}$ que acota los errores en los factores de escala que vienen dados en las Tablas 10 y 12 para este modelo de sensor.

- **Medidas de estabilidad en irradiación continua del transductor tiltmeter**

Para observar los posibles efectos transitorios que pudiesen aparecer por irradiación en los tiltmeters, y que por un posible efecto de relajación temporal no fuesen apreciables en la medidas analizadas anteriormente de irradiación-calibración, se ha realizado una prueba de estabilidad con los transductores 5245 y 5246 del AGI 756. En ella, simultáneamente a la respuesta en voltaje del sensor, el transductor se encuentra sometido a una irradiación continua de gammas monocromáticos de $E_{\gamma} = 662 \text{ keV}$ procedentes de una fuente de ^{137}Cs . La tasa de exposición de la muestra depende de la distancia a la que se encuentra ésta de la fuente, de la presión y de la temperatura. Con el sensor a una distancia de 0.952 m, una presión de 942 mbar y una temperatura media de unos 29.4°C , la tasa a la que se irradió el tiltmeter fue de 4.338 Gy/h .

El procedimiento seguido ha sido el siguiente: se ha comenzado tomando datos sin irradiar hasta el dato 203 (la razón de toma de datos fue de 1 dato cada 30 s). A partir de aquí, la muestra se irradia a los Gy indicados durante el tiempo correspondiente hasta completar una dosis total acumulada de 10 Gy, es decir, hasta el dato 510. Luego, se continua tomando datos sin irradiar hasta el dato 800. Todo este procedimiento completa una medida de estabilidad. Las representaciones gráficas mostrando los resultados de este prueba se dan en la Figura 17.

Como se puede observar la irradiación no introduce efectos transitorios apreciables que detecte el sensor hasta el orden de los mV, y lo único que aparece en la medida global es un suave decrecimiento del voltaje que se observa en ambos transductores presumiblemente como consecuencia de un ligero movimiento del dispositivo experimental a causa de los cambios de temperatura.

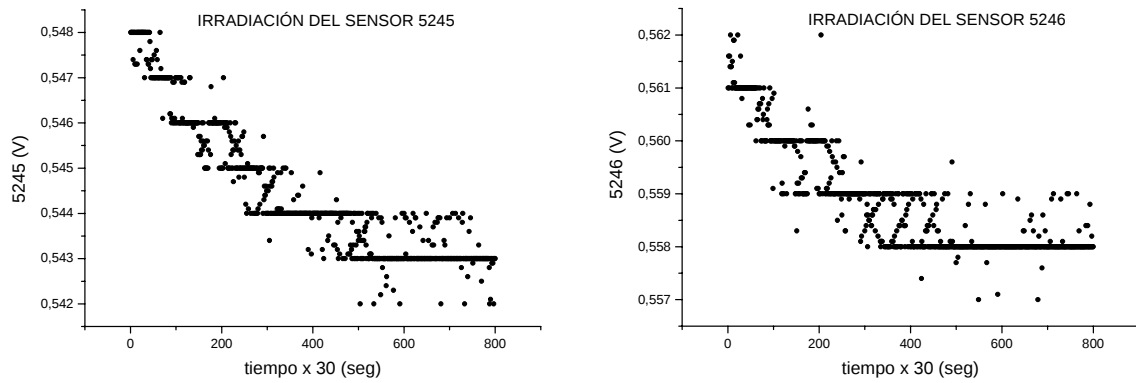


Figura 17. Representación gráfica de una medida de estabilidad, con un período de irradiación, para los tiltmeter 5245 y 5246 con un intervalo temporal de 800×30 s y un paso entre dato y dato de 30 s. La irradiación se efectúa entre los datos 203 y 510, completando los 10 Gy.

- **Irradiación de tarjetas electrónicas de tiltmeters con gammas y protones**

Existe un estudio previo sobre el comportamiento de un tiltmeter bajo irradiación; éste se llevó a cabo en 1987 en la planta nuclear de Ásco en España [27]. Aquí se desarrolló un sistema para medir la inclinación que permitía monitorizar la estabilidad de los sensores. Cuando se analiza estabilidad lo que se pretende estudiar es cómo responden los sensores si se les deja operar durante un intervalo de tiempo relativamente largo, pues en estos casos aparecen respuestas que cambian con ciertas condiciones del entorno, como variaciones de temperatura [22] y vibraciones del sistema de inclinación, principalmente, y que se caracterizan en que no se conoce con precisión *a priori* cómo pueden alterar una medida de inclinación concreta. Los tiltmeters que se utilizaron tienen las mismas características funcionales que los modelos 755 y 756 calibrados en este trabajo, y así las conclusiones que se extraen con aquellos modelos son válidas para éstos. Los sensores utilizados en ese estudio se irradiaron con dosis de gammas desde 0.36 hasta 9.76 Mrad ($\equiv$ 3.6 hasta 97.6 kGy) mediante una fuente de ^{60}Co , con una razón de dosis de 0.08 Mrad/hora (0.8 kGy/h). Se probaron 4 tiltmeters de forma que simultáneamente a la irradiación sus señales de salida eran grabadas con instrumental externo a la cámara de irradiación. Los resultados indicaban que los circuitos integrados anexos a los tiltmeter perdían funcionalidad por daño de irradiación pero que todas las resistencias y la mayoría de los condensadores permanecían funcionales hasta los 97.6 kGy. Por otro lado, se comprobó tras la irradiación que los transductores (la unidad sensible de inclinación) permanecían operativos y sin daño apreciable. Este hecho demostró que importaba extraer la parte electrónica fuera del entorno de irradiación, o siquiera alejarla lo más posible de éste.

Por las conclusiones de estas pruebas, en CMS se tiene previsto utilizar cables de unos 30 m de longitud entre los transductores y la electrónica que controla sus señales, precisamente para alejar la electrónica lo más posible de los entornos de radiación. En cualquier caso, incluso en zonas relativamente alejadas del *tracker* de CMS siempre existen

remanentes más o menos elevados de radiación, por lo que es necesario obtener información sobre cómo responde la electrónica a la irradiación.

Las pruebas de irradiación con protones sirven de test global para evaluar cómo responde la operatividad de la electrónica a cualquier irradiación, de forma que irradiando con protones de energía comprendida en el rango de 60 MeV y 200 MeV se comprueba la electrónica de forma global para los efectos de dosis total, daño de desplazamiento y daños por sucesos aislados (SEU) y, si los protones son muy energéticos, efectos de sucesos aislados de carácter destructivo [28]. De esta forma, se han probado las tarjetas que controlan los tiltmeter, así como sus microcontroladores anexos, en Lovaina (Bélgica) irradiándolas con protones de 60 MeV hasta una fluencia media de $1.5 \cdot 10^{10}$ protones/cm² y durante tiempos de aproximadamente 15 min. Las medidas se tomaban simultáneamente a la irradiación y, como lo que se pretende es observar cómo funciona la electrónica en esas condiciones, los transductores han sido reemplazados por resistencias altamente estables de 2 kΩ que los simulaban, esto evita las posibles perturbaciones que los transductores pudiesen introducir en las señales que suministra la tarjeta electrónica.

Para los dos dispositivos probados se ha introducido un factor de confianza por errores de 50, el cual corrige el valor de la dosis que está previsto que van a recibir cuando se coloquen en CMS. Este factor correctivo incluye una serie de errores: a) los debidos a la variedad de los diferentes lotes de fabricación de componentes con los que se realiza cada tarjeta, aunque estas tarjetas sean del mismo modelo y sus componentes también (esto indica que aunque los modelos de componentes sean los mismos, su fabricación está expuesta a incluir una serie de diferencias aleatorias que hay que tener en cuenta); esto introduce un factor de 2.5, b) los generados cuando se efectúa el cálculo de la dosis de irradiación que estas tarjetas reciben; esto da un factor de 2, y c) un error que estima los fallos que se pueden producir en distintas partes del sistema que, en el caso más crítico, se puede estimar como un factor 10. Con todo ello, se tiene un factor correctivo total de 50.

Las tarjetas de los tiltmeters sí dan problemas relevantes que pueden afectar notablemente al límite de precisión que se le exige al sensor de 30 μrad. Las medidas realizadas consisten en tomar datos del tiempo, del que depende linealmente la fluencia a través del flujo, del voltaje de salida que proporciona cada par de resistencias que simulan un transductor, y de la temperatura. En la Figura 18 se muestra cómo cambia el voltaje de salida de la tarjeta electrónica del tiltmeter en función de la fluencia de protones a la que ésta es sometida. Se tiene que en el intervalo de fluencias que va desde 0 hasta $2.3 \cdot 10^9$ protones/cm² el voltaje permanece constante, mientras que a fluencias desde $2.3 \cdot 10^9$ hasta $1.6 \cdot 10^{10}$ protones/cm² el voltaje aumenta (en valor absoluto) de forma lineal con la fluencia. Se observa que sobre ese rango de fluencias el rango de variación en voltaje es de unos 40 mV, lo cual corresponde a una dispersión de 40 μrad para el AGI 755 y 160 μrad para el AGI 756. Un error de 160 μrad en la medida de la inclinación es demasiado alto como para que sea tolerable, por lo que este efecto se tiene que controlar o corregir de alguna forma. Existe la ventaja de que el comportamiento del voltaje con la fluencia sigue una ley lineal, por lo que es muy simple obtener un ajuste adecuado. Para ello se elimina el intervalo de datos que corresponde a la parte constante ajustando sólo la parte lineal. Así, se obtiene la expresión, válida para fluencias entre $2.3 \cdot 10^9$ hasta $1.6 \cdot 10^{10}$ protones/cm², siguiente

$$\text{Voltaje (V)} = A + B \times \text{Fluencia (protones/cm}^2\text{)} \quad (21)$$

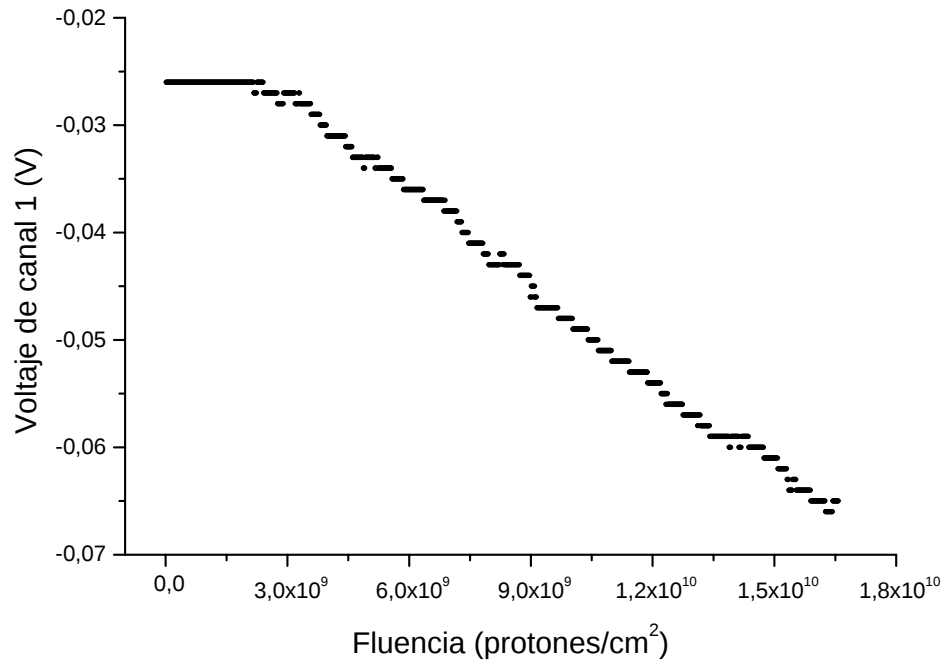


Figura 18. Representación gráfica de los voltajes de salida en canal 1 de la tarjeta electrónica de los tiltmeter en función de la fluencia de protones a la que está sometida.

Nº de ajuste	A (V)	B (V·cm²)	σ (V)
1	-0,019	$-2,896 \cdot 10^{-12}$	$7,472 \cdot 10^{-4}$
2	-0,023	$-2,948 \cdot 10^{-12}$	$6,823 \cdot 10^{-4}$
3	-0,027	$-2,231 \cdot 10^{-12}$	$5,207 \cdot 10^{-4}$

Tabla 14. Ajustes lineales de los voltajes que suministra la tarjeta de los tiltmeter dados como una función de la fluencia de protones a la que está sometida.

En la Tabla 14 se dan los resultados de utilizar esa expresión en el ajuste de tres medidas experimentales tomadas en idénticas condiciones. Los parámetros A y B que se obtienen son muy parecidos entre los distintos ajustes, además las desviaciones estándar para cada ajuste no solo son del mismo orden sino que son pequeñas, aproximadamente 10^{-3} V. Tanto este hecho como la repetibilidad de los dos parámetros del ajuste lineal permiten decir que este tipo de ajuste es adecuado para controlar este error de irradiación que genera la tarjeta del tiltmeter mediante un simple ajuste lineal.

La irradiación de microcontroladores muestra que estos dispositivos no dan problemas relevantes dentro del factor de confianza de 50. Los resultados particulares de la irradiación con protones indican que:

- [1] Tanto la estructura de la memoria permanente como la información almacenada en ella, es decir, el programa que controla la operatividad del microcontrolador, no se modifican.

- [2] Con respecto a la información que se almacena en la memoria RAM se han observado hasta unos 300 cambios en los bits, lo cual representa un error promedio muy bajo teniendo en cuenta que esta cantidad corresponde en irradiación a todo el tiempo de vida útil del detector CMS (10 años).
- [3] La memoria RAM del micro se utiliza para almacenar de forma temporal los datos hasta que son solicitados o hasta que el dispositivo es apagado. La estructura funcional de esta memoria sí que se modifica dando lugar a un *offset* en la señal de salida del dispositivo, siendo necesaria su recalibración. No obstante, este cambio es reversible de forma que cuando el dispositivo es sometido a calentamiento recupera su funcionamiento normal. Es por ello que se considera que la irradiación actúa sobre los semiconductores produciendo en ellos ligeros desplazamientos de las partículas respecto de su posición previa modificando su funcionamiento, pero que basta con aportar una ligera energía para que esas partículas recuperen sus posiciones originales.

10. Resultados y conclusiones

En este capítulo se ha estudiado la respuesta de los sensores de inclinación desde distintos puntos de vista enmarcables en los requerimientos del experimento CMS. Se ha estudiado y caracterizado su respuesta en estabilidad y el efecto sobre ellos de la temperatura; se ha estudiado su respuesta frente a campos y gradientes de campo magnético; y se ha analizado como se alteran con su irradiación por neutrones y rayos gammas.

En unas primeras pruebas se ha estudiado la respuesta en estabilidad de sensores del modelo AGI 756 con determinadas tarjetas electrónicas para con ellas realizar un análisis preliminar de la respuesta. De las respuestas obtenidas se deduce una regularidad repetible del diagrama de residuos para cada sensor, asignable a que esa respuesta depende sólo de la estructura interna peculiar de cada sensor. Además se han corregido las respuestas de los sensores de sus efectos en temperatura (efectos externos) observando una correlación mayor entre las respuestas de distintos sensores, siendo asignables las dispersiones encontradas a las peculiaridades propias de cada sensor, como ya se ha dicho previamente.

En unas segundas pruebas se someten los sensores a campos magnéticos externos, observando una respuesta de voltaje del sensor en estabilidad frente a campo magnético de tipo exponencial que se ha explicado cualitativamente mediante un modelo para el comportamiento de partículas cargadas (los iones que generan las corrientes dentro del sensor) inmersas en el seno de un campo magnético de cierta intensidad. Como las partículas se desplazan por el líquido desde los electrodos de excitación, se ha considerado la importancia de medir los campos magnéticos que existen en estos con una buena precisión, lo que ha llevado a la utilización de sendas sondas Hall sobre los electrodos de excitación de cada sensor de inclinación y, así, poder calcular el error sistemático añadido como consecuencia del gradiente de campo magnético entre ellos.

Finalmente se han irradiado distintos prototipos de sensores AGI 755 y AGI 756 con radiación gamma y con neutrones, simulando con ellos la respuesta de estos sensores cuando operen en las zonas de CMS donde van dispuestos. En este sentido se han suministrado dos dosis diferentes de irradiación para estas dos radiaciones: una para simular las condiciones que está previsto ocurran en el *tracker* y otra para simular las condiciones previstas en el sistema de cámaras de muones. Las pruebas realizadas indican que los sensores no alteran su respuesta para las dosis de gammas y neutrones que deben soportar durante los diez años que se considera estará operacional CMS. Por otro lado, se ha irradiado *in situ* prototipos del AGI 756, con simultaneidad a su toma de señal, para valorar el efecto instantáneo de la irradiación, viéndose que no aparece ninguno apreciable por encima de los umbrales de error estudiados.

Por último se han irradiado las tarjetas electrónica que controlan a estos sensores tanto con gammas como con protones. De estas pruebas se ha observado como relevante un *offset* en la señal de salida de la memoria RAM que hace necesaria su recalibración; alteración que, por otro lado, es reversible.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] M. S. Aggour and H. M. Fouad, *Use of NDT for Monitoring the Performance of Concrete Bridges*, Structural Materials Technology Conference, Atlantic City, New Jersey, February 23-25, 1994.
- [2] P. J. Deinum, *The Use of Tiltmeters for Measuring Arch Dam Displacements*, Water Power & Dam Construction, June 1987.
- [3] J. B. Burland, *Monitoring the Foundations of the Leaning Tower of Pisa*, Instrumentation in Geotechnical Engineering, Proceedings of the seminar organized by the Geotechnical Division of the Hong Kong Institution of Engineers, May 10, 1995.
- [4] P. T. Branagan, N. R. Warpinski, B. Engler and R. Wilmer, *Measuring the Hydraulic Fracture-Induced Deformation of Reservoirs and Adjacent Rocks Employing a Deeply Buried Inclinator Array: GRI/DOE Mult-Site Project*, Society of Petroleum Engineers Annual Technical Conference, Denver, Colorado, October 6-9, 1996.
- [5] E. A. Nichols and H. F. Morrison, *Signals and Noise in Measurements of Low-Frequency Geomagnetic Fields*, Journ. of Geoph. Res., **93**, No. B11, pages 13743-13754, November 10, 1988.
- [6] G. R. Holzhausen, *Bubble-Tilt Sensors Monitor Activity on Mount St. Helens*, Sensors Magazine, May 1989.
- [7] H. D. Hairfield and C. G. Kirkpatrick, *Application of the Autonetics Biaxial Tiltmeter to Error Correction in Radar and Optical Tracker Axes*, Military Electronics Defence Expo '76, Wiesbaden, Germany, October 6-8, 1976. 2.
- [8] R. Kibrick, L. Robinson and D. Cowley, *An evaluation of precision tilt-sensors for measuring telescope position*, Presented at Telescope Control Systems, SPIE 1995 Symposium on OE/Aerospace Sensing and Dual Use Photonics, Orlando, Florida, April 17-21, 1995.
- [9] The CMS Collaboration, *The Muon Project Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-32.
- [10] *755-Series High-Gain Miniature Tilt Sensors and 756-Series Mid-Range Miniature Tilt Sensors*, Applied Geomechanics, 2000. <http://www.geomechanics.com/pdf/755756.pdf>
- [11] J. Beavan, R. Bilham, *Thermally Induced Errors in Fluid Tube Tiltmeters*, Journ. Geoph. Res., **82**, No. 36, pages 5699-5704, 1977.
- [12] *The evolution of the tiltmeter at the Hawaiian Volcano Observatory*, May 2001. http://www.hvo.wr.usgs.gov/volcanowatch/2001/01_05_17.html
- [13] J. A. Westphal, M. A. Carr, W. F. Miller, *Expendable Bubble Tiltmeter for Geophysical monitoring*, Rev. Sci. Instrum, **54**, pages 415-418, 1983.
- [14] *User's Manual: Series 755, 756 and 757 Miniature Tilt Sensors*, Applied Geomechanics, User Manual, 2000.
- [15] *Electrolevel operation and application*, Measurement Limited, Application Note, February 2000. <http://www.tilt-measurement.com/>
- [16] *Adjustment-Free Inclinator Operates On +2.7V*, Maxim, Application Note, July 1998. http://www.maxim-ic.com/appnotes.cfm/appnote_number/198
- [17] *Model 83162 Dual-Channel Signal Conditioning Card*, Applied Geomechanics, 2001.
- [18] M. L. Kohl, J. Levine, *Measuring low frequency tilts*, Journ. Res. Natl. Inst. Stand. Technol., **98**, No.2, pages 191-202, 1993.
- [19] *The use of time constant circuits in electrolevel applications*, Measurement Limited, Application Note, February 2000. <http://www.tilt-measurement.com/>
- [20] *The electrolevel as an accelerometer*, Measurement Limited, Application Note, February 2000. <http://www.tilt-measurement.com/>

- [21] C. Buckley, R. Torrez and C. W. Kohlenberger, *An overview of dynamic slope stability assessment, utilizing the biaxial tiltmeter*, MicroRadian Engineering, Application Note, July 1998.
- [22] G. R. Holzhausen, *Tiltmeter temperature coefficients: source, definition and use to improve accuracy*, Geotechnical Instr. News, pages 51-56, September 1997.
- [23] Heidenhain Digital Length Gauge Systems, <http://www.heidenhain.com/>
- [24] *Introduction to Quantities and Units for Ionising Radiation*, National Physical Laboratory (NPL) <http://www.npl.co.uk/npl/reference/>
- [25] A. Fenyvesi, *Report on the irradiation of tiltmeters and glass samples*, ATOMKI-Debrecen-Hungary, Report, 2002.
- [26] H. J. Brede, G. Dietze, K. Kudo, U. J. Schrewe, F. Tancu, C. Wen, *Neutron yields from thick Be targets bombarded with deuterons or protons*, Nucl. Instr. and Meth. A **274**, 332 (1989).
- [27] *Radiation Tolerance of Applied Geomechanics Tilt Sensors*, Applied Geomechanics, Application Note, 2002. http://www.geomechanics.com/pdf/radiation_tolerance.pdf
- [28] *A global radiation test plan for CMS electronics in HCAL, Muons and Experimental Hall*, 1999, http://www.physics.ohio-state.edu/~gilmore/cms/rad_test/FFproced.pdf

CAPÍTULO 8: LOS SENSORES DE POSICIÓN

1. Introducción

En el sistema de alineamiento Link de CMS, que conecta el sistema de cámaras de muones con el *tracker*, se utilizarán sensores de posición 2D (es decir, con dos dimensiones espaciales) que permitirán determinar las posiciones de los haces láser de referencia. La idea subyacente en este alineamiento con sensores de posición consiste en que un mismo haz láser pueda ser detectado y reconstruido por varios de estos sensores (hasta un máximo de tres) colocados con una cierta distancia entre ellos y a lo largo de la línea de acción del haz. La posición del haz sobre cada sensor, resultante del proceso de reconstrucción, permite conocer la posición de los distintos sistemas anexos a cada uno de los sensores y lo que esos sistemas se puedan desplazar, relativamente entre ellos, dentro de CMS.

