

## FAE-25

**Búsqueda de acoplos anómalos en el sector de Higgs en el experimento L3**

J.Alcaraz, A.Bajo, B.de la Cruz, N.Colino, M.I.Josa, P.Ladrón de Guevara, E.Sánchez

Unidad de Física de Partículas – CIEMAT – Avda. Complutense 22, 28040 Madrid

## I. INTRODUCCIÓN

En extensiones del modelo estándar al mecanismo de ruptura espontánea de simetría aparecen nuevas interacciones entre la partícula de Higgs y los bosones vectoriales, que modifican los mecanismos de producción del Higgs y sus propiedades de desintegración. Estas interacciones vienen acompañados por sus correspondientes acoplos. Una signatura típica de su existencia sería una gran sección eficaz de producción en canales no estándar como  $e^+e^- \rightarrow H\gamma$ . Otro efecto sería el incremento significativo de la fracción de desintegración en canales como  $H \rightarrow \gamma\gamma$  y  $H \rightarrow Z\gamma$ , que son cero en el modelo estándar a nivel árbol. En el experimento L3 se ha realizado una búsqueda dedicada de la producción del bosón de Higgs en este tipo de procesos. Los datos se recogieron a una energía en el centro de masas de 189 GeV y corresponden a una luminosidad integrada de  $176 \text{ pb}^{-1}$ .

Prácticamente todos los análisis se basan en la identificación de fotones. Un fotón se define como una cascada en el calorímetro electromagnético con un perfil consistente con el de una partícula electromagnética y sin traza en la cámara de vértices asociada a ella. Los candidatos a fotones tienen que tener una energía mayor de 5 GeV y estar en la región angular  $|\cos \theta_\gamma| < 0.8$ .

## II. CANALES ANALIZADOS

$e^+e^- \rightarrow H\gamma \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ . La masa invariante de al menos uno de los pares de fotones en el suceso debe ser consistente con la hipótesis de masa del Higgs dentro de 3 GeV. El fondo de sucesos seleccionados procede esencialmente del proceso QED  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ . Comparando el número de sucesos seleccionados en los datos y los esperados para los dos procesos posibles se obtiene un límite al producto de la sección eficaz de producción por la fracción de desintegración (tabla 1).

$e^+e^- \rightarrow H\gamma \rightarrow \bar{b}b\gamma$ . Esta selección exige la presencia de un fotón aislado casi monoenergético y una buena identificación de quarks b. El fondo de sucesos seleccionados procede esencialmente del proceso  $e^+e^- \rightarrow Z\gamma$ . La distribución de la masa de retroceso al fotón es la variable utilizada para establecer límites en el producto de la sección eficaz de producción por la fracción de desintegración (tabla 1).

$e^+e^- \rightarrow H\gamma \rightarrow Z\gamma\gamma$ . Son sucesos hadrónicos con dos candidatos a fotones. Comparando la sección eficaz medida del proceso SM  $e^+e^- \rightarrow Z\gamma\gamma$  con la esperada, se obtiene un límite a la producción anómala a través del Higgs (tabla 1).

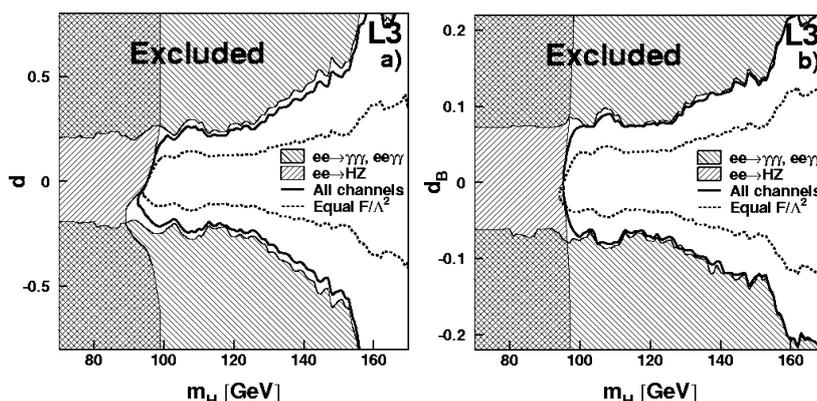
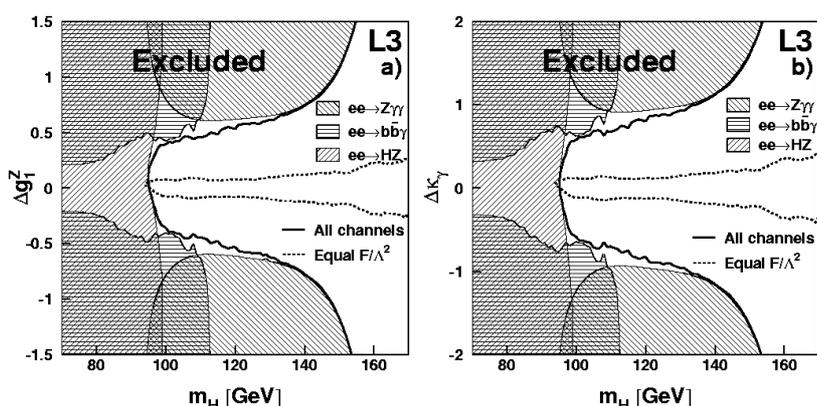
$e^+e^- \rightarrow e^+e^- H, H \rightarrow \gamma\gamma$ . Se realiza un ajuste cinemático a la hipótesis de señal asumiendo que toda la energía que falta se ha perdido en la línea del haz y que la masa vista del suceso coincide con  $m_H$  dentro de las incertidumbres experimentales. El fondo está dominado por sucesos  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ . Dado que  $\sigma(e^+e^- \rightarrow H e^+e^-)$  es proporcional a la anchura parcial del Higgs en fotones, se puede obtener, en este caso, un límite al producto de esta anchura parcial por la fracción de desintegración en fotones (tabla 1).

Tabla 1. Límites al producto de la sección eficaz por la relación de desintegración, para los diferentes canales estudiados del Higgs.

$m_H$ (GeV)	$\sigma(e^+e^- \rightarrow H\gamma) \times$ BR(H $\rightarrow \gamma\gamma$ ) (fb)	$\sigma(e^+e^- \rightarrow H\gamma) \times$ BR(H $\rightarrow \bar{b}b$ ) (fb)	$\sigma(e^+e^- \rightarrow H\gamma) \times$ BR(H $\rightarrow Z\gamma$ ) (fb)	$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) \times$ BR(H $\rightarrow \gamma\gamma$ ) (MeV)
70	77	101	723	0,3
90	115	365	234	0,8
110	122	200	200	4,5
130	91	155	186	11,6
150	93	105	194	32,7
170	152	157	196	88,7

### III. LÍMITES A ACOPLOS ANÓMALOS

El análisis previo muestra que hay un buen acuerdo entre los datos experimentales y las predicciones del modelo estándar. Este acuerdo puede cuantificarse en términos de límites a los acoplos anómalos  $d$ ,  $d_B$ ,  $\Delta g_1^Z$ ,  $\Delta \kappa_\gamma$ . En las figuras 1 y 2 se presentan los límites de los cuatro parámetros anómalos (en la suposición de que los demás son cero) en función de la masa del bosón de Higgs.


 Figura 1. Regiones excluidas para los acoplos anómalos a)  $d$  y b)  $d_B$  en función de la masa del Higgs.

 Figura 2. Regiones excluidas para los acoplos anómalos a)  $\Delta g_1^Z$  y b)  $\Delta \kappa_\gamma$  en función de la masa del Higgs.