Existen dos tipos diferentes de sensores de posición 2D que cumplen con los requisitos básicos para ser utilizados en CMS, y dentro del marco de la idea propuesta previamente. La distinción que se establece entre ambos se basa en su transparencia. Así, se tiene que los sensores CMOS son opacos, mientras que los sensores ALMY son semitransparentes. Esta distinción establece dos esquemas conceptualmente diferentes en la forma de llevar a cabo el alineamiento multipunto según la forma de operar de cada uno de ellos, ya que unos no dejan pasar el haz láser y los otros sí. Para alinear con sensores CMOS es necesario desviar parte del haz láser de referencia perpendicularmente a su trayectoria para que sea detectado por el sensor CMOS, que va adosado en la parte correspondiente de los MABs, siendo por ello necesarias estructuras adicionales divisoras de haz que deben estar colocadas con una alta precisión. En el caso de los sensores ALMY, y por el hecho de ser semitransparentes, la concepción es alinear colocando éstos sobre el propio camino natural del haz. Por ello, parte del haz debe ser absorbido por el ALMY, lo cual da lugar a la señal en él (detección), mientras que la otra parte es transmitida para que pueda ser detectada por el ALMY siguiente.

Tanto los dos esquemas de alineamiento como las diferencias estructurales entre los dos tipos de sensor, conllevan una serie de ventajas e inconvenientes para el alineamiento al utilizar uno u otro. Así, en el caso de los ALMY no se usan estructuras divisoras de haz pero se hace necesaria la reducción de las reflexiones internas mediante óptica antirreflectante, limitar en lo posible que las deflexiones del haz al atravesar el ALMY sean altas, y garantizar que las transmisiones del haz sean lo más eficientes posible. Por otro lado, los CMOS garantizan matrices 2D del orden de 500×1000 píxeles de detección lo cual da bastante precisión en la posición del haz, pero también es necesaria mucha capacidad de almacenamiento de la información resultante. Con los ALMY se tienen matrices de unos 60×60 lo cual ya es suficiente para proporcionar una buena resolución de la mancha del haz láser sin tener que almacenar excesiva información. Consecuentemente, y en una primera aproximación a la estructura y funcionamiento de estos sensores, los ALMY se deben considerar como la opción más sencilla para esta forma de alineamiento en posición 2D.

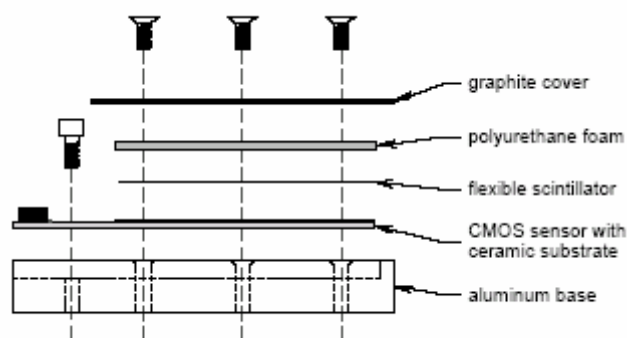
Entre las generalidades de los sensores de posición se encuentran que son matrices de $n \times n$ píxeles (fotodiodos), operando como unidades básicas de detección, y que al incidir el haz láser sobre ellos lo detectan dando una señal proporcional a la intensidad por fotodiodo interceptado. Este proceso de incidencia aparece sobre el sensor como una mancha con zonas de diferente intensidad (perfil), a partir de la cual se llega a la posición del haz (reconstrucción). Para obtener la posición es necesario hacer algunas consideraciones sobre la forma del perfil (que sea simétrico, intenso, etc) y utilizar algoritmos de ajuste que den la posición de su centroide. Con ello es posible proporcionar una posición 2D que, por los

requerimientos que se exigen en el alineamiento Link, tiene que alcanzar una precisión de reconstrucción espacial mejor que $10\text{ }\mu\text{m}$.

En este capítulo se hará un resumen de los fundamentos estructurales y operativos de los sensores CMOS (existentes en el mercado), así como de los ensayos que se han efectuado con ellos hasta el momento. Posteriormente, se hará un estudio de la estructura y funcionamiento de los sensores ALMY y de las pruebas más usuales que deben satisfacer para ser aceptados e incorporados en CMS. Estas pruebas se llevarán a cabo para los prototipos de ALMY que se han desarrollado en el departamento de Electrónica de la Universidad de Stuttgart [1]. En el pasado ya se hicieron pruebas parecidas para los ALMY comercializados por EG&G Optoelectronics [2], de menor área activa pero parecida construcción a los prototipos que se van a investigar en este capítulo.

2. Los sensores de posición 2D de tipo CMOS

En este apartado se hará un resumen sobre la estructura y funcionamiento de los sensores de posición 2D de tipo CMOS, así como de los resultados de las pruebas realizadas por el grupo de Física de Altas Energías de la Universidad de Cantabria. Los CMOS tienen como elementos sensibles fotodiodos que quedan integrados en una matriz. El modelo que se analizó es el RadEye1 (Figura 1) de Rad-icon Imaging Corp.[3]. Este consiste en un sensor de área activa $24.6\text{ mm} \times 49.2\text{ mm}$, la cual tiene una estructura matricial de 512 por 1024 fotodiodos de silicio. El tamaño de los píxeles es de $48 \times 48\text{ }\mu\text{m}^2$. En la Figura 2 se observa la estructura en capas de este sensor. Aquí se aprecia una base de aluminio sobre la que se dispone el sensor CMOS, propiamente dicho, con un sustrato cerámico. Posteriormente va el centelleador flexible (*scintillator*), el cual favorece un acoplamiento, una eficiencia y una resolución uniformes sobre el sensor. Por último, se dispone una película delgada de poliuretano y una cubierta de grafito.



Figuras 1 y 2. A la izquierda sensor de imagen CMOS RadEye1 de Rad-icon Imaging Corp. A la derecha estructura transversal de capas, incluyendo la capa de centelleador (*scintillator*) [4].

Estos sensores de alta resolución se utilizan para detectar luz visible, así como rayos X o cualquier otra radiación altamente energética, usando en este caso una lámina centelleadora de $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}$ adosada al detector. Es por ello que los CMOS son adecuados para diagnóstico médico, inspección industrial, y obtención de imágenes de precisión en distintas ramas de la ciencia. Adicionalmente, los sensores CMOS tienen la ventaja de que con ellos se logran muy bajos niveles de ruido. Otra ventaja no menos importante es que todas las funciones de soporte y control están integradas en chips. La desventaja es que estos sensores son muy sensibles, de forma que si existe un fondo luminoso ambiental será detectado al mismo tiempo que la señal.

La lectura que realiza el CMOS se efectúa en voltaje y fotodiodo a fotodiodo. Para ello se utiliza un dispositivo de *voltage pickoff*. Al principio el fotodiodo se inicializa a un potencial fijado. Al incidir luz sobre ese fotodiodo, la carga generada es colectada y hace que baje el potencial del fotodiodo. Cuando ha transcurrido el tiempo de integración se mide el potencial y se reinicializa el fotodiodo al potencial de partida fijado, repitiéndose el mismo proceso para el siguiente tiempo de integración.

En la Tabla 1 se proporcionan algunas características importantes del modelo de sensor CMOS RadEye1 [5]. De tales sensores fueron estudiados en detalle seis unidades [6, 7], dándose a continuación los resultados más relevantes.

Como queda dicho, su aplicación en CMS como sistema de alineamiento multipunto se realizará a lo largo de una línea láser. En el caso de utilizar tres detectores de posición, dos de los tres detectores de una línea láser dada deben de situarse en lo que se llamarán Unidades de Detección (UD). Una UD es un sistema mecánico que contiene un desdoblador de haz (*splitter*) y un CMOS.

La Figura 3 muestra un esquema ilustrativo de dos UD en línea. Evidentemente la calidad de la óptica determina las prestaciones finales del sistema. Con las especificaciones que se encuentran en la Tabla 2 se puede controlar la dirección del haz dentro de los 5 μrad .

Parámetro	Valor
Corriente de oscuridad	$< 10^4$ electrones/s
Nivel de ruido (a 1 fps)	< 200 electrones
Saturación	$2.8 \cdot 10^6$ electrones
Rango dinámico	85 dB
Ganancia de conversión	0.5 μV /electrón
Voltaje de alimentación	5 V
Corriente de alimentación	25 mA
Voltaje de referencia	3.8 V
Temperatura de operación	0 – 50 °C

Tabla 1. Algunas características funcionales del modelo de sensor CMOS RadEye1.

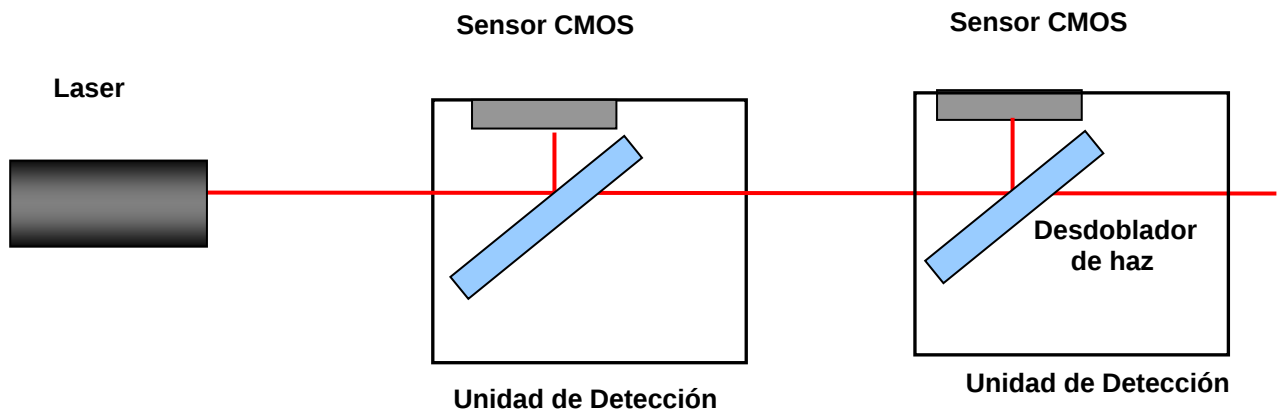


Figura 3. Esquema del sistema multipunto con las correspondientes Unidades de Detección (UD).

Material	Silicio fundido ópticamente evaluado
Índice de refracción	1.5
Dimensión	40 mm de apertura accesible
Grosor	4 mm
Planitud	$\lambda/10$
Paralelismo	4 arcsec

Tabla 2. Especificaciones técnicas del desdoblador de haz (splitter).

2.1. Reconstrucción de la señal

El láser se hace impactar en el área activa del sensor y una vez colectados los datos se apaga el láser y se toman medidas con ese sensor de la luz de fondo (ambiental). Se sustraen las dos matrices de datos suministrados y se toma el píxel de mayor señal como semilla para la reconstrucción del área de la mancha luminosa. Para manchas típicas del orden de 3 mm de diámetro se considera un cuadrado de 101×101 píxeles ($\cong 4.8 \times 4.8 \text{ mm}^2$) centrado en el máximo de señal.

Las proyecciones x e y de las distribuciones luminosas resultantes son ajustadas a funciones gaussianas, cuyos valores medios determinan la posición del centro de la mancha luminosa sobre el CMOS.

La Figura 4 ilustra el proceso de reconstrucción de la mancha correspondiente a un láser de He-Ne (632.8 nm).

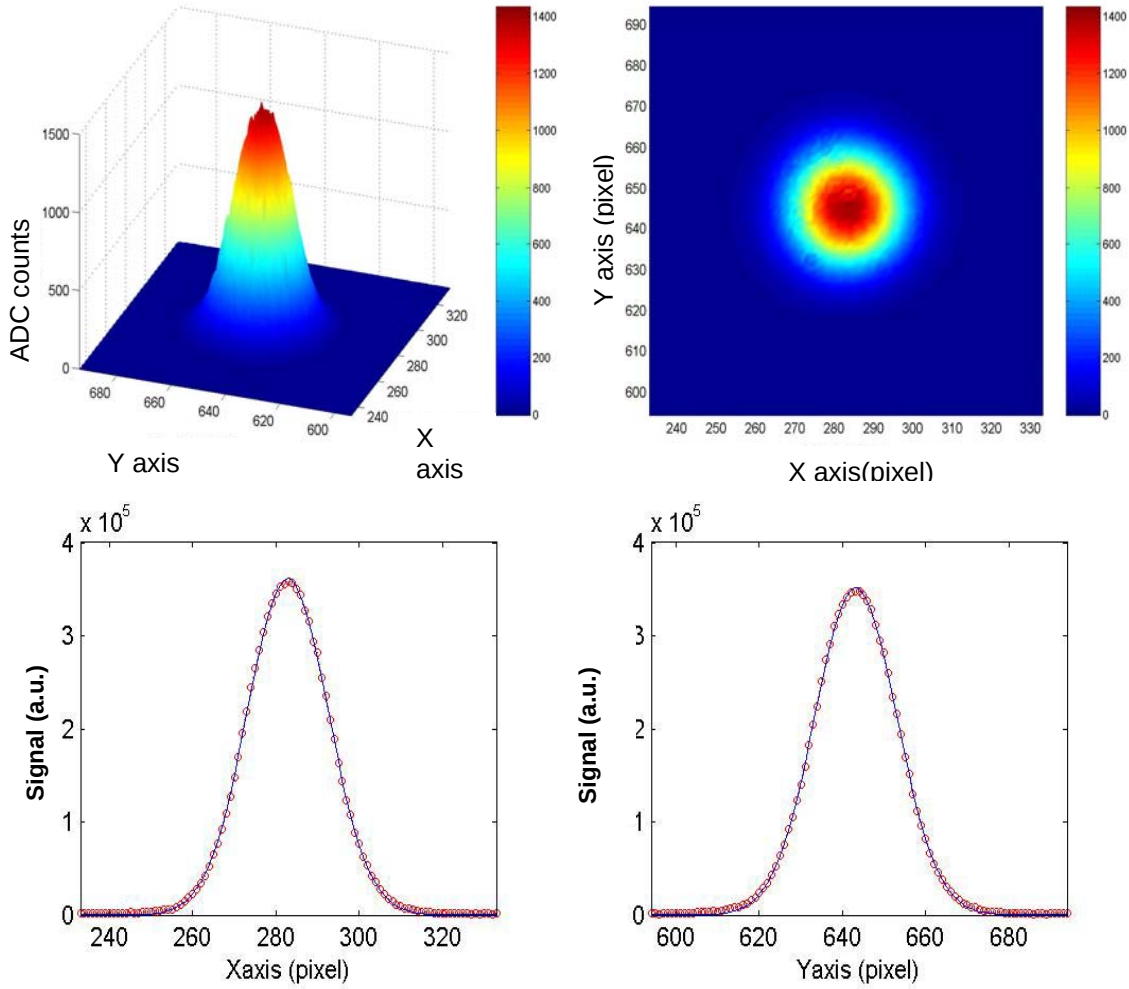


Figura 4. Representación 3D de una mancha del láser de He-Ne, con proyección desde arriba, desde el eje x , así como desde el eje y .

2.2. Resolución intrínseca de reconstrucción

Utilizando un láser de He-Ne se han tomado medidas de estabilidad (toma de datos sucesivas sobre el sensor sin cambiar de posición para ver las fluctuaciones que puedan sufrir los centros del ajuste). Las anchuras de las distribuciones de las posiciones de centros reconstruidos del haz, en x e y , son las resoluciones intrínsecas de reconstrucción. Los valores medidos en las unidades investigadas son inferiores a $1 \mu\text{m}$ en ambas direcciones.

2.3. Estudio de la respuesta

La sensibilidad y uniformidad de la respuesta en los CMOS fue estudiada utilizando una luz blanca uniforme. La curva de respuesta (Figura 5) en cuentas de ADC frente a la irradiación suministrada por la luz blanca muestra un comportamiento lineal en el rango de 600 a 1500 nW/cm^2 , alcanzando la saturación a unos 1500 nW/cm^2 .

En cuanto a la uniformidad (variación de la respuesta píxel a píxel) fue encontrada mejor que el 15 %.

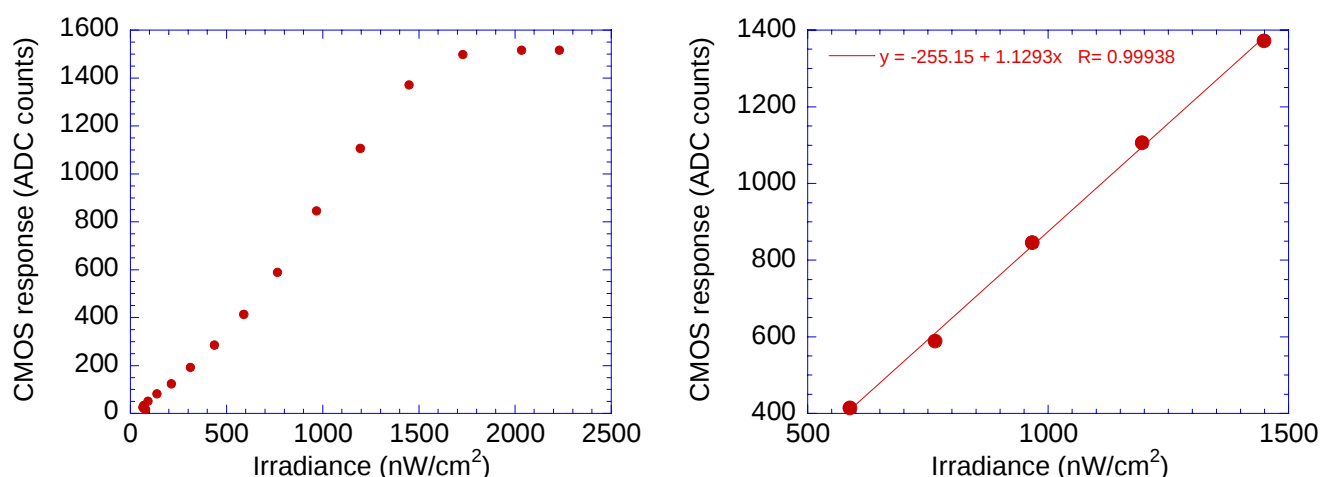


Figura 5. Respuesta de los CMOS frente a la irradiancia. A la izquierda se muestra para todo el rango accesible. A la derecha se restringe sólo al rango de linealidad.

2.4. Medidas de la precisión en la reconstrucción espacial

Utilizando un láser de He-Ne se ha realizado un barrido sobre un área de unos 20×20 mm² del sensor, en desplazamientos de 1 mm, mediante la utilización de dos plataformas motorizadas ($2 \mu\text{m}$ de resolución para cada una) sobre las que se colocó el CMOS.

En cada punto del barrido se reconstruyó el centro de la mancha luminosa y se comparó con la posición nominal de las plataformas.

En un barrido sobre una dirección horizontal (o vertical), los puntos reconstruidos frente a la posición de la plataforma, se encuentran formando una línea recta de pendiente esencialmente la unidad. La anchura de la distribución de residuos, de los correspondientes ajustes lineales, es lo que se denomina precisión de reconstrucción espacial y corresponde al desplazamiento mínimo de la mancha sobre el sensor que éste es capaz de resolver.

Las precisiones medidas en los sensores investigados arrojaron resultados inferiores a los $5 \mu\text{m}$ en ambas direcciones x e y .

2.5. Resistencia a la radiación

Un par de unidades fue sometido a radiación gamma en la unidad NÁYADE (una piscina) del CIEMAT hasta alcanzar una dosis total de 250 Gy (Si) a una tasa de 4.6 ± 0.1 Gy/min a temperatura ambiente. El resultado fue un dramático aumento de la corriente de oscuridad, que pasó de unos 30 pA/cm^2 antes de la irradiación hasta unos $2.1 \mu\text{A/cm}^2$ tras la irradiación, lo que supondría en subsecuentes pruebas un porcentaje de fondo de aproximadamente un 50 %.

3. Los sensores semitransparentes ALMY

Los sensores ALMY son sensores matriciales de tipo semiconductor en cuya construcción se utilizan cuatro láminas delgadas transparentes apiladas que se disponen sobre una lámina soporte de vidrio, de ahí su peculiar propiedad de transparencia. Cada una de esas capas cumple una función ya sea capa de electrodos metálicos en forma de tiras (una capa para verticales y otra para horizontales, quedando las tiras de electrodos de ambas capas ortogonales entre sí), capa de material activo fotosensible (semiconductor) y capa de sustrato (vidrio soporte). El material activo semiconductor es silicio amorfo hidrogenado a-Si:H, siendo éste el que aporta las peculiaridades físicas al sensor. La estructura que queda es un emparedado de electrodos verticales y horizontales entre los que se localiza una lámina muy delgada de semiconductor, yendo dispuesto el conjunto sobre una lámina de vidrio transparente que sirve de soporte (Figura 6). Su estructura global es la de una matriz en dos dimensiones de fotodiodos, que son las unidades básicas de detección del ALMY. Estos fotodiodos (semiconductores sensibles a la luz) aparecen en los cruces entre electrodos verticales y horizontales, al emparedar entre éstos un elemento cuadrado de área de la lámina de material activo (Figura 7), siendo las dimensiones espaciales que definen ese área las que dan la resolución espacial en cada respectiva coordenada (la resolución espacial del sensor, que no así la resolución en la reconstrucción de la gaussiana que es mucho mejor, como se aclarará más adelante).

El tipo de fotodiodos que se utiliza en los ALMY es el diodo semiconductor-metal, conocido como diodo Schottky [8]. Como se sabe un semiconductor es un material con una conductividad eléctrica situada entre los conductores y los aislantes, y cuya resistividad está en el rango de 10^{-2} a $10^9 \Omega\cdot\text{cm}$. Los semiconductores tienen una estructura de bandas, en la que entre la banda de valencia y la de conducción existe un *gap* de energía. Este *gap* debe ser superado tanto por los electrones del semiconductor, en su paso a la banda de conducción, como por los correspondientes huecos, que pasan a la de valencia. Cuando se producen esos pasos se genera una corriente en los electrodos de tiras metálicas. Si el semiconductor opera en oscuridad (es decir, no está iluminado) pueden aparecer corrientes remanentes que se deben al paso de electrones y huecos debido a las condiciones externas de temperatura. La expresión que define esta corriente de oscuridad viene dada por

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (1)$$

donde I es la corriente total que viene expresada en función de la corriente I_0 , de la energía de los electrones liberados eV y de la energía térmica kT . Cuando se ilumina el semiconductor, aparece un campo eléctrico en él que es el que da lugar a que tanto electrones como huecos pasen a las correspondientes bandas dando lugar a la señal de corriente. En este último caso la corriente en oscuridad y la corriente en iluminación quedan sumadas y son las que dan lugar a la corriente final. Para conseguir una corriente de oscuridad uniforme y estable, cada uno de los fotodiodos se somete a un cierto voltaje de polarización, lo que se corresponde a una zona de la curva característica (Figura 8) que mantiene una corriente estable bajo pequeñas fluctuaciones del voltaje, de esta forma la corriente de oscuridad que aparece es un simple fondo constante que sólo desplaza la señal. Esto garantiza que la señal de corriente permanezca proporcional a la cantidad de iluminación (intensidad de luz) recibida por cada fotodiodo.

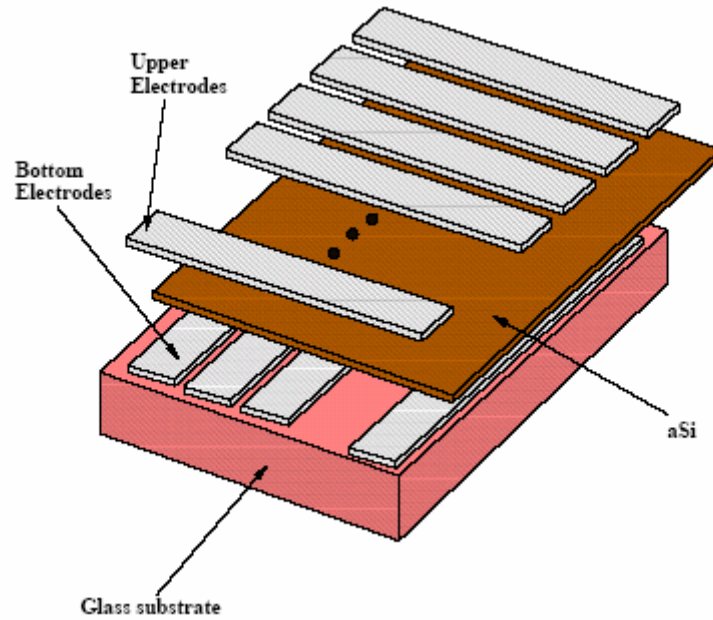


Figura 6. Estructura de capas de un sensor ALMY, donde se muestran las dos capas de electrodos (una para los verticales y otra para los horizontales), y una lámina entre ambas de silicio amorfo hidrogenado $a\text{-Si:H}$. Todo ello va dispuesto sobre un sustrato de vidrio.

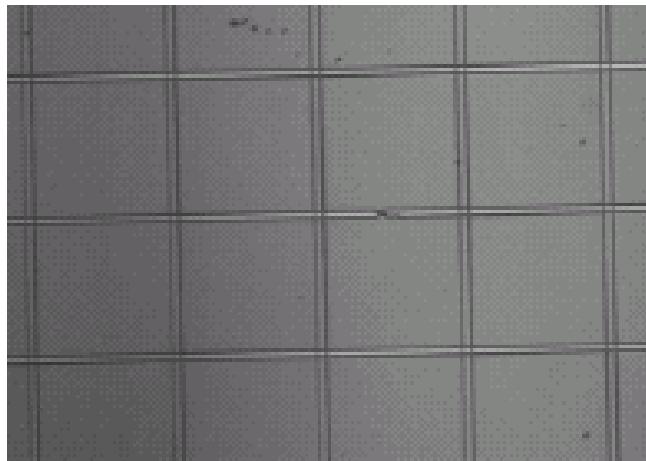


Figura 7. Detalle aumentado de los fotodiodos de un sensor ALMY visto desde arriba. Cada una de las estructuras cuadradas que aparecen es un fotodiodo.

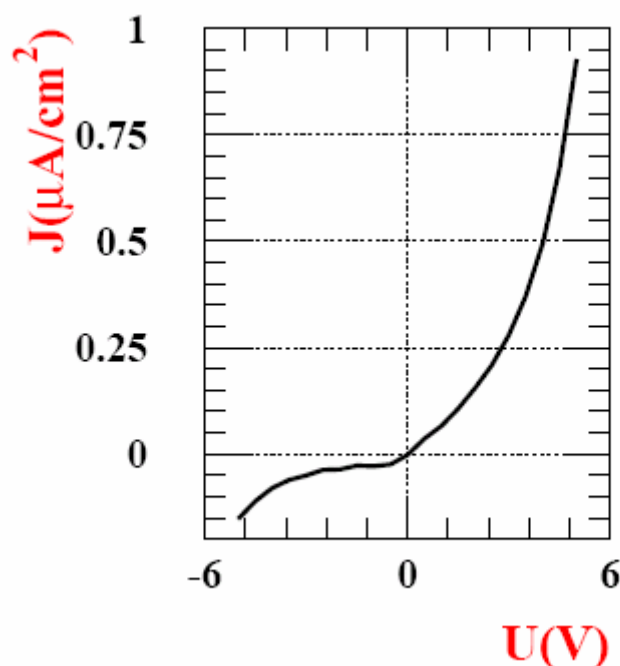


Figura 8. Curva característica I-V de un fotodiodo típico de $a\text{-Si:H}$ en los sensores ALMY: densidad de corriente J en función del voltaje de polarización U .

Al incidir la mancha de luz sobre el sensor la iluminación sólo afecta a los fotodiodos que intercepta, recibiendo cada uno una cierta intensidad de luz. De esta forma cada fotodiodo, por efecto fotoeléctrico, proporciona una corriente proporcional a la intensidad luminosa recibida. El proceso de extracción de la señal en el sensor se realiza electrodo a electrodo, es decir, para cada electrodo (ya sea vertical u horizontal) se suman las corrientes que proporcionan cada uno de sus fotodiodos anexos. Esas señales analógicas de corriente en cada electrodo se extraen del sensor mediante multiplexores, se convierten a voltaje, se amplifican, se digitalizan y el microprocesador se encarga de tratarlas y extraer la información de ellas, es decir, la posición del haz a lo largo del tiempo con una cierta resolución temporal, la cual depende del tiempo característico que tarda en estabilizarse la señal y en realizarse todo el procesado electrónico (siendo de ambos tiempos el de estabilización de la señal el mayor, es éste el que define el tiempo característico final).

Una vez extraída la señal se tiene una representación de cuentas de ADC en función del número (posición) de electrodo horizontal (eje x), y lo correspondiente para los electrodos verticales (eje y). El sensor tiene 64 electrodos horizontales y 64 verticales. La posición de la mancha sobre la superficie del sensor viene dada por los valores medios de los ajustes gaussianos de la representación de los datos de señal frente al eje x y al eje y del sensor (según las 64 corrientes por eje cada una correspondiente a cada electrodo del sensor). Esto es lo que localiza la mancha sobre cada eje en un proceso que se denomina reconstrucción del haz incidente. En este sentido la relación entre el tamaño de la mancha y el del fotodiodo debe ser suficientemente grande, ya que de ello depende la resolución del centroide gaussiano en la reconstrucción (es decir, más o menos puntos de ajuste sobre el perfil gaussiano).

Adicionalmente, en estos ajustes se está considerando que la distribución en intensidad que sigue el haz láser en torno a su eje central es rotacionalmente simétrica (invariante bajo rotaciones de ese eje), y axialmente homogénea (el haz mantiene aproximadamente su misma forma en un desplazamiento axial a lo largo de él), y que esa distribución sigue una forma gaussiana. Además, para que la forma sea rotacionalmente simétrica y axialmente homogénea se precisa una buena perpendicularidad de incidencia, lo cual queda garantizado por las altas distancias láser-ALMY, así como una adecuada colimación del haz mediante un sistema óptico. En la Figura 9 se muestra el proceso de reconstrucción de una mancha de haz según dos posiciones desplazadas una con respecto a la otra, sobre ambos ejes del sensor, x e y .

Un detalle importante sobre la resolución es que estos sensores 2D deben presentar una resolución intrínseca, en x e y , de unos $5\ \mu\text{m}$ (el umbral exigido en CMS), sin embargo tienen un tamaño de fotodiodo de aproximadamente unos $400\ \mu\text{m} \times 400\ \mu\text{m}$. Esto puede parecer una incongruencia, pero en el ajuste gaussiano no se proporcionan posiciones directas sino posiciones a través de los centros de un ajuste que involucra a varios fotodiodos, y como la luz detectada en cada fotodiodo es proporcional a la intensidad incidente, se tiene que la forma de la gaussiana establece en el ajuste unas ligaduras adicionales sobre la resolución en posición de fotodiodo (los $400\ \mu\text{m}$) que garantizan una buena resolución en los centros (centroides) del ajuste gaussiano (de hasta $2\ \mu\text{m}$, como se verá en los ajustes gaussianos realizados). En definitiva, es el procedimiento de reconstrucción del centroide lo que establece la resolución real del ALMY.

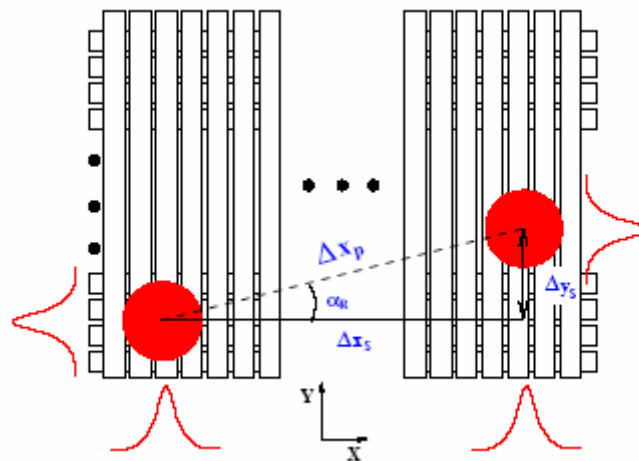


Figura 9. Reconstrucción de dos posiciones de mancha de haz desplazadas sobre ambos ejes del sensor ALMY.

En trabajos previos [9, 10, 11] se llevaron a cabo estudios detallados de sensores ALMY de primera generación, desarrollados por EG&G Optoelectronics. En ellos se tenía una precisión en la reconstrucción de la mancha del haz láser del orden de $5\ \mu\text{m}$, que es un valor bastante bueno. Sin embargo, en ellos aparecían una serie de inconvenientes esenciales. Por un lado, la transmisión de luz en el visible era más baja que un 50 %, haciendo complicada la colocación de más de dos de estos sensores en el camino del haz. Además, las deflexiones medidas superaban los $50\ \mu\text{rad}$ en valor medio, con dispersiones del mismo orden, que impedían cualquier intento de corrección *off-line* y descartaban su utilización. Finalmente, el área de $20 \times 20\ \text{mm}^2$ puede llegar a ser algo pequeña si se pretende que el haz

láser se mantenga dentro la región sensible del sensor, a pesar de los movimientos esperados en CMS, cuando se ponga en funcionamiento el imán.

Estos problemas en los ALMY de primera generación hizo que se propusiera la creación de otra nueva generación de ALMY, desarrollados esta vez en el Instituto de Física Electrónica de la Universidad de Stuttgart [1], y cuyos prototipos son los que se estudiarán en las siguientes secciones.

4. Los sensores semitransparentes ALMY de segunda generación: generalidades

Los nuevos prototipos ALMY fabricados en Stuttgart consisten en matrices que se fabrican sobre un sustrato de vidrio de $30 \times 30 \text{ mm}^2$ de área y espesor de 1 mm. Sobre este sustrato que sirve de soporte se van disponiendo las distintas capas semitransparentes del sensor. La primera capa es de ZnO:Al y tiene un grosor de $\approx 100 \text{ nm}$ estando estructurada en electrodos como pistas paralelas con un ancho de $\approx 408 \text{ }\mu\text{m}$ y una longitud de $30098 \text{ }\mu\text{m}$, mientras que el interespaciado entre bordes de tiras es de $\approx 22 \text{ }\mu\text{m}$. La segunda capa está constituida por el material fotosensible y consiste en una película de a-Si:H con un grosor de unos 300 nm y un área de $27.7 \times 27.7 \text{ mm}^2$. La tercera capa vuelve a ser el sustrato de ZnO:Al de electrodos estructurados en pistas y con el mismo grosor, ancho y longitud de pista que en la primera capa, salvo que ahora éstas se disponen de forma perpendicular a los electrodos de aquella primera capa. Una cuarta capa consiste en estructuras de unión de aluminio con una anchura de $300 \text{ }\mu\text{m}$, grosor de $1 \text{ }\mu\text{m}$ y longitud de $800 \text{ }\mu\text{m}$ depositadas en los bordes de cada una de las tiras de ZnO:Al. En los cruces de tiras perpendiculares entre sí se forman los fotodiodos, que en total son $64 \times 64 = 4096$. Los diodos se polarizan con un voltaje de -2 V , lo que hace que las corrientes de oscuridad (ruido) sean pequeñas y estables desde el punto de vista del fotodiodo, ya que en un entorno de ese voltaje la corriente se mantiene prácticamente constante (Figura 8). En la Tabla 3 se da un resumen de las propiedades genéricas de los ALMY de segunda generación.

Los sensores ALMY tienen un circuito eléctrico equivalente (Figura 10) en el que en cada una de las superposiciones de electrodos perpendiculares se tiene un fotodiodo y, a su vez, cada electrodo extrae la señal de corriente de todos sus fotodiodos anexos a través de una resistencia en paralelo. Todos los electrodos de una capa (paralelos entre sí) se ponen a un mismo potencial $+V$ (*analog bias*), mientras que los de la otra se ponen a masa. La extracción de la señal de corriente en el electrodo se realiza mediante un multiplexado de forma que sobre cada conjunto de 16 electrodos va dispuesto un multiplexor, por lo que en realidad se tienen 4 multiplexores para los electrodos de la primera capa y otros cuatro para los de la tercera. Estos multiplexores se encargan de extraer la información de forma secuenciada de las señales de corriente de cada uno de los electrodos del sensor, y ello a una cierta velocidad. Esta se ha fijado en 1 ms/electrodo , lo que corresponde a 128 ms por cada lectura del conjunto de 128 electrodos del sensor, que es una velocidad apropiada incluso si se promedia sobre varias lecturas del sensor. En la práctica se hace un promedio sobre 8 lecturas del sensor y en ello se tarda aproximadamente un segundo (es decir, una frecuencia de promedio de 1 Hz). Una vez que las señales analógicas de corriente son multiplexadas en 8 canales de salida, se vuelven a multiplexar en dos canales con sendos multiplexores: uno para las tiras horizontales, y otro para las verticales. Las dos corrientes de salida son convertidas a voltaje mediante un convertidor I/V y amplificadas en un factor de 10. Finalmente el microprocesador las digitaliza y las trata mediante un programa que proporciona la información requerida, principalmente de los centroides.

Parámetro de los prototipos	Valor
Material activo semiconductor	a-Si:H
Material de los electrodos (tiras)	ZnO:Al
Total fotodiodos	64×64
Área activa	27.7×27.7 mm ²
Grosor total	1 mm
Grosor electrodos	100 nm
Anchura electrodos	408 μm
Interespaciado electrodos	22 μm
Longitud de electrodos	30098 μm
Grosor lámina de semiconductor	300 nm
Área lámina de semiconductor	27.7×27.7 mm ²
Voltaje de polarización	- 2 V
Relación multiplexor por electrodos	1:16

Tabla 3. Valores de los parámetros característicos estructurales de los sensores ALMY de segunda generación.

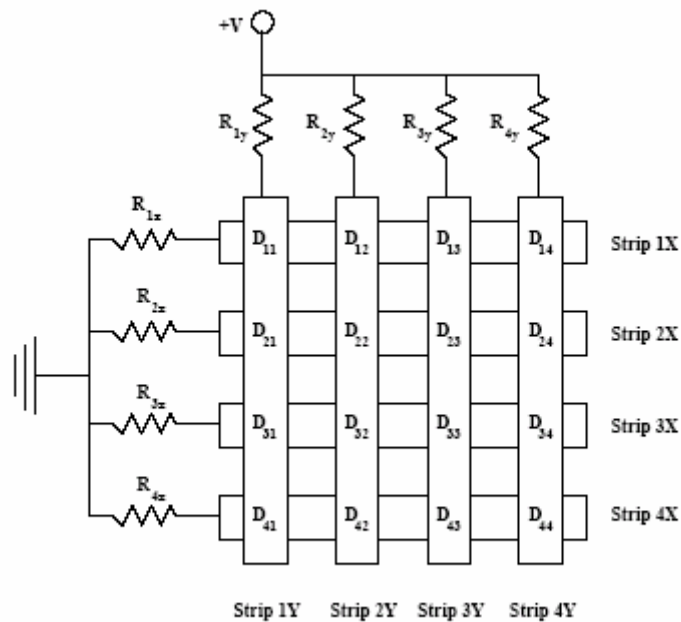


Figura 10. Circuito equivalente simplificado de un sensor ALMY para una matriz de 4x4 fotodiodos. Se muestran la superposición de electrodos para formar los fotodiodos y las resistencias a través de las cuales se extrae la señal de cada electrodo.

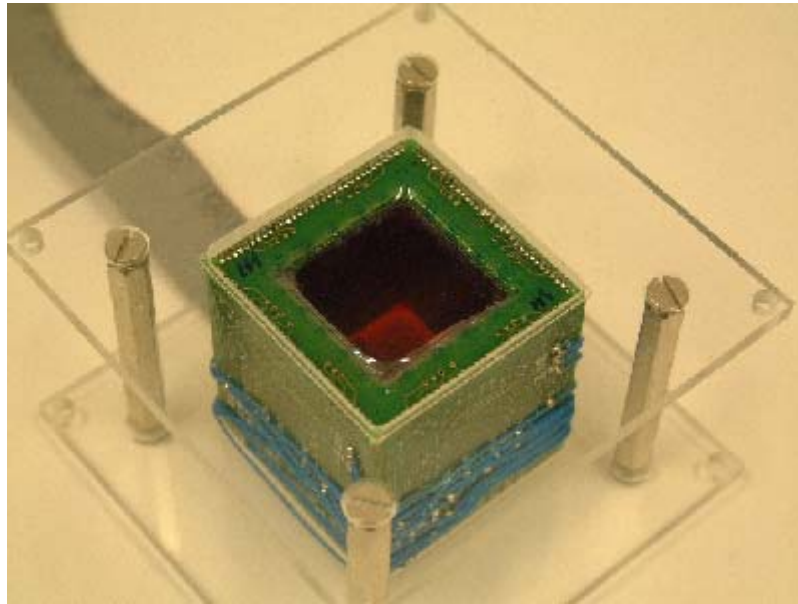


Figura 11. Estructura en caja del sensor ALMY. Por la cara de arriba del cubo se muestra el sensor propiamente dicho, mientras que las otras contienen el sistema de multiplexores anexo. La cara opuesta a la del sensor queda, obviamente, abierta.

La geometría con la que se desarrollará este sensor y su electrónica asociada es la de un cubo (Figura 11). En una de las caras se dispondría el sensor propiamente dicho, mientras que en las dos aristas anexas a los electrodos verticales y horizontales se tendrían unos conectores que transmitirían las corrientes de los electrodos a las caras correspondientes de la caja, en las cuales irían dispuestos los multiplexores. El resto de la electrónica de conversión I/V, amplificación, digitalización, y microprocesado de la señal se extrae de los MABs, donde se ubican estos sensores, mediante cables. Esta geometría compacta se establece por razones de falta de espacio en aquellas zonas de los MABs en la que estos sensores van colocados y, adicionalmente, da rigidez al sensor.

5. Estudios realizados sobre los prototipos ALMY de segunda generación

Para caracterizar la respuesta de los sensores de segunda generación se han tomado seis prototipos de éstos, que se han enumerado como A1, A2, A3, A4, A5 y A6, y se ha estudiado la respuesta que proporcionan en distintas condiciones relevantes para entender su comportamiento cuando operen en el sistema Link. Para ello, se les exige que cumplan con unos ciertos requisitos de funcionamiento. Estos requisitos son: permitir la reconstrucción de la mancha luminosa del haz láser que incide sobre ellos, poseer una resolución intrínseca en la reconstrucción de la posición de la mancha mejor que $5\text{ }\mu\text{m}$, mostrar una homogeneidad de la respuesta en toda la superficie activa mejor que un 20 % y tener una corriente en oscuridad despreciable frente a la señal. Además, la precisión espacial en la reconstrucción de la señal debe ser mejor que $10\text{ }\mu\text{m}$, la deflexión del haz transmitido debe ser, en valor medio y

dispersión, inferior a $10 \mu\text{rad}$ y poseer un poder de la transmisión superior al 70 % en el rango visible del espectro de longitudes de onda. Finalmente, los sensores han de presentar una buena resistencia a la radiación.

Para comprobar que los prototipos satisfacen este conjunto de prestaciones, se han diseñado una serie de pruebas que se analizan con detalle en las secciones siguientes, y que son las que van a indicar la fiabilidad que tienen estos sensores cuando operen dentro de CMS.

6. Comportamiento I-V de los fotodiodos

Para que exista un buen comportamiento eléctrico de los ALMY es necesario que los fotodiodos, como constituyentes básicos de detección del sensor, operen como tales; es decir, que sigan la curva característica I-V propia de un diodo Schottky (constituido por capas metal-semiconductor-metal).

El procedimiento experimental para comprobar los prototipos consiste en someter a los electrodos de un fotodiodo a una cierta tensión y medir la corriente que el fotodiodo suministra. El barrido en tensiones da la curva característica I-V. En la Figura 12 se proporciona la respuesta I-V para un fotodiodo Schottky del prototipo A1. En ella se muestran las curvas características de este tipo de fotodiodo cuando opera tanto en oscuridad como a una cierta iluminación arbitraria. Cuando el fotodiodo es defectuoso a causa de algún cortocircuito entre los electrodos metálicos que se adosan al semiconductor, el comportamiento de éste se vuelve puramente resistivo. En este caso se tiene una curva I-V lineal, según se aprecia en la Figura 13, donde su pendiente se corresponde con el valor inverso de la resistencia del contacto que causa el cortocircuito.

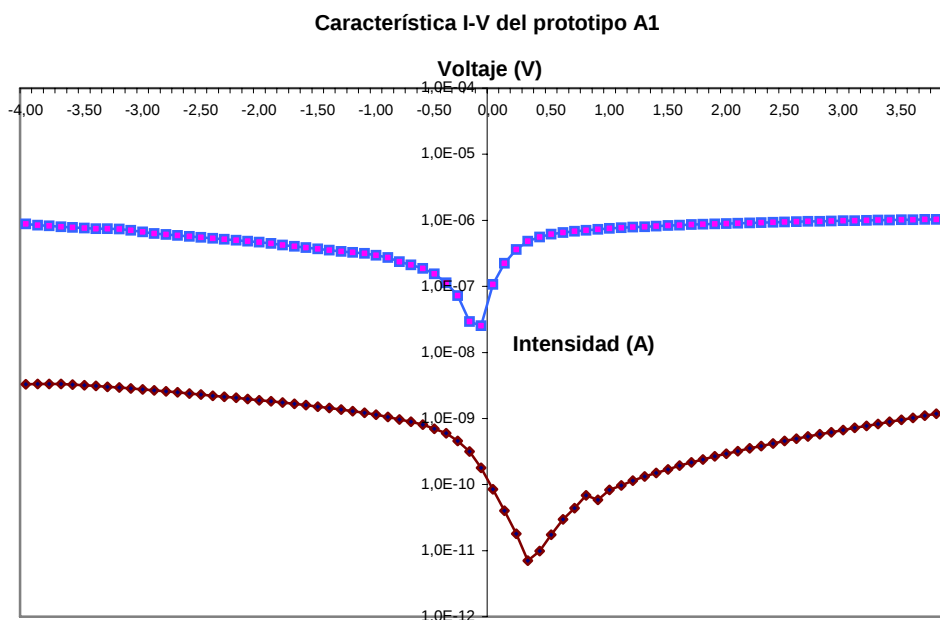


Figura 12. Característica I-V de un fotodiodo Schottky (el de electrodo horizontal 1 y vertical 1) del prototipo A1. Se da la curva en oscuridad (línea roja) y la misma curva bajo una cierta iluminación arbitraria (línea azul).

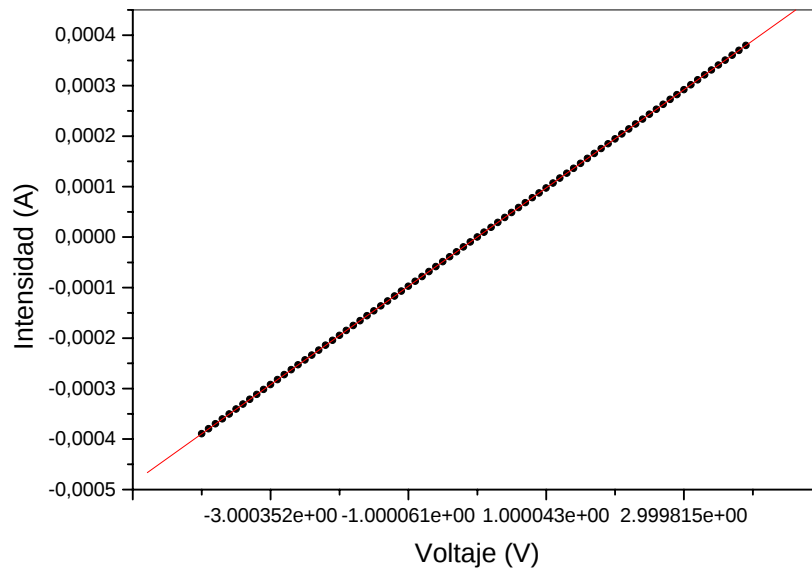


Figura 13. Curva característica I-V para un fotodiodo en cortocircuito (saturación) para el prototipo A1. La pendiente es el valor inverso de la resistencia de contacto. De la curva se tiene que $R = 1.027 \cdot 10^5 \Omega$.

7. Control de calidad eléctrica. Defectos en fotodiodos y en electrodos. Criterios de aceptación

Tanto en el comportamiento de los fotodiodos como en el de los electrodos que integran los ALMY pueden aparecer una serie de defectos, los cuales son capaces de alterar la reconstrucción de la gaussiana del haz incidente, haciendo así difícil la obtención de la posición del haz. Para detectar estos defectos se ilumina toda la extensión del sensor con luz blanca, lo más uniforme posible, y se extraen las corrientes de cada uno de los electrodos con un sistema electrónico. En la Figura 14 se muestra una prueba típica de control de calidad que en este caso es la correspondiente al sensor A1. En ella se ven una serie de electrodos normales (respuesta correcta) que se sitúan a un nivel de unas 170 cuentas de ADC, correspondientes a la iluminación aplicada. Por otro lado aparecen tres regiones de cuentas de ADC (en torno a 0, 400 y 1000 cuentas de ADC) donde quedan destacados los electrodos defectuosos. Enmarcándolos con círculos y notándolos con letras, se ha tomado una muestra de electrodos para resaltar el diferente comportamiento de las distintas regiones. Y es que cada región se compone de electrodos defectuosos con un defecto común. Así, se puede indicar que existen tres tipos de defectos diferentes:

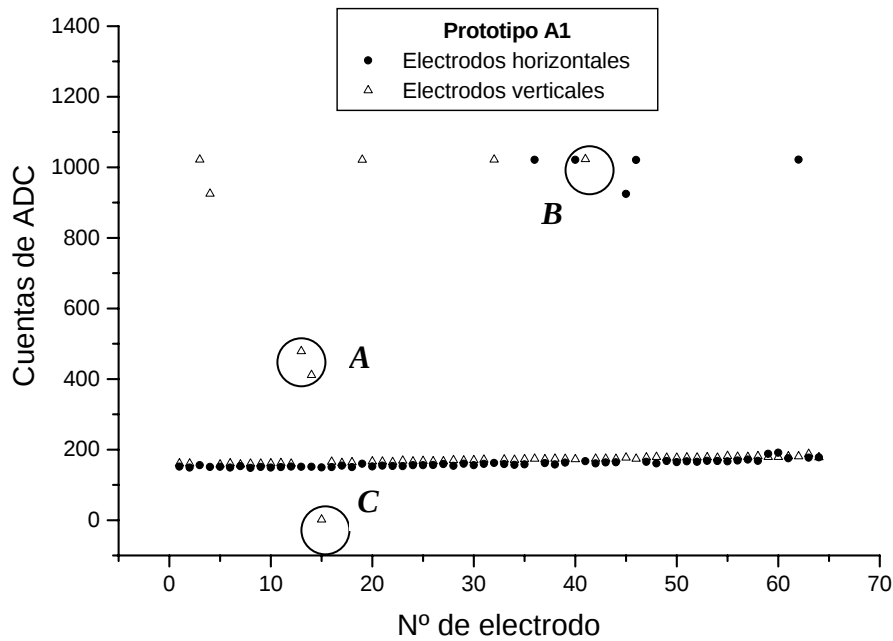


Figura 14. Prueba de calidad eléctrica del prototipo A1, donde se ilumina homogéneamente toda la extensión del sensor hasta un nivel de unas 170 cuentas de ADC. En esta prueba se observan tres tipos diferentes de defectos, de los que se toman algunos ejemplos recubriéndolos con círculos y notándolos como A, B y C.

Conexión entre varios electrodos paralelos consecutivos. Cuando dos o más electrodos consecutivos paralelos, ya sean horizontales o verticales, están eléctricamente conectados la corriente que proporciona cada uno de ellos es la suma de las que proporcionarían entre ellos caso de no estar conectados. En la Figura 14 poseen este tipo de defecto los dos electrodos consecutivos notados como A, para los que las cuentas de ADC que proporcionan es aproximadamente el doble de las que da la señal de fondo (caso de dos electrodos paralelos conectados). El efecto sobre la señal de estos defectos es deformar localmente la forma del haz incidente, por lo que la gaussiana puede ser difícil de reconstruir.

Cortocircuito entre electrodos perpendiculares. En ciertos fotodiodos aislados se ha observado que las corrientes son excesivamente altas como consecuencia de un cortocircuito entre dos electrodos perpendiculares (electrodos a diferente potencial) que hacen que la corriente en ellos aumente hasta la saturación. En este caso, como se ha observado mediante la prueba de curvas I-V, el cortocircuito hace que desaparezca el comportamiento de fotodiodo quedando un comportamiento puramente resistivo donde el valor correspondiente de la resistencia es muy alto (Figura 13). Esto último se explica como un contacto de cortocircuito de muy poca área transversal según la expresión $R = \rho L/A$, con R la resistencia, ρ la resistividad del contacto, L la longitud de los electrodos y A el área transversal del contacto. En la Figura 14 todos los electrodos que poseen unas 1000 cuentas de ADC ($\approx 3.7 \mu A$) muestran un defecto de saturación. De entre ellos, y por caracterización, se han tomado dos y se han notado con B.

Circuito abierto. Puede darse que alguna parte del circuito que se constituye por cada par de electrodos perpendiculares entre sí, y que se cierra para extraer la corriente de ellos, quede abierta. De esta forma, los electrodos en los que aparece este problema no dan corriente. Un electrodo defectuoso de este tipo aparece en la Figura 14, notado con **C**.

Las causas estructurales de esos defectos se deben a deposición de partículas metálicas a través de las cuales se establecen los contactos, o a problemas en los recubrimientos de los bordes de los electrodos. En la Tabla 4 se da un resumen clasificado de los electrodos defectuosos y normales que aparecen en cada uno de los prototipos de sensores ALMY estudiados. Se emplea la palabra “Fila” para denotar los electrodos horizontales y “Columna” para los verticales.

Prototipo	Filas sin corriente	Columnas sin corriente	Filas saturadas	Columnas saturadas
A1	0	1	5	5
A2	0	0	2	1
A3	1	0	10	9
A4	0	0	14	15
A5	0	0	11	9
A6	0	0	5	8

Prototipo	Filas con doble corriente	Columnas con doble corriente	Filas normales	Columnas normales
A1	0	2	59	56
A2	4	6	56	57
A3	3	6	49	48
A4	3	2	47	46
A5	6	5	47	48
A6	4	4	55	52

Tabla 4. Clasificación de los defectos por tipos para los distintos prototipos de sensores ALMY estudiados.

Este estudio permite establecer los criterios de aceptación/rechazo de las unidades que se construyan para su utilización en el sistema de alineamiento Link en CMS.

Los defectos de tipo **B** (saturación) y de tipo **C** (señal nula) no imposibilitan, en general, la buena reconstrucción gaussiana de la mancha luminosa. Basta con ignorar en el ajuste tales electrodos. Dado que para los ajustes gaussianos se utilizan las corrientes medidas en el conjunto de electrodos constituidos por el electrodo de máxima señal, y por los siete que

le preceden y los siete que le siguen, sería suficiente exigir una separación mínima de 15 electrodos entre cada dos defectuosos consecutivos para la aceptación del sensor.

Dada la buena calidad de los haces luminosos de los láseres actuales, es posible reconstruir la mancha luminosa con buena precisión ($\approx 3 \mu\text{m}$) incluso en aquellos casos en que el defecto se encuentre en el lugar que debería ocupar el electrodo de máxima corriente de salida.

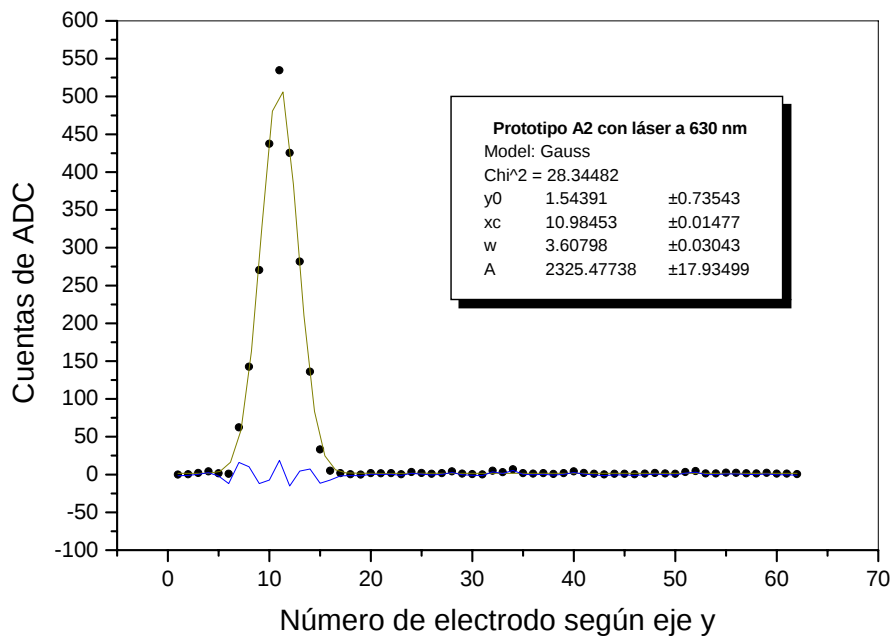
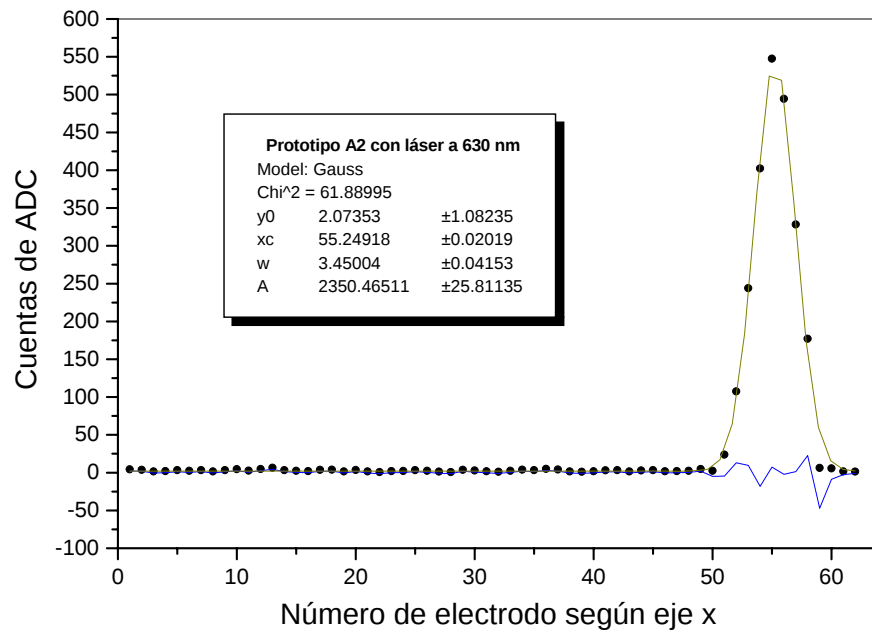
Los defectos de tipo A (dos o más electodos consecutivos conectados) no son aceptables cualquiera que sea la posición que ocupen con respecto al máximo de iluminación de la mancha luminosa. Los sensores que presenten algún defecto de este tipo sencillamente deben ser rechazados.

8. Reconstrucción de la señal, medidas de estabilidad y de la resolución intrínseca

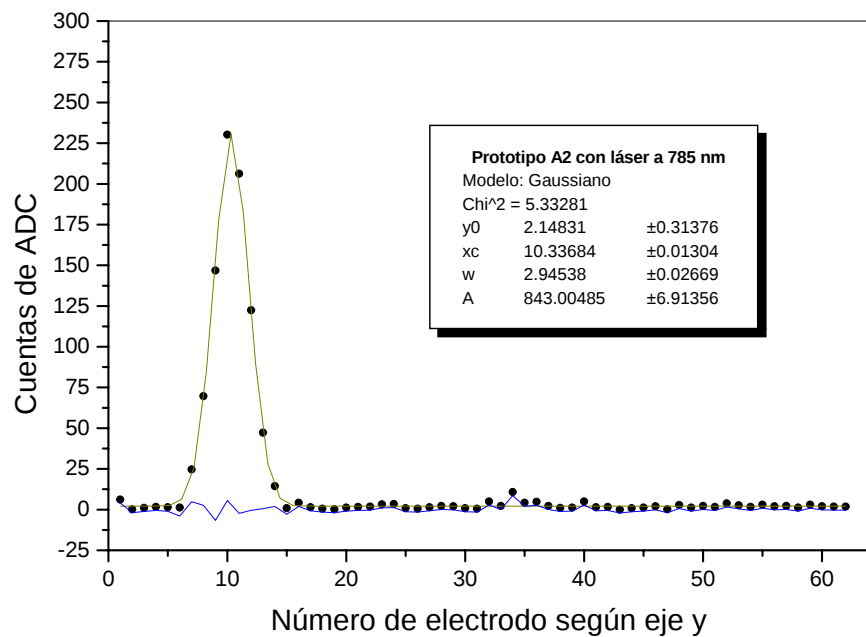
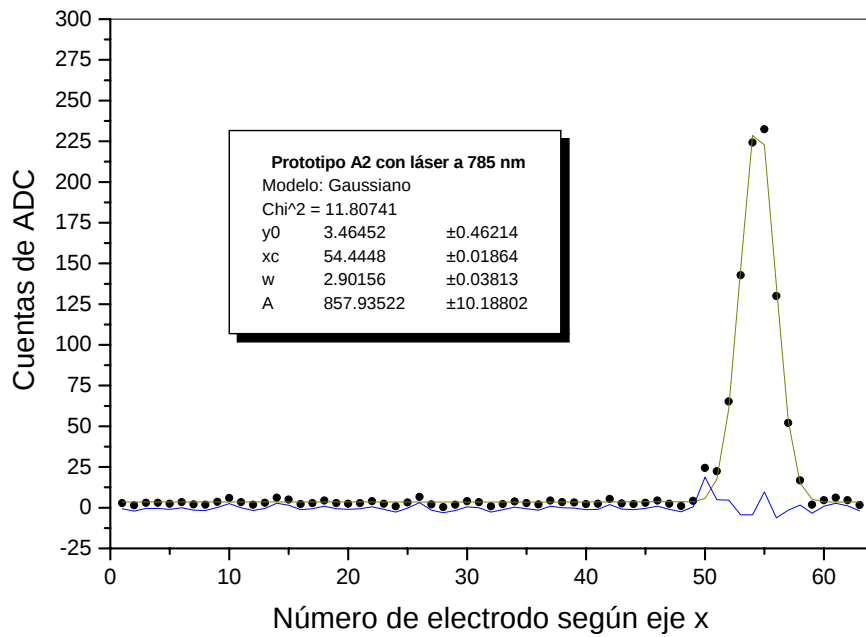
El objetivo de estas pruebas es comprobar si el sensor en estudio permite reconstruir la posición de los centroides para el haz láser incidente y medir su resolución intrínseca. Para ello se han utilizado distintos láseres, con perfil de haz gaussiano, y distintos prototipos de ALMY, ambos dispuestos sobre un banco óptico de granito donde se permita la incidencia del haz láser sobre diferentes zonas del área activa del sensor.

Para determinar la calidad de los perfiles de haz láser en los prototipos en estudio, se toma una zona del sensor que carezca completamente de defectos eléctricos, y sobre ella se hace incidir el haz. A partir de las corrientes en los electrodos de los ejes x e y se realiza el ajuste gaussiano sobre ambos ejes (proyecciones), valorando a partir de los parámetros de ajuste obtenidos la calidad de éste. En las Figuras 15 y 16 se muestran las proyecciones de ajuste para los dos ejes utilizando el sensor A2 y empleando un diodo láser que opera a 630 nm. En las Figuras 17 y 18 se muestran las proyecciones de ajuste para los dos ejes utilizando el sensor A2 y empleando un diodo láser de 785 nm. Finalmente, en las Figuras 19 y 20 se muestran las mismas proyecciones usando el mismo sensor pero con un láser de He-Ne. Por un lado, el hecho de que para todos los láseres analizados los valores de los parámetros de ajuste anchura total w (FWHM) y área A , sean muy parecidos en sus proyecciones x e y indica la buena simetría rotacional de los haces. Por otro lado, es evidente de las figuras la prácticamente ausencia de ruido. Finalmente, los ajustes gaussianos obtenidos para los datos experimentales son bastante buenos como se demuestra del bajo valor obtenido para el parámetro chi-cuadrado. Concluyendo, de estas pruebas se tiene que las señales mostradas son apropiadas para reconstruir el centro de la mancha luminosa.

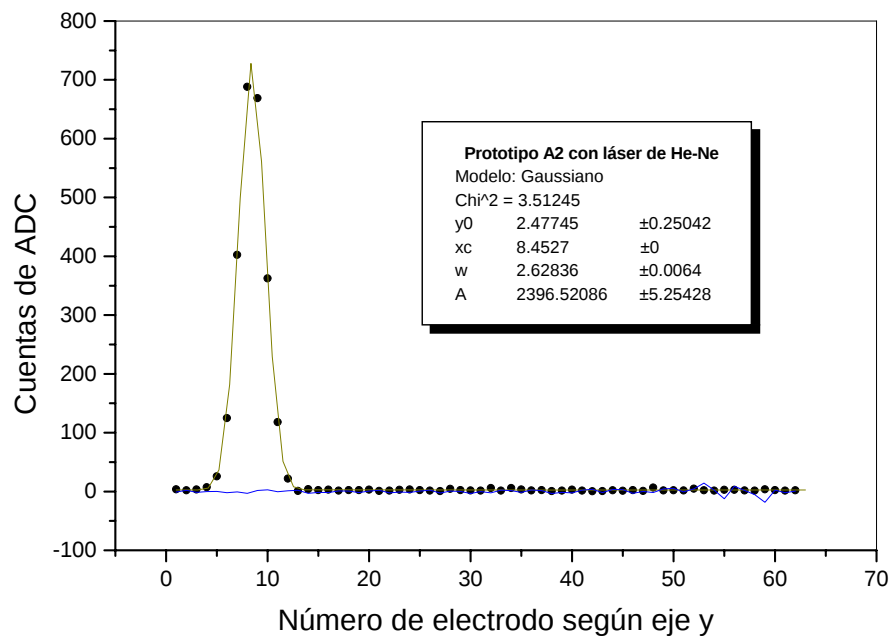
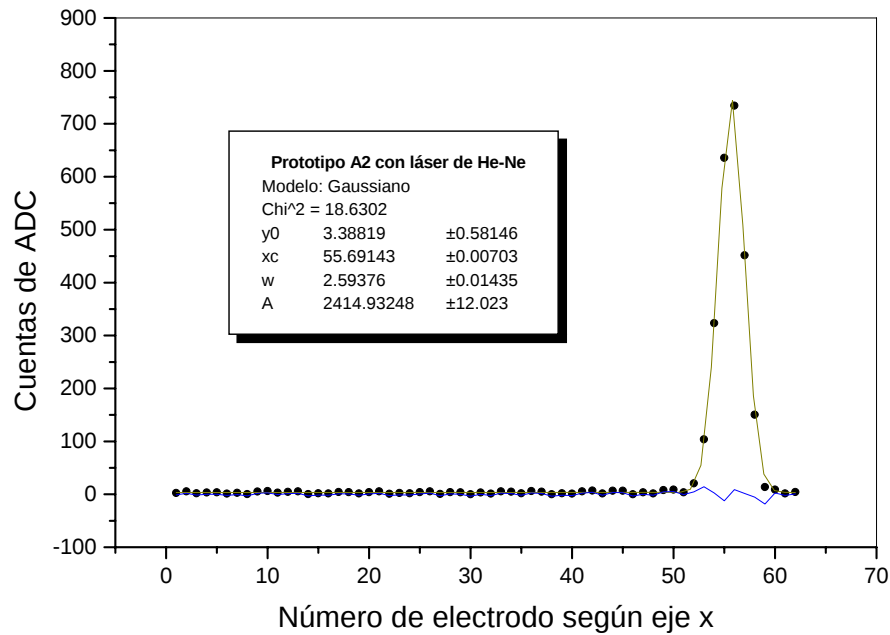
Las medidas de estabilidad se realizan para extraer la resolución intrínseca de cada uno de los sensores a estudio. El dispositivo experimental utilizado ha consistido en un banco óptico sobre el que se ha dispuesto el prototipo, así como el láser con su haz incidiendo perpendicularmente sobre éste. Para esta prueba se han tomado datos con el haz láser incidiendo continuamente sobre la misma área activa del sensor. Los láseres empleados han sido un diodo de 630 nm y un He-Ne (632.8 nm), mientras que los prototipos estudiados son los A1 y A2. Las desviaciones estándar de los puntos reconstruidos para cuatro medidas, cada una con 50 datos y con un paso temporal entre dato y dato de 12 s, se muestran en la Tabla 5.



Figuras 15 y 16. Representación de ajustes gaussianos sobre x e y para la posición del haz sobre el prototipo A2 y con un láser del diodo de 630 nm. Los puntos son las cuentas ADC de cada uno de los 64 electrodos ya sea del eje x ó del y. La línea amarilla es el ajuste gaussiano, del que se dan los parámetros. La línea azul son los residuos del ajuste correspondiente.



Figuras 17 y 18. Representación de ajustes gaussianos sobre x e y para la posición del haz sobre el prototipo A2 y con un láser del diodo de 785 nm. Los puntos son las cuentas ADC de cada uno de los 64 electrodos ya sea del eje x ó del y . La línea amarilla es el ajuste gaussiano, del que se dan los parámetros. La línea azul son los residuos del ajuste correspondiente.



Figuras 19 y 20. Representación de ajustes gaussianos sobre x e y para la posición del haz sobre el prototipo A2 y con un láser de He-Ne. Los puntos son las cuentas ADC de cada uno de los 64 electrodos ya sea del eje x ó del y . La línea amarilla es el ajuste gaussiano, del que se dan los parámetros. La línea azul son los residuos del ajuste correspondiente.

	<i>Medida N° 1</i>		<i>Medida N° 2</i>		<i>Medida N° 3</i>		<i>Medida N° 4</i>	
Prototipo / Láser	$\Delta\sigma_x$ (μm)	$\Delta\sigma_y$ (μm)	$\Delta\sigma_x$ (μm)	$\Delta\sigma_x$ (μm)	$\Delta\sigma_y$ (μm)	$\Delta\sigma_y$ (μm)	$\Delta\sigma_x$ (μm)	$\Delta\sigma_y$ (μm)
A1 / 630 nm	2.3	2.5	2.3	2.0	2.4	2.6	2.0	2.1
A1 / He-Ne	2.2	1.3	2.1	1.3	1.6	1.6	2.4	1.2
A2 / 630 nm	2.4	2.1	2.1	1.6	2.2	1.6	2.1	1.7
A2 / He-Ne	2.1	2.1	1.6	2.0	1.9	1.8	1.5	1.6

Tabla 5. Resumen de los resultados de estabilidad para los prototipos A1 y A2, y los láseres usados en cuatro medidas haciendo estadística sobre 50 datos en cada medida y para cada eje x e y . Entre dato y dato se deja un lapso de tiempo de 12 s.

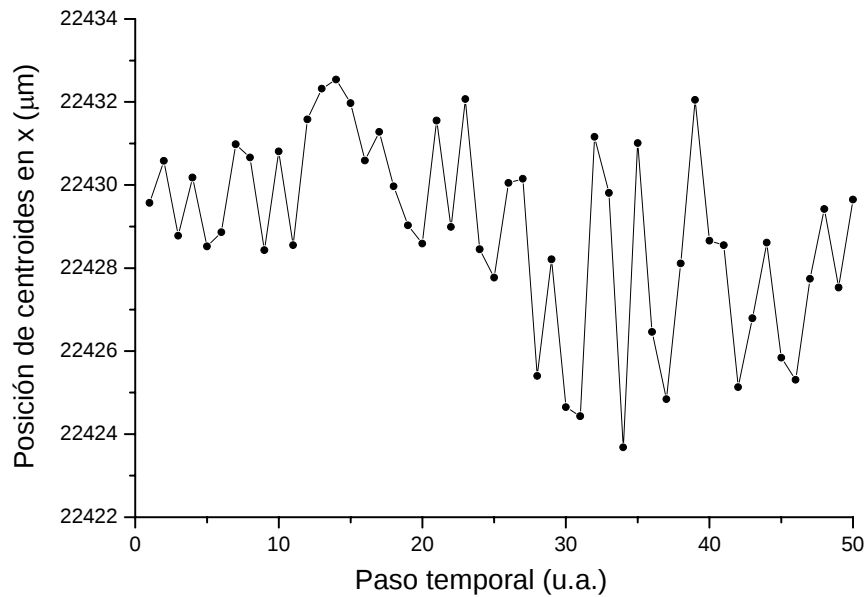


Figura 21. Prueba de estabilidad de 50 centroides en eje x obtenidos de un ajuste gaussiano para el prototipo A1 operando con el láser de diodo de 630 nm.

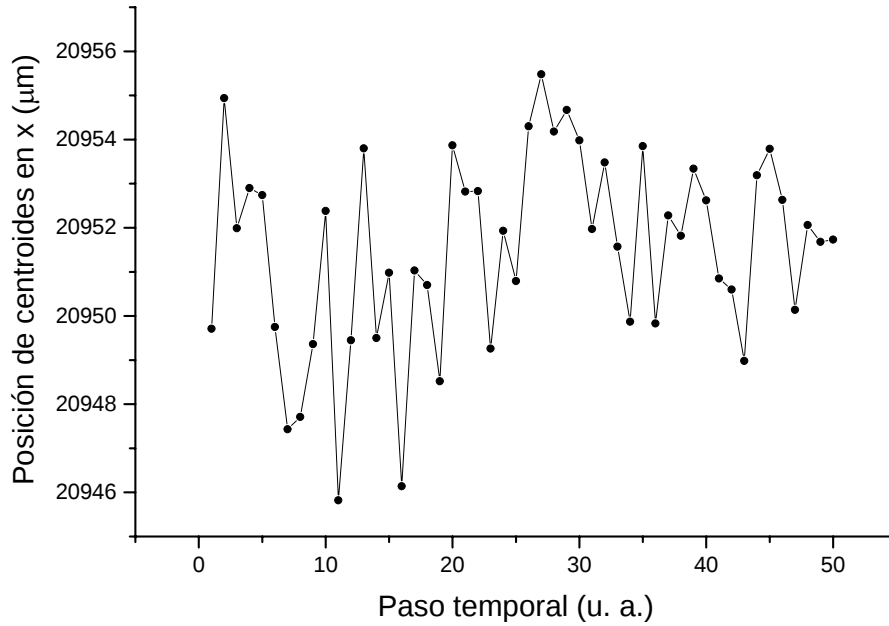


Figura 22. Prueba de estabilidad de 50 centroides en eje x obtenidos de un ajuste gaussiano para el prototipo A1 operando con el láser de He-Ne.

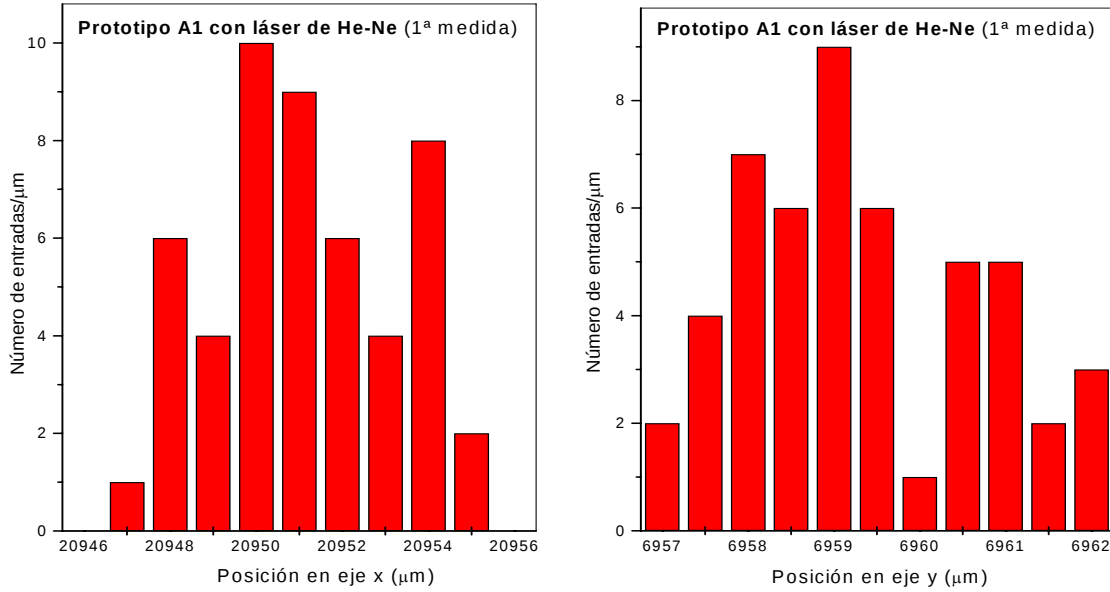
La secuencia temporal de reconstrucción de puntos de algunas de estas medidas se muestran en las Figuras 21 y 22. En esas figuras se muestra que existe completa aleatoriedad en las desviaciones. Adicionalmente se ve en la Tabla 5 que no existen fluctuaciones excesivas, según los valores obtenidos para las desviaciones estándar, lo que garantiza que las medidas son estables. En las Figuras 23 y 24 se representan sendos histogramas, según los ejes x e y, de una medida con 50 datos de estabilidad para el prototipo A1, utilizando el láser de He-Ne.

Los valores medios encontrados para las resoluciones intrínsecas de los sensores A1 y A2 son σ_x (A1) = 2.2 μm ; σ_y (A1) = 1.8 μm ; σ_x (A2) = 2.0 μm ; σ_y (A2) = 1.8 μm , que son muy satisfactorios.

9. Sensibilidad y uniformidad de la respuesta. Medida de la corriente de oscuridad

Para la medida de la sensibilidad (respuesta a una iluminación dada) y de la homogeneidad de la respuesta sobre el área activa del sensor se dispone de luz blanca proveniente de una lámpara halógena montada en el foco de un reflector dicróico y acoplada a un difusor con la que se ilumina uniformemente toda la superficie activa del sensor. La distancia del difusor al ALMY era de unos 1.5 m. La irradiancia de la lámpara se controló con una célula fotovoltaica de silicio cristalino. La célula fue previamente calibrada para convertir la corriente inducida I (mA) en irradiancia (mW/cm^2). La calibración tiene un ajuste lineal dado por la expresión [12]

$$E (\text{mW}/\text{cm}^2) = (6.02 \pm 0.01) \cdot I (\text{mA}) + (-0.03 \pm 0.08) \quad (2)$$



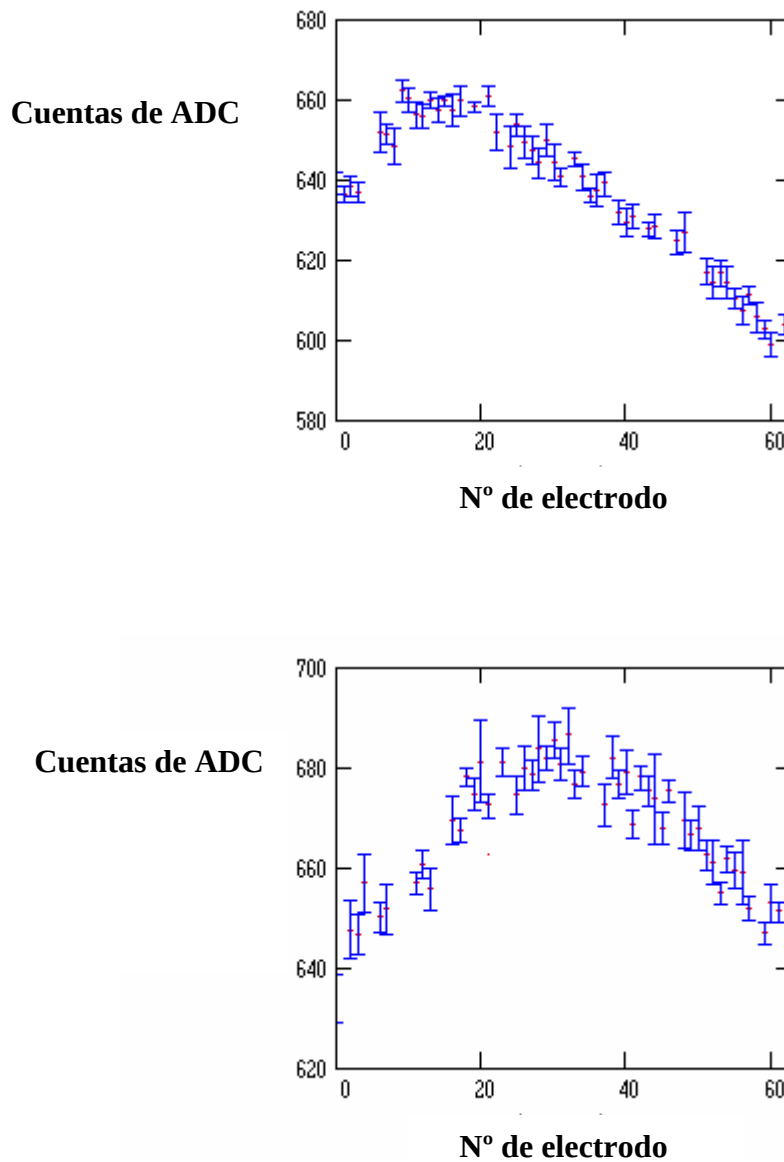
Figuras 23 y 24. Histogramas de la primera medida de estabilidad con 50 datos para el prototipo A1 con láser de He-Ne.

Con esta expresión de calibración del sistema célula-lámpara basta con tener la corriente que suministra la célula cuando ésta se coloca en la posición del sensor, según el dispositivo experimental indicado, para evaluar la irradiancia E a la que se somete el sensor cuando éste es colocado en la misma posición que ocupaba la célula.

De las medidas se obtiene una corriente en célula de $I = 0.22 \text{ mA}$, equivalente (2) a una irradiancia de $E = 1.32 \text{ mW/cm}^2$, y con la que se puede evaluar la potencia luminosa media aplicada a cada uno de los fotodiodos. Para esto, basta con tomar de la Tabla 3 el valor de área de cada fotodiodo, que es de $408 \times 408 \mu\text{m}^2$, y con ello se obtiene un valor medio de la potencia recibida por fotodiodo de $\langle P_{\text{fotodiodo}} \rangle = 2.2 \mu\text{W}$.

Iluminando cada sensor estudiado con esa irradiancia se ha obtenido información de las cuentas de ADC que suministran el conjunto de electrodos tanto verticales como horizontales para cada uno de ellos. Para poder obtener información en forma de corriente, según la electrónica con la que se realizó la medida, se tiene la equivalencia siguiente 1 cuenta de ADC $\equiv 3.7 \text{ nA}$. Los datos de cuentas de ADC obtenidos se tienen para dos grupos: los electrodos verticales y los horizontales. Como se tienen 64 electrodos horizontales y 64 electrodos verticales basta con dividir los resultados para cada uno de los dos conjuntos de electrodos por 64 para obtener un promedio de las cuentas de ADC por electrodo para cada eje x e y . Con las cuentas de ADC obtenidas se puede llegar a la corriente correspondiente utilizando la equivalencia anterior.

Para ilustrar los resultados, se dan de forma gráfica en las Figuras 25 y 26 la respuesta a la luz blanca del prototipo A3 para los electrodos x e y , respectivamente. La máxima diferencia en respuesta se encuentra en los electrodos x , que para este sensor se aproxima a un 10 %. Nótese que para este estudio han sido descartadas las señales de los electrodos anómalos (sin respuesta, en saturación o en interconexión).



Figuras 25 y 26. Representación de la respuesta (cuentas de ADC), para el prototipo A3, a una luz blanca uniforme frente al número de electrodo tanto en x como en y .

En la Tabla 6 se muestran los resultados que se han encontrado en el estudio de los prototipos A1, A3 y A4. Las cantidades que aparecen (R) corresponden a la respuesta media por electrodo (en cuentas de ADC) para los ejes x e y . El error que acompaña a cada cantidad es la desviación estándar correspondiente a la media calculada, y que cuantifica, en promedio, la uniformidad de la respuesta. Como se observa las desviaciones se encuentran, en media, por debajo del 10 %.

En términos de corrientes inducidas por la irradiancia aplicada por fotodiodo, los resultados obtenidos se muestran en la Tabla 7. La respuesta es compatible para los tres prototipos entre sí y muestra de nuevo una no uniformidad diodo a diodo inferior al 10 %.

Parámetro	Prototipo A1	Prototipo A3	Prototipo A4
< R por electrodo x >	674.8 ± 10.1	636.9 ± 19.2	651.8 ± 15.6
< R por electrodo y >	683.1 ± 19.3	667.7 ± 12.5	679.9 ± 19.0

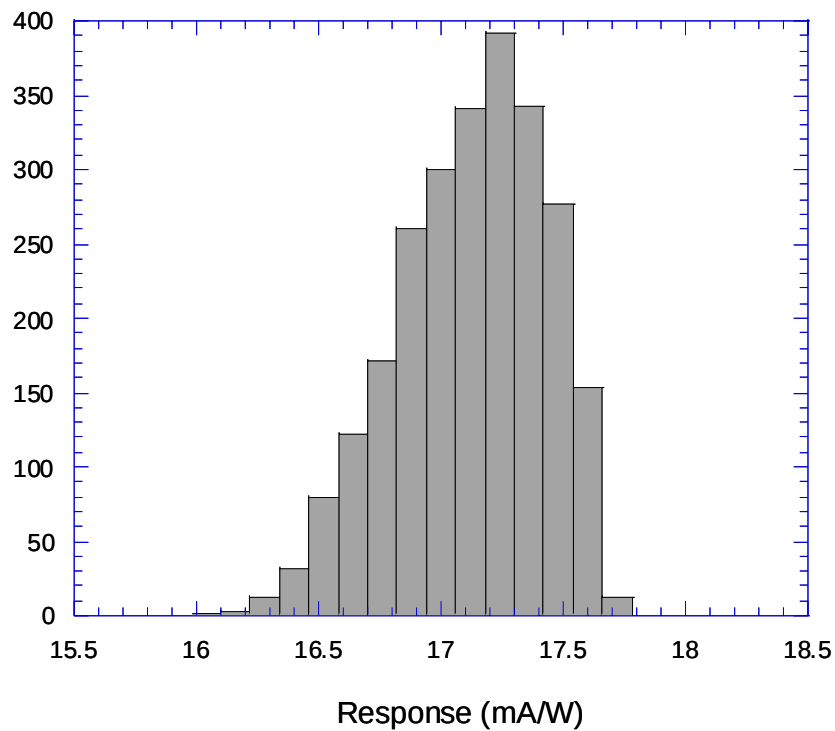
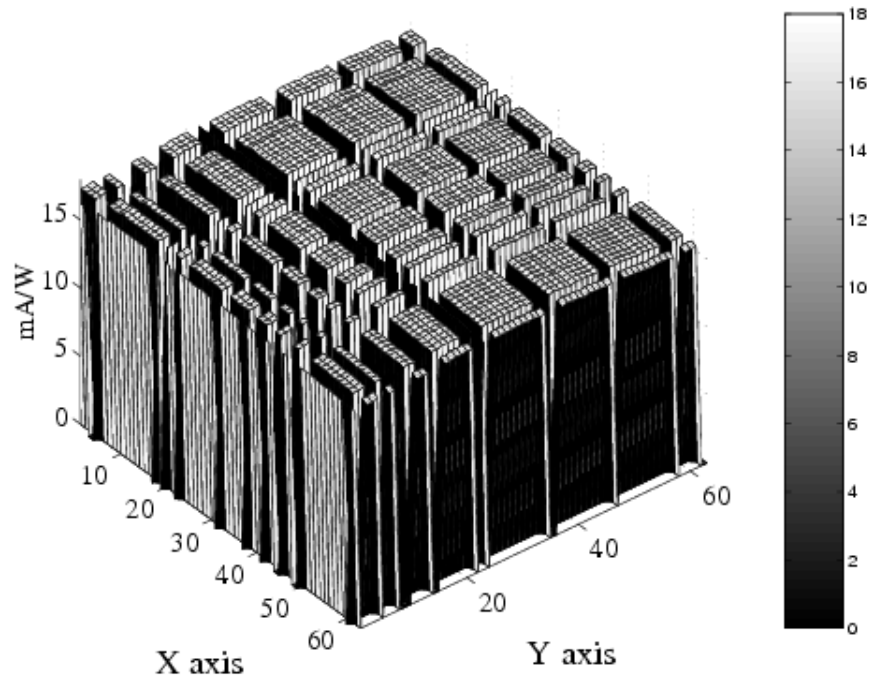
Tabla 6. Valores de los parámetros de respuesta media (en cuentas de ADC) por electrodo para los tres prototipos A1, A3 y A4.

Prototipo	<Respuesta (mA/W)>	RMS (mA/W)
A1	17.81	0.30
A3	17.12	0.30
A4	17.48	0.32

Tabla 7. Valores de la corrientes inducidas por fotodiodo y sus errores correspondientes.

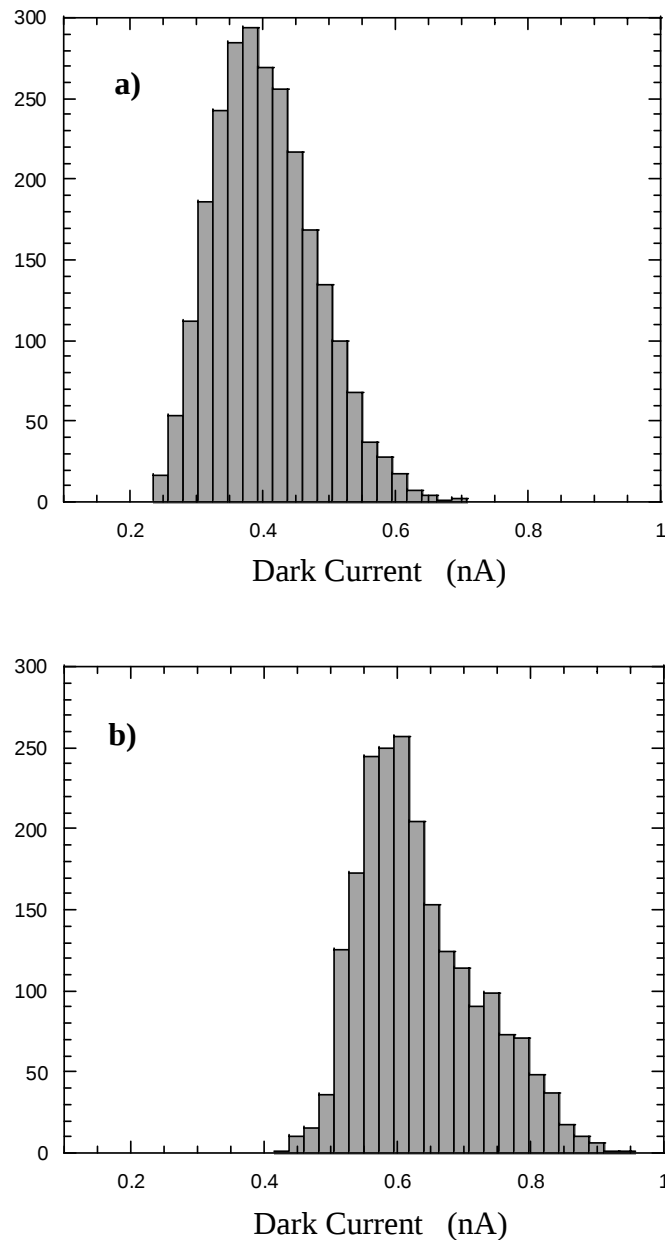
De forma gráfica, y como ejemplo, se muestra en la Figura 27 la respuesta de los diodos del sensor A3 a la intensidad de la luz blanca ya mencionada, en función de la posición en el sensor. En ella pueden observarse con claridad los electrodos que han sido eliminados en el análisis de este sensor en particular.

La distribución de las respuestas de los diodos que aparecen en la Figura 27 es mostrada en la Figura 28, cuyo valor medio y dispersión corresponden a los que aparecen en la Tabla 7 para el prototipo A3.



Figuras 27 y 28. Arriba, respuesta de los diodos del prototipo A3 a una luz blanca uniforme como función de su localización sobre el sensor. Abajo distribución de la respuesta del prototipo A3 a una luz blanca uniforme.

La corriente de oscuridad se ha medido en los sensores A3 y A4. Para ello se han leído los sensores, como se realizó en las pruebas de estabilidad, pero en ausencia total de luz. Los resultados se dan en las Figuras 29 y 30, para los sensores A3 y A4, respectivamente, en forma de las distribuciones de corrientes medias generadas por diodo. Los valores medios y anchuras de las distribuciones son de 0.40 ± 0.08 nA para el sensor A3 y de 0.63 ± 0.09 nA para el sensor A4, valores suficientemente bajos en comparación con los valores de respuesta (Tabla 7) esperados para potencias de iluminación usuales.



Figuras 29 y 30. Distribución de la corriente de oscuridad en diodos de los prototipos A3 (arriba) y A4 (abajo).

10. Linealidad y medida de la precisión en la reconstrucción espacial

Las medidas de linealidad muestran la capacidad del sensor para reconstruir desplazamientos de la mancha de luz, lo cual también define el mínimo desplazamiento que el sensor puede resolver (resolución espacial). El dispositivo experimental utilizado para los estudios de linealidad, que es el mismo que se emplea en los de deflexión, aparece esquematizado en la Figura 31. El ALMY a estudiar (de test) es adosado a dos plataformas motorizadas, con una resolución de movimiento para cada una de $2\text{ }\mu\text{m}$. Esta estructura está localizada a 0.5 m de la fuente láser, cuyo haz incide perpendicularmente sobre la superficie del sensor. El ALMY de test está pues en la posición “sensor A1” en la Figura 31. Las plataformas permiten realizar barridos verticales y horizontales, con el haz láser, sobre una superficie del sensor de $20 \times 20\text{ mm}^2$. Durante los barridos (*scans*) horizontales (que permiten reconstruir la coordenada x de la mancha luminosa) sobre los distintos electrodos verticales, lo que se obtiene es el desplazamiento horizontal de la mancha luminosa; mientras que en los *scans* verticales, entre los electrodos horizontales, se obtiene información de la posición según la coordenada y de la mancha.

En la práctica se comienzan los barridos en un punto arbitrario del sensor, haciéndole desplazar en horizontal en pasos de $\sim 1\text{ mm}$. En cada paso se registran en disco las posiciones x e y de las plataformas motorizadas y, al mismo tiempo, se leen las señales del sensor (los $64+64$ valores de las corrientes que dan los electrodos), lo que permite reconstruir las coordenadas x e y del centro de la mancha luminosa.

En el ejemplo que se verá a continuación se hicieron 20 barridos en dirección horizontal, tomando 20 datos por barrido. Los barridos horizontales se realizan separados entre sí $\sim 1\text{ mm}$ en la dirección vertical. Con ello, la superficie investigada es de unos $20 \times 20\text{ mm}^2$ y la información es una matriz de 20×20 datos, correspondientes a las coordenadas x e y del centro de la mancha luminosa reconstruida sobre el sensor y de las correspondientes coordenadas x e y de los motores de las plataformas.

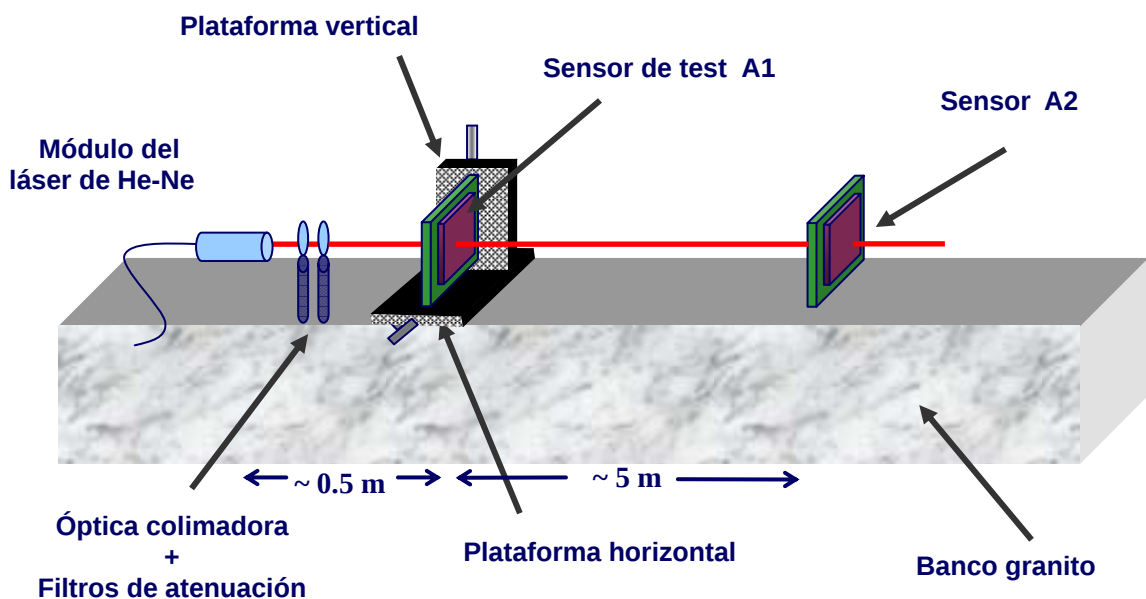


Figura 31. Configuración del dispositivo experimental. Sobre el banco óptico de granito se colocan un láser de He-Ne, una plataforma motorizada que soporta al sensor de test A1 y, finalmente, el sensor A2 (auxiliar).

Cuando se analiza la posición del haz láser, reconstruido sobre el sensor, como una función del desplazamiento real de las plataformas motorizadas (en una línea de dirección x o de dirección y), lo que se obtiene es un conjunto de puntos que admite un ajuste lineal de pendiente prácticamente unidad. La anchura (RMS) de la distribución de residuos del ajuste define la precisión espacial del sensor investigado en la zona donde se ha realizado la línea de barrido.

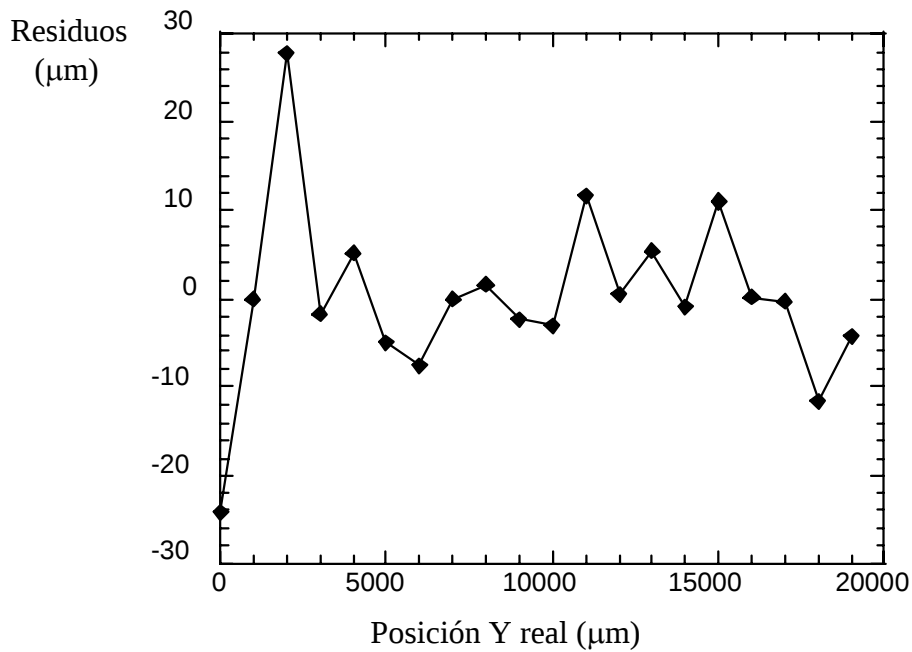
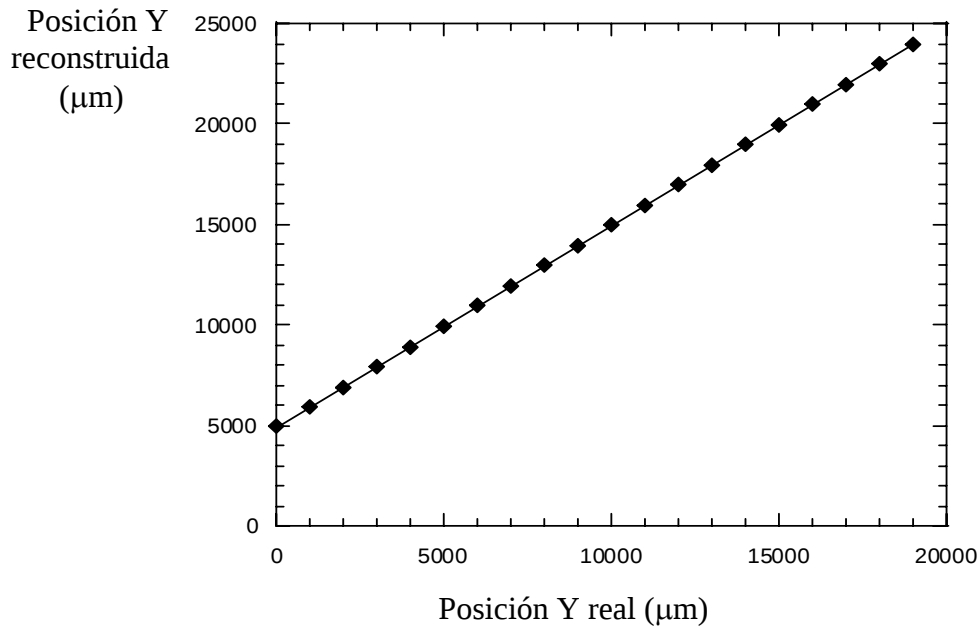
Para conocer la precisión media del sensor de test sobre toda su área activa se procede a hacer tantos ajustes lineales como barridos se han efectuado. En el caso que aquí se estudia se han realizado 20 barridos horizontales y 20 verticales. La anchura de la distribución de residuos en los barridos horizontales (400 entradas) proporciona la precisión de reconstrucción espacial en la dirección x (σ_x), mientras que la correspondiente para los barridos verticales da la precisión de reconstrucción espacial en la dirección y (σ_y).

Con este procedimiento y utilizando un láser de He-Ne se ha estudiado el sensor A1. Como ejemplo se muestra en la Figura 32 la coordenada y del centro reconstruido del haz luminoso sobre el sensor en función del desplazamiento real de la plataforma en esa misma dirección. Son los 20 puntos de uno de los barridos verticales. En la gráfica aparecen los puntos y el ajuste lineal correspondiente. La pendiente ajustada es 1.002 ± 0.001 . Los residuos correspondientes a tal ajuste lineal, en función de la posición real y de la plataforma se muestran en la Figura 33. La distribución de esos residuos está centrada en cero (como corresponde que sea) y tiene un RMS de $9.77 \mu\text{m}$, que es la precisión de reconstrucción espacial del sensor A1 en la zona de barrido.

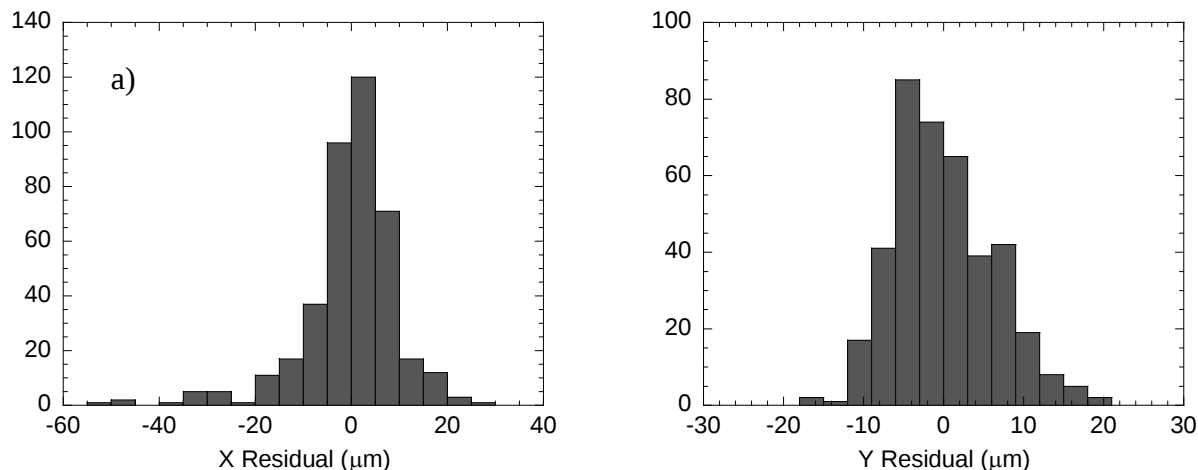
Haciendo la misma operación para los 20 barridos horizontales y los 20 verticales, las distribuciones de residuos encontradas para los 400 puntos se muestran en las Figuras 34 y 35 para las coordenadas x e y del sensor, respectivamente. En ambos casos las distribuciones están bien centradas en cero. Sus anchuras (RMS) definen la precisión en la reconstrucción espacial de puntos en las direcciones x e y , que el sensor A1 posee. Estos valores medios medidos resultan ser: $\sigma_x = 9.9 \mu\text{m}$ y $\sigma_y = 6.2 \mu\text{m}$.

Nótese que aunque la resolución espacial de reconstrucción de haces luminosos medida en el sensor es, en valor medio, inferior a los $10 \mu\text{m}$ en ambas direcciones, lo que es perfectamente asumible, las distribuciones mostradas en las Figuras 34 y 35 tienen colas muy largas. Ya se indicó cuando se estudió la uniformidad de la respuesta en alguno de los prototipos en investigación, que se habían eliminado de las medidas aquellos electrodos que no podían ser utilizados (Figura 27) por sufrir alguno de los defectos descubiertos durante el estudio realizado referente al control de calidad eléctrica (sección 7). Defectos todos ellos debidos a fallos diversos durante la construcción de los sensores. Cuando durante un barrido del sensor, la mancha luminosa cruza uno o más electrodos defectuosos lo que ocurre, como ya se señaló, es que el centro de la mancha se reconstruye con un cierto error, mayor o menor dependiendo ello del tipo de defecto detectado en ese barrido. Estas reconstrucciones defectuosas conducen a ajustes lineales defectuosos y, en consecuencia, a distribuciones de residuos de gran anchura y con colas que alcanzan valores no despreciables correspondientes a los puntos que fueron mal reconstruidos en el barrido lineal.

Los valores extremos de la distribución de residuos en la Figura 34 son -54.1 y $25.5 \mu\text{m}$, mientras que en la Figura 35 son de -15.9 y $18.8 \mu\text{m}$. Estos valores extremos corresponden a los puntos peor reconstruidos en el barrido global del sensor A1 y son, de hecho, los errores que habría que asociar a las coordenadas reconstruidas en las cercanías (± 1 - 2 mm) de tales puntos. Obviamente, un sensor tal no podría incorporarse en el sistema de alineamiento. El fabricante posee información sobre los problemas encontrados para que sean solucionados. Por otra parte los criterios de aceptación enunciados en la sección 7 garantizarán que los sensores seleccionados no presenten zonas inutilizables. Esto exigirá, por supuesto, un control de calidad no por muestreo sino sensor a sensor.



Figuras 32 y 33. Curva de linealidad y diagrama de residuos en el prototipo A1 para un barrido vertical que reconstruye la posición y de los centros (centroides de gaussiana).



Figuras 34 y 35. Distribuciones de residuos para los test de linealidad, tanto en x como en y , con los 400 puntos del barrido superficial del prototipo A1.

11. Transmisión del haz. Medida de la uniformidad óptica: deflexiones

En un caso ideal, un rayo de luz que incide con una cierta dirección sobre una lente perfecta plano paralela, no cambia su dirección a la salida. Cuando la incidencia no es ortogonal, todo lo que ocurrirá a la salida será un desplazamiento del haz de luz entrante, pero no un cambio de su dirección. El desplazamiento que sufrirá es una función del espesor de la lente que atraviesa el rayo, del ángulo de incidencia del rayo, y del índice de refracción de la lente.

En el caso de los sensores bajo estudio, ni el sustrato cristalino es perfectamente plano paralelo ni se trata en realidad de un único medio, sino de la superposición de capas de distintos materiales, como se indicó en la sección 4 al presentar las características generales de estos sensores semitransparentes de silicio amorfo.

Así pues, el haz luminoso sufrirá diversas interacciones a su paso por el sensor y cambiará su velocidad y su dirección de propagación dependiendo del índice de refracción de cada medio atravesado. Además, parte de la energía incidente puede ser reflejada en las distintas interfases que aparecen entre las capas, especialmente al llegar al soporte de vidrio, de modo que pueden producirse interferencias debidas a la diferencias de fase entre la luz incidente y la reflejada. La combinación de todos estos efectos da como resultado que el haz saliente del sensor, no sólo está desplazado con respecto del haz incidente, sino que además ha cambiado de dirección [13].

Si el cambio de dirección es excesivo el sistema de alineamiento multipunto propuesto podría adolecer de un problema importante. Un cambio de 1 mrad en una longitud de 10 m equivale a encontrar el haz desplazado en 1 cm al final del recorrido y, así, podría ser que estuviese fuera del área activa del último sensor de esa línea de alineamiento.

Si las deflexiones se sitúan por debajo de 10 μrad , con dispersiones también inferiores a ese valor, el sistema funcionará sin problemas para un conjunto de tres sensores en línea interespaciados a distancias entre 5 y 10 m.

Pensando en todo lo anterior se han tomado ciertas precauciones en la construcción de estos sensores. El sustrato cristalino es tratado con una capa de antirreflejante para minimizar los efectos de las interferencias. Por otra parte, su espesor es de tan sólo 1 mm y se han rechazado todos aquellos cuya planitud superara los 5 μm . Además, tanto las capas de electrodos como la del silicio amorfo tienen espesores mínimos, como se mostró en la Tabla 3.

Con todo, se han estudiado y medido las deflexiones en dos de los sensores prototipo para comprobar hasta qué punto las precauciones tomadas en la construcción han sido provechosas. Ya se indicó que los ALMY de primera generación (los comerciales de EG&G) fueron descartados, fundamentalmente, por presentar valores medios de deflexión superiores a los 50 μrad , con dispersiones (falta de uniformidad óptica) que podían superar los 150 μrad en ciertas zonas del área activa.

El dispositivo experimental es el que aparece esquematizado en la Figura 31: una fuente láser operando en monomodo (se han utilizado diodos de 630 nm y 785 nm, y un módulo He-Ne), un primer ALMY (el de test o a estudio) colocado a unos 0.5 m de la fuente de láser, e instalado sobre una plataforma motorizada, y un segundo ALMY, situado en una posición fija, a unos 5 m del primero. Todo ello colocado sobre un banco óptico de granito muy estable.

Para medir los ángulos de deflexión en las direcciones x e y (θ_x y θ_y), en el área activa del sensor, se utiliza la señal reconstruida en el segundo sensor mientras se realiza con el haz láser el barrido de la superficie activa del primero. Para ello, primero se reconstruye la mancha luminosa en el sensor lejano (auxiliar) en ausencia del sensor de test (a estudio). Esta posición será utilizada como referencia. A continuación, se procede al barrido del sensor de test reconstruyendo la señal transmitida por éste al sensor auxiliar. La matriz de puntos así reconstruidos se compara con la referencia y, conociendo la distancia entre el sensor de test y el auxiliar, pueden calcularse los ángulos de deflexión (matriz de ángulos de deflexión). En la Figura 37 se ilustra el cálculo del ángulo de deflexión total θ_{total} , que se define como

$$\theta_{total} = \sqrt{\theta_x^2 + \theta_y^2}.$$

En las Figuras 38, 39 y 40 se muestran tres representaciones de las deflexiones θ_{total} , θ_x y θ_y para el prototipo A1 operando con láser de He-Ne. Se observa que las deflexiones medidas son inferiores a 8 μrad .

En las Figuras 41 y 42 se dan sendos histogramas, que se corresponden con los datos representados en los diagramas de las Figuras 39 y 40. Los resultados para el sensor A1 con haz de He-Ne son:

$$\begin{array}{ll} \theta_x &= -0.96 \mu\text{rad} & \sigma_x &= 4.37 \mu\text{rad} \\ \theta_y &= 2.03 \mu\text{rad} & \sigma_y &= 3.47 \mu\text{rad} \\ \theta_{total} &= 5.11 \mu\text{rad} & \sigma_{total} &= 3.23 \mu\text{rad} \end{array}$$

Los valores medios de los ángulos de deflexión, θ_x , θ_y y θ_{total} , así como sus dispersiones correspondientes, σ_x , σ_y y σ_{total} , son dados para el prototipo A2 en la Tabla 8, para tres tipos diferentes de haz láser. En todos los casos se observa que las deflexiones, así como sus dispersiones medias (que dan cuenta de la uniformidad óptica del sensor), no superan los 4 μrad , lo que es altamente satisfactorio.

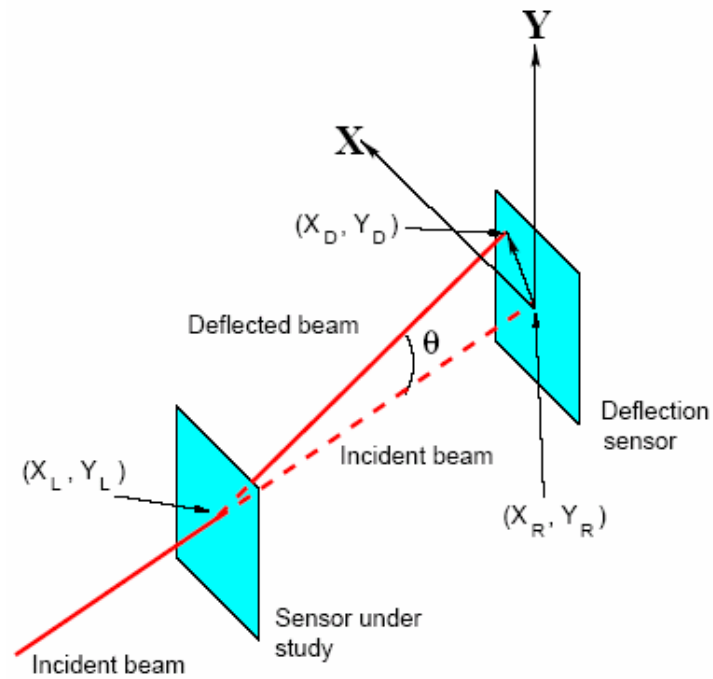


Figura 37. Proceso de deflexión en el ALMY de test (sensor bajo estudio) y análisis con el ALMY auxiliar (sensor que mide la deflexión) [5].

Longitud de onda (nm)	θ_x (μrad)	σ_x (μrad)	θ_y (μrad)	σ_y (μrad)	θ_{total} (μrad)	σ_{total} (μrad)
630 (láser diodo)	-1.19	1.80	-1.78	2.22	3.21	1.58
785 (láser diodo)	0.06	2.74	0.53	3.07	3.60	2.06
Láser He-Ne	-0.62	1.88	-1.50	2.25	3.05	1.38

Tabla 8. Deflexiones medias (θ) y sus desviaciones estándar (σ) del prototipo A2 obtenidas con el procedimiento de barrido de una cierta superficie del sensor. Se han utilizado distintas longitudes de onda, correspondientes a distintos tipos de láser: diodo y He-Ne.

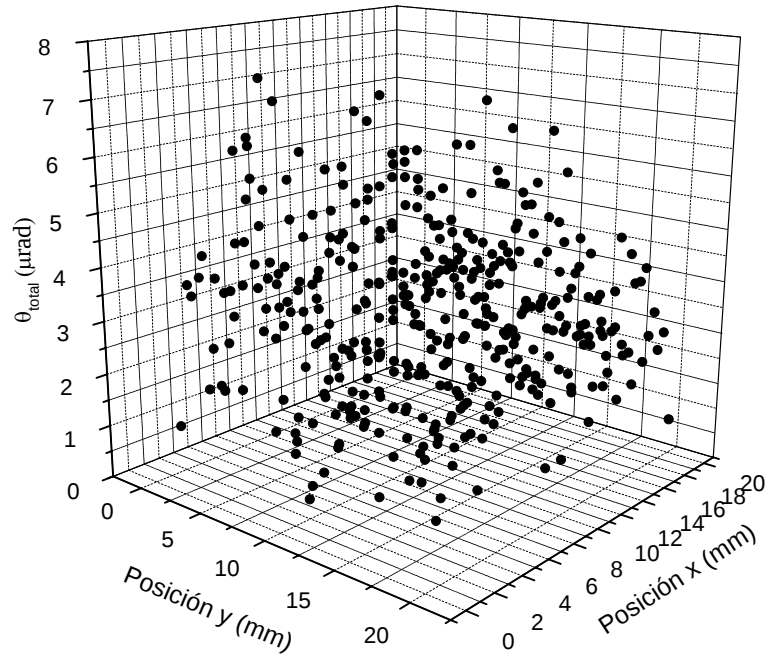


Figura 38. Representación de las deflexiones θ_{total} sobre un barrido de 20 x 20 puntos sobre la superficie del prototipo A1 operando con el láser de HeNe.

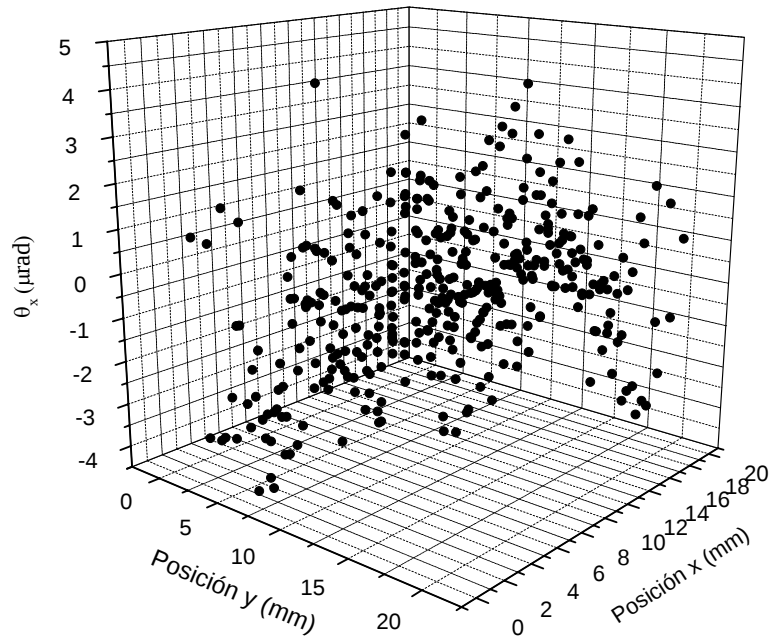


Figura 39. Representación de las deflexiones θ_x sobre un barrido de 20 x 20 puntos sobre la superficie del prototipo A1 operando con el láser de HeNe.

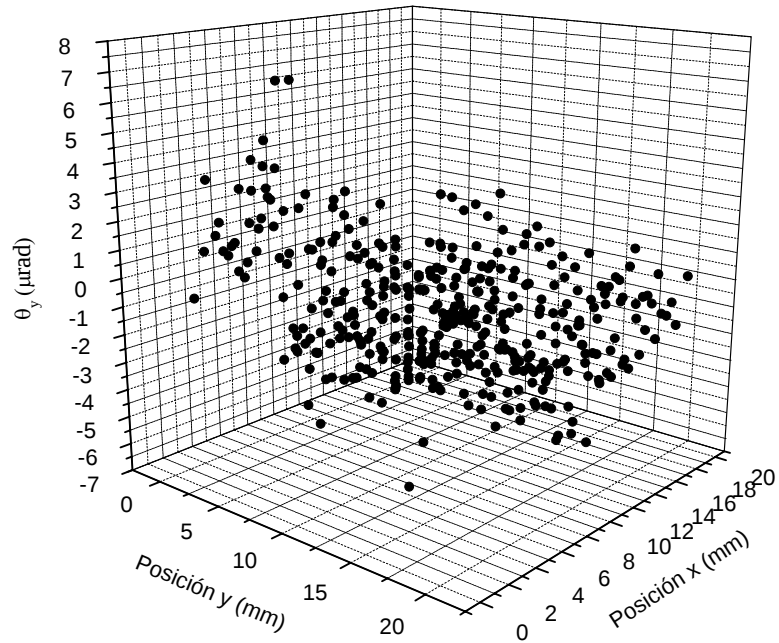
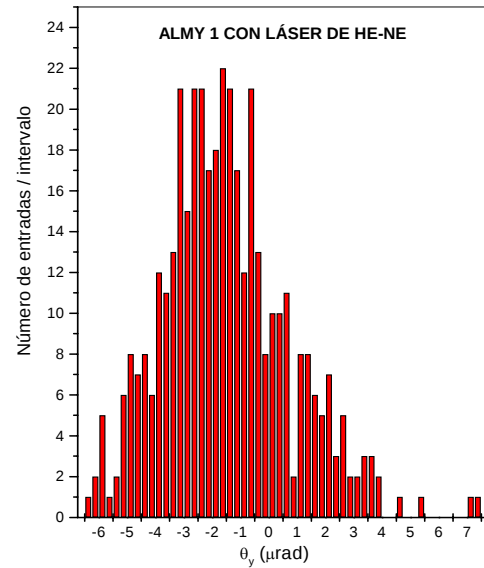
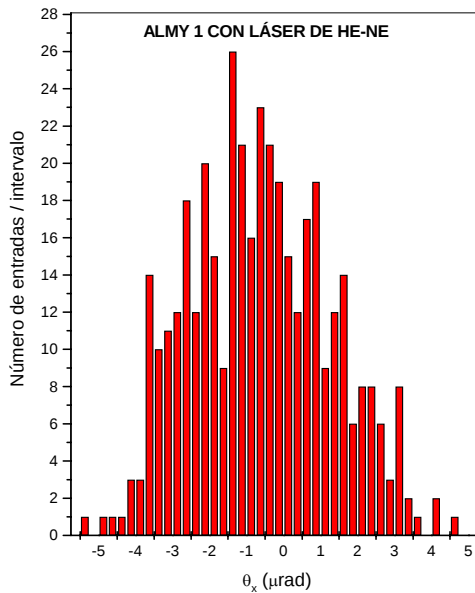


Figura 40. Representación de las deflexiones θ_y sobre un barrido de 20 x 20 puntos sobre la superficie del prototipo A1 operando con el láser de HeNe.

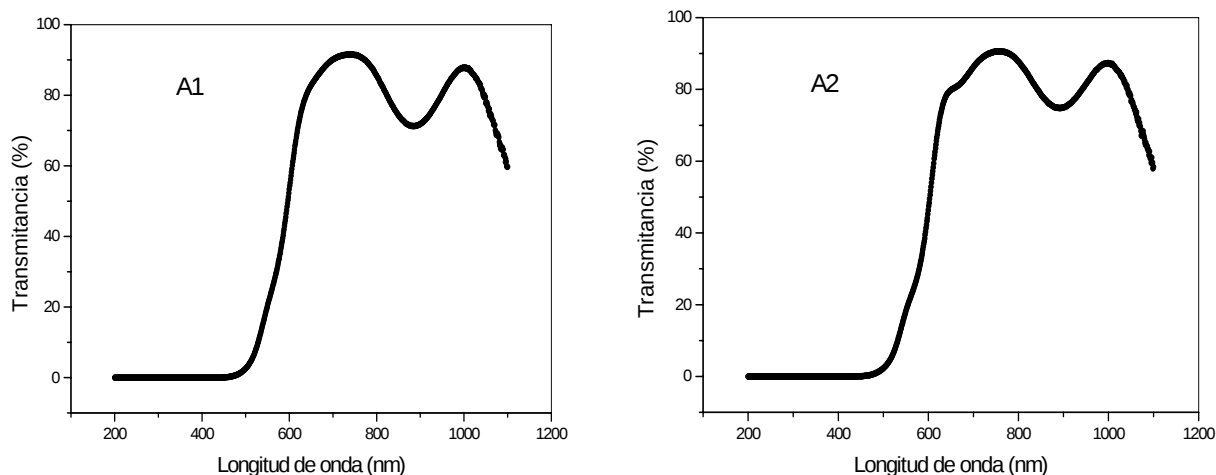


Figuras 41 y 42. Representación de los histogramas de θ_x y θ_y para un barrido de 20x20 puntos sobre la superficie del prototipo A1 operando con el láser de HeNe.

12. Transmisión del haz. Medida de la transmitancia

La transmitancia o poder de transmisión de un sensor es la relación entre la potencia de luz saliente y la potencia entrante. Se expresa en tanto por ciento y puede medirse directamente (como se ha hecho aquí) utilizando un espectrofotómetro. El que hemos empleado en las medidas es un *Cary 50 UV-Vis*, que utiliza un monocromador para realizar el barrido en longitudes de onda con un rango de barrido desde 200 a 1100 nm, que se puede efectuar completo en menos de 3 s. Utiliza como fuente emisora una lámpara de xenon que dispara sobre la muestra, a la que se quiere medir la transmitancia, sólo cuando se va a tomar el dato, y ello para que ésta no se degrade (como puede ocurrir en el caso de que la muestra sea un material fotosensible). El haz de luz es intenso y estrecho de forma que al operar con microcélulas se logre un bajo nivel de ruido.

El procedimiento experimental consiste en obtener con ese espectrofotómetro la intensidad espectral correspondiente sin el ALMY y, posteriormente, tomar la intensidad pero con el ALMY interpuesto en el camino de la luz. La relación entre las intensidades espectrales detectadas con el ALMY a las detectadas sin el ALMY, constituyen la curva de transmitancia espectral. Para ello se ha realizado un barrido entre 200 nm y 1100 nm con un paso de 1 nm. En las Figuras 43 y 44 se muestran las curvas de transmitancia para los prototipos A1 y A2, respectivamente. En esas curvas se observa un intervalo óptimo de transmitancia para todo el rango del visible (600-800 nm). En la Tabla 9 se dan los valores de transmitancia en ambos prototipos para ciertas longitudes de onda. Como conclusión de estas pruebas se ha decidido que en CMS se utilizará para los sensores ALMY un láser de diodo operando a $\cong 700$ nm.



Figuras 43 y 44. Curvas de transmitancia espectral para los prototipos A1 y A2.

Longitud de onda (nm)	Transmitancia A1 (%)	Transmitancia A2 (%)
630	77	76
670	86	82
785	88	89

Tabla 9. Transmitancia de los prototipos A1 y A2 para tres longitudes de onda diferentes.

13. Resistencia a la irradiación gamma

La irradiación de los ALMY con gammas puede afectar a distintas partes de la estructura de éstos. Aquí se indicarán los dos efectos principales que pueden contribuir a una modificación en el funcionamiento del ALMY bajo una irradiación de este tipo: alteración de las propiedades semiconductoras del silicio y creación de centros de color en el vidrio de soporte.

Por un lado, está el efecto de la irradiación sobre el silicio, que es el material activo del ALMY. Los estudios de detalle sobre cómo afecta la irradiación al silicio [15] se han centrado en analizar el comportamiento de los dos tipos de silicio estructuralmente diferentes que se pueden utilizar como semiconductor: el silicio amorfo, a-Si, y el cristalino, c-Si. Se ha observado que el silicio amorfo es resistente a altos campos de radiación debido a que este tipo de silicio carece de estructura interna (amorfo) y, así, los defectos por desplazamiento que pueda introducir la radiación sobre su organización no tienen relevancia en su comportamiento funcional de semiconductor. Sin embargo, el silicio cristalino posee una estructura interna ordenada que le confiere ciertas propiedades como semiconductor, propiedades que van a ser modificadas cuando esa estructura interna sea cambiada siquiera localmente, como sucede al irradiarlo.

Por otro lado, es importante tener en cuenta el efecto de la radiación sobre el vidrio de soporte del ALMY. Lo más relevante que puede ocurrir es una reducción en la transmitancia de éste a la luz [16]. Este efecto se conoce como *browning*, y se debe a que la radiación origina en el vidrio defectos a nivel microscópico conocidos como centros de color. Esos defectos son estructurales, pero al incidir la luz sobre ellos, ésta es dispersada dando lugar a un cristal con un color que puede ser amarillo, marrón o gris, dependiendo ello del grado de daño ocasionado al vidrio. Como son defectos estructurales y, en cierto grado reversibles, esa coloración puede ser reducida con el tiempo y/o la temperatura.

Aplicando estos hechos a los prototipos de ALMY aquí estudiados es claro que, por estar contruidos con silicio amorfo, la radiación gamma no va a afectar a sus propiedades semiconductoras. No obstante, esta misma radiación puede alterar la opacidad del vidrio de soporte por creación de centros de color. En este caso la propiedad fundamental de los ALMY que se alteraría sería la transmitancia. Para comprobar el grado en que ello ocurre se ha llevado a cabo una prueba de irradiación con el sensor A2. Con los procedimientos e instrumental ya mencionados para medir el poder de transmisión (sección 12) se ha medido la transmitancia espectral del sensor A2 sin irradiar. Posteriormente, se ha irradiado el sensor hasta 50 kGy (Si) (tres órdenes de magnitud superior a la dosis que acumularán en CMS en 10 años). Esta irradiación se ha suministrado con fuentes de ^{60}Co en la instalación NÁYADE del CIEMAT, con una tasa de 1 kGy/h, llevándose a cabo la irradiación a una temperatura de 15.5 °C. Una vez irradiado se le midió de nuevo la transmitancia espectral.

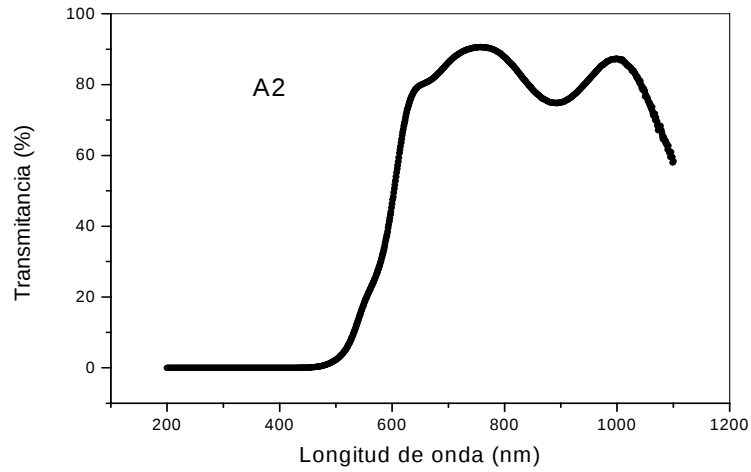


Figura 45. Transmitancia del prototipo A2 antes de irradiarlo.

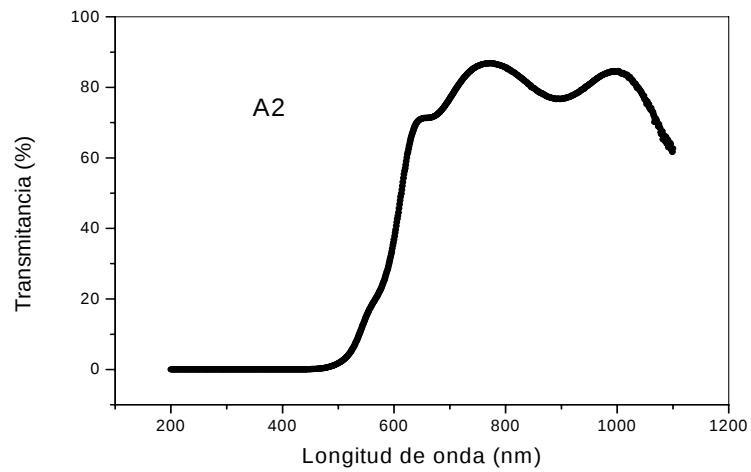


Figura 46. Transmitancia del prototipo A2 tras irradiarlo hasta 50 kGy de gammas.

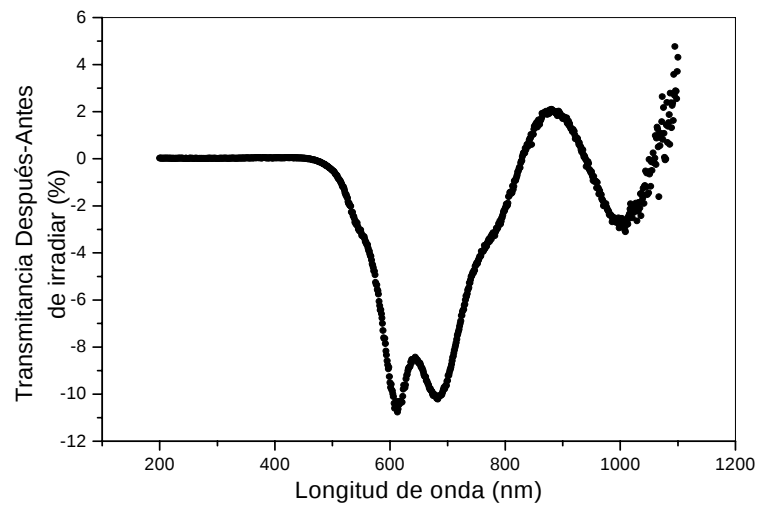


Figura 47. Diferencia en las transmitancias espectrales entre después y antes de irradiar.

De la comparación entre ambas transmitancias se observa el efecto que aparece por irradiación sobre el prototipo. En las Figuras 45 y 46 se observan las curvas de transmitancia espectral antes y después de la irradiación del ALMY. Los efectos de la irradiación sobre el vidrio de soporte se detallan en la diferencia para cada longitud de onda, dada en la Figura 47. La pérdida de poder de transmisión tan sólo supone un 10 %, como máximo, con respecto al que existía antes de irradiar. Como los ALMY se utilizarán en zonas de CMS que no superarán los 50 Gy en 10 años, el problema de pérdida de transmisión por oscurecimiento del vidrio de soporte es inexistente.

14. Resultados y conclusiones

En este capítulo se ha realizado un estudio sistemático y bajo distintos puntos de vista, electrónico, óptico y de irradiación, de una segunda generación de sensores de posición semitransparentes ALMY de silicio amorfo, fabricados en el Instituto de Física Electrónica de la Universidad de Stuttgart. Con esta nueva generación de sensores se ha llevado a cabo un estudio detallado y sistemático, consistente en distintas pruebas.

Se ha observado el comportamiento I-V que tienen los fotodiodos de los prototipos, así como el conjunto de defectos eléctricos que podrían mostrar tanto por fotodiodos como por electrodos. En este sentido se ha realizado un estudio de calidad de los prototipos.

Se ha estudiado la capacidad de reconstrucción de la mancha del haz láser de que es capaz cada uno de los prototipos, viendo si en esta reconstrucción se cumplen una serie de requisitos como simetría rotacional de la mancha, alta relación señal/ruido y buen ajuste gaussiano.

Con las pruebas de estabilidad se ha comprobado que garantizan resoluciones intrínsecas mejores que 5 μm .

Se ha observado que la inhomogeneidad de los prototipos es inferior al 10 % en su respuesta sobre toda su superficie. La corriente de oscuridad se ha probado que es despreciable frente a la señal.

Con las pruebas de linealidad se ha revelado una resolución espacial de los prototipos mejor que 5 μm .

En las pruebas de deflexión se llega a un umbral de deflexión máxima de 10 μrad .

Las medidas de transmitancia han indicado que ésta es superior a un 70 % para el espectro visible.

Las pruebas de irradiación con gammas reducen la transmitancia de los prototipos en un 10 % aproximadamente, dejándola en el 70 %, pero ello dando más de dos órdenes de magnitud superior a la dosis que recibirán en CMS durante los 10 años de operatividad.

Todo ello ha llevado a concluir que, al mantenerse todos los requerimientos exigidos, este nuevo tipo de sensores es adecuado para ser incorporado dentro de CMS.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] University of Stuttgart, Institute of Physical Electronics, Pfaffenwaldring 47, D-70569 Stuttgart, Germany.
- [2] EG&G Optoelectronics 45 William Street, Wellesley, Massachusetts, 02181 USA.
- [3] Rad-icon Imaging Corp. 3193 Belick Street, Unit 1, Santa Clara, CA 95054.
- [4] T. Graeve, G. P. Weckler, *High-resolution CMOS imaging detector*, Medical Imaging – Physics of medical Imaging, Proceedings of SPIE, vol. 4320, pp. 68-76.
- [5] *RadEye1 Large Area Imager*, Rad-icon Imaging Corp. 2001.
- [6] A. L. Virto, *Caracterización y pruebas de validación del Sistema Link de Alineamiento del detector CMS*, Tesis doctoral, Universidad de Cantabria (2003).
- [7] A. L. Virto, I. Vila, T. Rodrigo, F. Matorras, C. F. Figueroa, E. Calvo, A. Calderón, P. Arce, J. C. Oller, A. Molinero, M. I. Josa, A. Ferrando, M. G. Fernández, J. M. Barcala, *Study of CMOS sensors for laser beam position detection*, Nucl. Inst. and Meth A **497**, 397 (2003).
- [8] *Non-Contact Optical Position Sensing using Silicon Photodetectors*, UDT Sensors, Technical Note N°13, April 1982.
- [9] M. F. García, *An Alignment System for the CMS Experiment at the LHC*, Ph. D. thesis, Universidad de Cantabria (2001).
- [10] M. G. Fernández, A. Ferrando, M. I. Josa, A. Molinero, J. C. Oller, C. F. Figueroa, N. García, T. Rodrigo, I. Vila, *Test Results of the Semitransparent Amorphous Silicon Sensors for the Link System of CMS*, CMS Note, 1998/050.
- [11] M.G. Fernández, *Transparent Amorphous Silicon Sensors for the Alignment System of Particle Detectors*, 6th International Workshop on Accelerator Alignment (IWAA), Grenoble, 18 October 1999.
- [12] J. Cárabe, M. G. Fernández, A. Ferrando, J. Fuentes, J. J. Gandía, M. I. Josa, A. Molinero, J. C. Oller, P. Arce, E. Calvo, C. F. Figueroa, N. García, F. Matorras, T. Rodrigo, I. Vila, A. L. Virto, A. Fenyvesi, J. Molnar, D. Sohler, *Results on Photon and Neutron Irradiation of Semitransparent Amorphous-Silicon Sensors*, Nucl. Inst. and Meth. A **455**, 361 (2000).
- [13] J. Casas, *Óptica*, Librería Pons, Zaragoza (1985).
- [14] D. L. Staebler and C. R. Wronsky, Appl. Phys. Lett. **31**, 292 (1977).
- [15] P. Danesh, B. Panchev, I. Savatinova, E. Liarokapis, S. Kaschieva, A. Belov, *Electron irradiation of a-Si:H film prepared from hydrogen-diluted silane*, Vacuum **69**, 79 (2002).
- [16] M. G. Fernández, A. Ferrando, M. I. Josa, A. Molinero, J. C. Oller, P. Arce, E. Calvo, C. F. Figueroa, N. García, F. Matorras, T. Rodrigo, I. Vila, A. L. Virto, *Gamma Irradiation of Semitransparent Amorphous Silicon Sensors*, Nucl. Inst. and Meth. A **439**, 111 (2000).

CAPÍTULO 9: RESUMEN Y CONCLUSIONES

El detector CMS y el alineamiento Link

El LHC es el próximo colisionador de partículas que se pondrá en funcionamiento en el CERN (Ginebra) en el 2007. En él se generarán colisiones protón-protón en las que se alcanzará una energía centro de masas de $\sqrt{s} = 14$ TeV y tendrá capacidad de operar a una luminosidad nominal de hasta $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Esos dos parámetros tienen una magnitud sin precedentes en experimentos de altas energías, por ello este dispositivo permitirá estudiar la física relevante hasta esos órdenes de energía y detectar fenómenos de poca probabilidad de ocurrencia hasta esas luminosidades. La complejidad y costes del proyecto de construcción de semejante colisionador ha exigido una colaboración internacional donde están involucrados multitud de países.

El colisionador LHC contará con cuatro experimentos independientes. El detector en el que se encuadra el presente trabajo de tesis es el CMS (Compact Muon Solenoid), que está diseñado con propósito general, y con unos objetivos que abarcan un amplio espectro de la física resultante de las colisiones protón-protón. Entre las nuevas partículas predichas por el modelo estándar está el bosón de Higgs, que es especialmente relevante por toda la nueva física que lleva asociada (rotura espontánea de la simetría electrodébil). Además, se comprobarán las predicciones concretas que realizan otros modelos de partículas, como el de supersimetría o dimensiones extras. De esta forma, es en la detección de nueva física sobre lo que se fundamenta todo el proyecto del LHC y, como parte de él, el experimento CMS.

El detector CMS comporta multitud de subdetectores agrupados en el interior y exterior del imán solenoidal superconductor. Los distintos subdetectores que lo constituyen tienen una función de detección específica ya sea para conocer la energía (calorímetros), como para detectar las trayectorias de partículas cargadas, de las cuales se puede conocer su momento por estar inmersas dentro del campo magnético del solenoide (*tracker* y cámaras de muones). Por ello tanto el conjunto de subdetectores como el imán son los componentes fundamentales del detector CMS, estando la resolución en las medidas tanto en función de la dada por cada subdetector como por la intensidad del campo magnético del imán.

Para conseguir una buena resolución en el momento de los muones (que son firmas para los canales de desintegración más relevantes en la desintegración del bosón de Higgs según se predice por el *modelo estándar*) se requiere un alto campo magnético. El solenoide de CMS alcanzará 4 T. Sin embargo para lograr mantener la alta resolución sobre toda la trayectoria de los muones (que atraviesa radialmente todo el experimento CMS), es fundamental que esa trayectoria sea reconstruida con una alta precisión desde el detector central de trazas (*tracker*), localizado en la zona más interna de CMS, hasta el sistema de cámaras de muones, sito en la parte más externa de CMS. Y ello, en definitiva, requiere un buen conocimiento de la posición relativa entre ambos subsistemas (alineamiento entre ambos), que es a lo que se dedica el sistema de alineamiento Link.

El sistema de alineamiento de CMS está dividido en varias partes: a) alineamiento local interno del *tracker*; b) alineamiento local entre las distintas cámaras de muones del *barrel* y los *endcaps*; c) el alineamiento Link que relaciona los sistemas de cámaras de muones (*barrel* y *endcaps*) con el *tracker*; d) alineamiento mediante trazas de partículas. De todos ellos el trabajo presente de tesis se enmarca en el análisis y estudio de los componentes (sensores, electrónica, óptica, etc) del sistema de alineamiento Link. Este estudio se realiza entendiendo que esos componentes van a tener que soportar unas condiciones extremas tanto

de irradiación como de campo magnético, lo que exige un estudio detallado de la respuesta que van a ser capaces de dar estos sensores en cada uno de los entornos de CMS en los que se encuentren emplazados y, en caso de que se superen los márgenes de precisión exigidos, se precisará corregirla mediante modelado o a través de pruebas experimentales. Este, realmente, es el trabajo que se ha llevado a cabo en esta tesis haciendo hincapié en los aspectos aún no estudiados en trabajos anteriores de este tipo.

El sensor de temperatura RTD

La medida de temperatura en el sistema de alineamiento se realizará con sensores de tipo RTD (*Resistance Temperature Detector*). El modelo elegido es el S17624PD de platino, con una resistencia de $100\ \Omega$ a $0\ ^\circ\text{C}$ y un coeficiente $\alpha = 0.00385\ \Omega/\Omega\ ^\circ\text{C}$, con un rango operativo de $-50\ ^\circ\text{C}$ a $200\ ^\circ\text{C}$.

Se ha hecho un estudio teórico del circuito equivalente y se ha demostrado que la resistencia de $100\ \Omega$ a $0\ ^\circ\text{C}$ elegida es la más favorable para minimizar los problemas asociados a las interferencias inducidas.

Se ha comprobado que la respuesta de los sensores no se ve alterada por la utilización de cables de hasta 100 m de longitud.

Utilizando una cámara climática se han calibrado varias unidades comprobándose un buen comportamiento lineal de la resistencia frente a la temperatura en el rango de $0\ ^\circ\text{C}$ a $50\ ^\circ\text{C}$.

Se ha medido la precisión de medida de los sensores que arroja un resultado de $\Delta T = 0.5\ ^\circ\text{C}$.

El sensor de proximidad óptico

El sensor de proximidad OMRON modelo Z4M-W100 es un dispositivo que mide la distancia a un objeto dado empleando para ello un sistema de triangulación mediante láser. El sensor dispone de un diodo láser que emite radiación infrarroja a $780\ \text{nm}$ y que está modulada mediante pulsos de alta frecuencia para evitar la introducción de interferencias de baja frecuencia. Esa radiación incide sobre un objeto difusor al que se le quiere medir la distancia con respecto al sensor. Parte de la radiación difundida es recogida por el detector PSD del sensor. Teniendo en cuenta la posición del PSD sobre el que se detecta esa radiación, y utilizando para ello un procedimiento de triangulación, se puede evaluar la distancia entre el sensor y el objeto difusor.

Como a estos sensores de proximidad se les exige una precisión de menos de $80\ \mu\text{m}$, ha sido necesario realizar un estudio detallado de la forma en la que opera el sensor para describir las causas de ciertas desviaciones que pueden aparecer en su respuesta, desde la cual se obtiene la posición. Entre esos efectos que introducen desviación se encuentran la alta impedancia a que dan lugar la longitud de los cables que transportan las señales de este sensor, la falta de acoplamiento de impedancias en los extremos del cable que transportan las señales, los efectos de la difusión que se produce sobre el objeto, el acercamiento y alejamiento entre el sensor y el difusor y que surge cuando se realiza un barrido en posiciones y, finalmente, los efectos de contracción-dilatación térmica del objeto difusor.

La respuesta del sensor de proximidad consta de dos señales de corriente, que son las que se transmiten a lo largo del cable, con esas dos corrientes se obtiene la distancia del

objeto al sensor. No obstante, las corrientes se ven alteradas cuando tienen que transmitirse por un cable largo, ya que aparece una disipación de potencia en cada cable (o línea). Este efecto se ha estudiado utilizando para ello un modelo con el que analizar los efectos no lineales que aparecen en el proceso de triangulación. Se ha observado que la diferente caída de tensión entre las dos señales que suministran la posición modifican la propia posición, ello se debe a la diferente impedancia de salida en cada línea de salida del sensor, por ello aparece una caída de tensión por disipación diferente que va según el cuadrado de la corriente que permite circular cada una de las resistencias de cada línea. Ese efecto relativo se observa como una desviación perturbativa en el diagrama de residuos para un barrido de la posición del objeto difusor frente a la posición del láser sobre el PSD. El estudio estadístico realizado con el modelo propuesto permite atribuir a ese efecto de caída de tensión relativa entre ambas líneas las desviaciones más notables del diagrama de residuos. Otras correcciones de orden más alto se deben a que la señal de corriente que suministra el sensor para cada una de las dos líneas no son capaces de atacarlas con eficiencia cuando estas son demasiado largas (cable largo) por lo que las señales se deforman. Para corregir esto último se han dispuesto unos conectores de amplificación para cada línea que restauran las señales iniciales de corriente. Además, el problema de falta de acoplo entre impedancias en los extremos de ambas líneas se corrige disponiendo resistencias con valores adecuados que permitan ese acoplamiento. En cuanto al objeto difusor más eficiente para que la señal sea la más adecuada se concluye que es aquel que tiene una mayor componente de difusión de tipo lambertiano, es decir, que emite homogéneamente sobre todo ángulo sólido (con luminancia constante). Así, se ha comprobado que el aluminio anodizado, sometido a un tratamiento químico de decapado, es un difusor adecuado para operar con este sensor en el entorno de CMS.

En conclusión, con las funciones que aportan el modelo desarrollado, con los conectores de amplificación, con el acoplo de los extremos de líneas y con el uso de aluminio anodizado decapado, se pueden corregir y hacer más eficientes las señales de salida desde las que este sensor evalúa la posición.

El sensor de inclinación

El sensor de inclinación es un dispositivo que mide ángulos de inclinación con respecto a la gravedad de aquellas estructuras a las que va adosado. Tiene las ventajas de poseer una alta precisión, gran sensibilidad y elevado rango dinámico. La parte sensible del sensor está constituida por una caja de vidrio que contiene un líquido electrolítico (disolución de yoduro potásico en etanol) y una burbuja de gas. La caja de vidrio está encajada en una estructura de cemento. El sensor opera como si de un nivel de burbuja se tratara, la posición relativa de la burbuja dentro del líquido es detectada por sendos electrodos de excitación de forma que, dependiendo de los voltajes de ambos con respecto al electrodo colector, se puede obtener la inclinación del sensor. El modelo que se utilizará en el entorno de CMS es el sensor uniaxial AGI 756 de Applied Geomechanics que posee una resolución de 1 μ rad y un rango total de inclinaciones de ± 10 grados de arco.

Se han realizado dos pruebas para caracterizar tanto la respuesta en barrido como la respuesta en estabilidad de este sensor. En primer lugar, y para caracterizar el barrido de este sensor, se han realizado calibraciones de un conjunto de sensores del modelo AGI 756. De los diagramas de residuos de estas calibraciones se ha concluido que cada sensor tiene una respuesta característica que le es peculiar, por lo que ésta sólo puede depender de la estructura interna del sensor. En segundo lugar se han realizado medidas de la respuesta en estabilidad

de estos sensores corregidas en temperatura, observando el alto grado de concordancia de las respuestas corregidas entre estos sensores.

Además, se han llevado a cabo pruebas para comprobar las respuestas de estos sensores cuando son sometidos a un campo magnético y a gradientes de campo magnético. De esas pruebas se ha comprobado que la señal del sensor en estabilidad sólo se ve afectada cuando aparecen gradientes de campo magnético entre los electrodos de excitación, al menos hasta unos 2 T de campo magnético. Para explicar esta respuesta se ha propuesto un modelo cualitativo para el sensor basado en el efecto Hall (campo magnético ejerciendo una fuerza de deriva sobre las partículas cargadas), que es capaz de explicar bastantes detalles del comportamiento de éste cuando se encuentra inmerso en el seno de un campo magnético. En este caso, se ha visto que la pérdida relativa de partículas cargadas entre los electrodos de excitación son la clave para explicar la respuesta del sensor.

Finalmente, se ha probado el sensor cuando es expuesto a distintas dosis de irradiación gamma y de neutrones. Las distintas dosis de exposición se han controlado según las dosis que está previsto que reciban para las distintas partes de CMS en las que estos sensores van emplazados. Las pruebas con dosis absorbidas de hasta 150 kGy de gammas y fluencias de hasta $2 \cdot 10^{14}$ neutrones/cm², que son las más altas dosis que estos sensores van a recibir en CMS, han mostrado que no alteran su respuesta. En esas pruebas de irradiación primero se irradiaba y después, tras dejar un tiempo de estabilización, se comprobaba la respuesta del sensor mediante una calibración. Obviamente, como el sensor va a estar en CMS monitorizando la respuesta de una forma continua en el tiempo, pueden surgir ciertos transitorios en la irradiación que no son observados una vez que ha pasado un cierto tiempo. Para ver si realmente existen esos transitorios, se ha realizado una irradiación adicional en la que simultáneamente a la irradiación del sensor se ha observado la respuesta de éste. Los resultados de la prueba muestran que no existen ese tipo de transitorios. Por lo tanto el sensor de inclinación se debe considerar inmune a las dosis de irradiación hasta las que va a estar sometido en el experimento CMS.

Los sensores de posición

Los sensores de posición son dispositivos que permiten medir la posición de los haces láser de referencia ayudando a determinar la posición relativa entre las distintas partes de CMS en las que van emplazados. Se han presentado los dos tipos de sensores candidatos para el sistema Link: no transparentes (CMOS) y semitransparentes (ALMY). La opción elegida como idónea para el sistema de alineamiento multipunto es la de los sensores transparentes de silicio amorfo ALMY. Prototipos de sensores ALMY de última generación han sido investigados en profundidad. Los prototipos en cuestión han sido fabricados en el Instituto de Física Electrónica de la Universidad de Stuttgart.

Los sensores ALMY tienen como característica fundamental su semitransparencia. Están constituidos por una serie de tiras de electrodos verticales y horizontales constituyendo una red, en cuyos cruces queda emparedada una lámina de semiconductor a-Si:H (silicio amorfo hidrogenado). De esta forma, en los cruces entre esas tiras perpendiculares quedan definidos los fotodiodos. La cantidad de fotodiodos por superficie de sensor no es muy elevada, pero se ha comprobado que basta para lograr una buena reconstrucción de la posición del láser incidente sin necesidad de tratar una gran cantidad de datos de las corrientes de fotodiodos para la monitorización de estos sensores. Los prototipos disponibles han sido completamente caracterizados.

Se ha comprobado que el comportamiento I-V de los fotodiodos corresponde a lo esperado para el tipo Schottky.

Se han detectado defectos de fabricación que han llevado a definir los criterios de aceptación/rechazo a aplicar en la fabricación en serie.

Se ha comprobado la capacidad de reconstrucción del centro de la mancha luminosa sobre la superficie del sensor, midiéndose una muy buena relación señal/ruido y calculándose una resolución intrínseca mejor que $5\text{ }\mu\text{m}$ en ambos ejes de coordenadas.

Se ha estudiado la homogeneidad de la respuesta que, diodo a diodo, resulta ser mejor que el 90 %.

Se ha medido la precisión en la reconstrucción espacial sobre toda la superficie activa de los sensores que ha resultado ser mejor que $10\text{ }\mu\text{m}$.

Se ha estudiado la homogeneidad óptica midiendo los ángulos de deflexión del haz luminoso a la salida del sensor en 400 puntos distribuidos sobre su área activa. Los resultados son deflexiones, en general, inferiores a los $10\text{ }\mu\text{rad}$, tanto en θ_x como en θ_y .

Utilizando un espectrómetro se ha medido el poder de transmisión que ha resultado ser superior al 70 % en todo el espectro visible y el infrarrojo cercano.

Se han irradiado sensores con rayos gamma hasta una dosis superior a dos órdenes de magnitud a la esperada y se ha observado una disminución de la transmitancia inferior al 10 % en el rango del visible.

De todas estas pruebas realizadas se puede concluir que esta nueva generación de sensores tiene una buena homogeneidad, alta precisión en la capacidad de reconstrucción del centroide del haz, alta resolución intrínseca, buena resolución espacial del sensor, bajos ángulos de deflexión de los distintos haces láser utilizados, y una transmitancia adecuada. Por todo ello, son adecuados para ser incorporados en CMS.

AGRADECIMIENTOS

Agradezco al *Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas* (CIEMAT) la posibilidad que me ha dado para realizar este trabajo con el disfrute de una beca predoctoral.

Agradezco la grata acogida que se me ha mostrado tanto en el *Departamento de Altas Energías*, dirigido por el Dr. Marcos Cerrada; así como en el *Departamento de Electrónica y Automática*, dirigido por el Dr. Carlos Wilmott, en el cual he realizado la mayor parte del trabajo experimental.

Agradecer, en particular, al Dr. Antonio Ferrando García, por el trato agradable, comprensión y apoyo continuo que ha mostrado en todas las fases de la realización de este trabajo de tesis.

A Antonio Molinero, José Miguel Barcala, Juan Carlos Oller, Javier Navarrete y Javier Chércoles, agradecerles la posibilidad que he tenido tanto de aprender con ellos, así como de lograr las facilidades necesarias para la puesta a punto de los experimentos y pruebas realizadas en el este trabajo. Además, agradecer a la Dra. M^a Cruz Fouz por detallarme el procedimiento de construcción y control de la calidad de las cámaras de muones.

Recordar la cordial acogida recibida en el *Departamento de Física de Altas Energías* de la Universidad de Cantabria, dirigido por la profesora Teresa Rodrigo, en los viajes de trabajo en los que me he desplazado a dicho departamento. Así, como la ayuda recibida en el montaje y toma de datos experimentales por Alicia Calderón, la Dra. Amparo Virto y el profesor Francisco Matorras.

Agradecer, en el *Departamento de Física* de la Universidad de Córdoba, el constante apoyo recibido por la profesora M^a Dolores Calzada y el profesor Manuel Sáez. Además, mi cordial agradecimiento al profesor Vicente Colomer por aceptar la tutoría del presente trabajo.

Recordar a mis compañeros doctorandos del CIEMAT con los que he tenido gratos momentos y con los que he compartido las vicisitudes que conlleva el ser becario investigador.

Además mostrar mi pleno agradecimiento a los alumnos de la *Facultad de Matemáticas* de la Universidad Complutense de Madrid que he conocido, que me han hecho recordar las penas y alegrías que supone ser estudiante, así como el inmenso esfuerzo que supone el sacar adelante una carrera de ciencias. Sobre todo, me han hecho revivir los gratos momentos de la vida del estudiante y, así, quitarme algunos años de encima.