Búsqueda de Leptones Excitados y Estudio del Proceso $e^+e^- \rightarrow ZZ$ en LEP

Miguel Ángel Falagán Bobillo

Diciembre 2000

ÍNDICE

DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

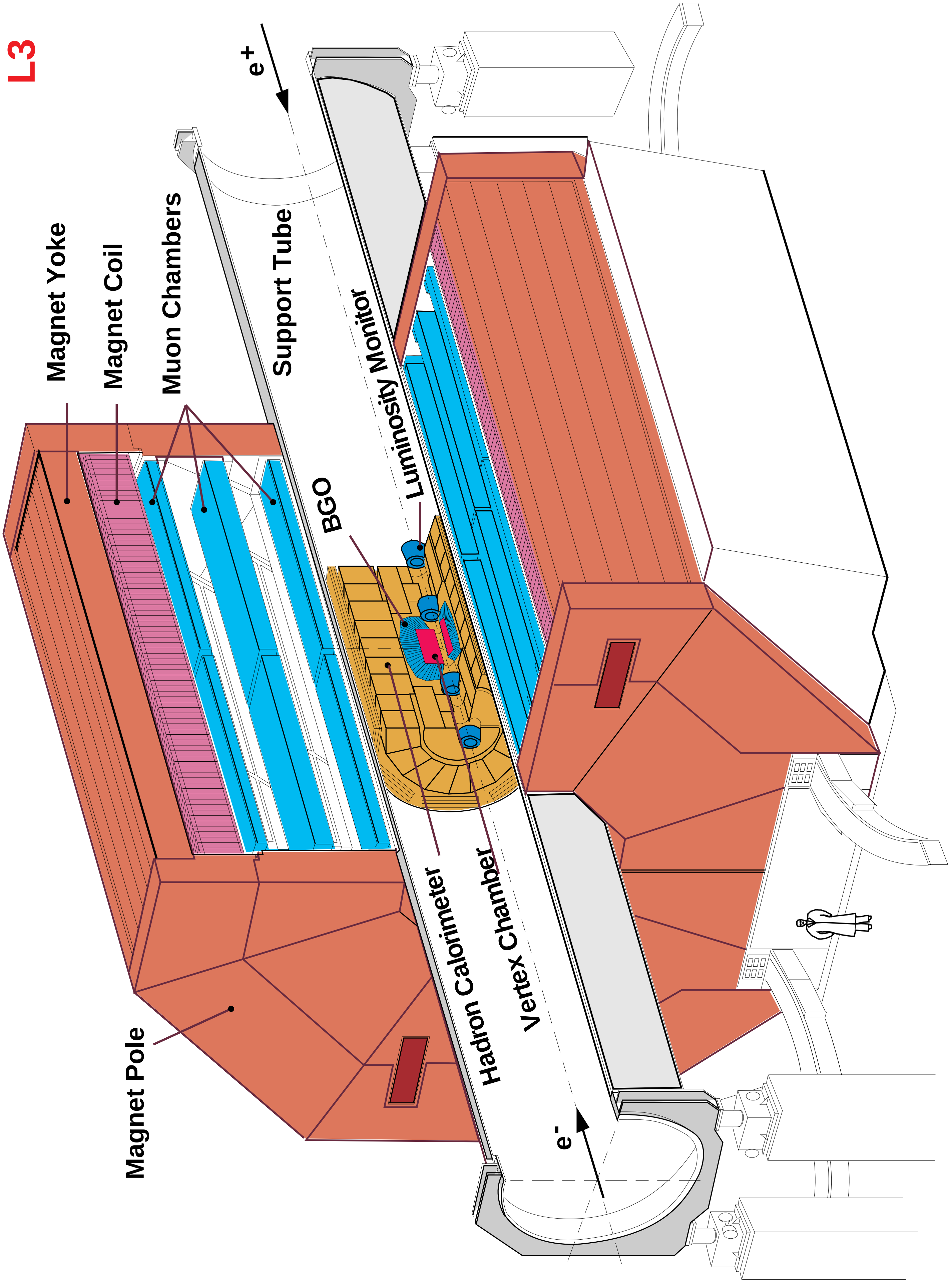

CERN
CERN Prévessin
GENEVA
L3
SPS
ALEPH
DELPHI
OPAL
LEP
e^- Electron
e^+ Positron

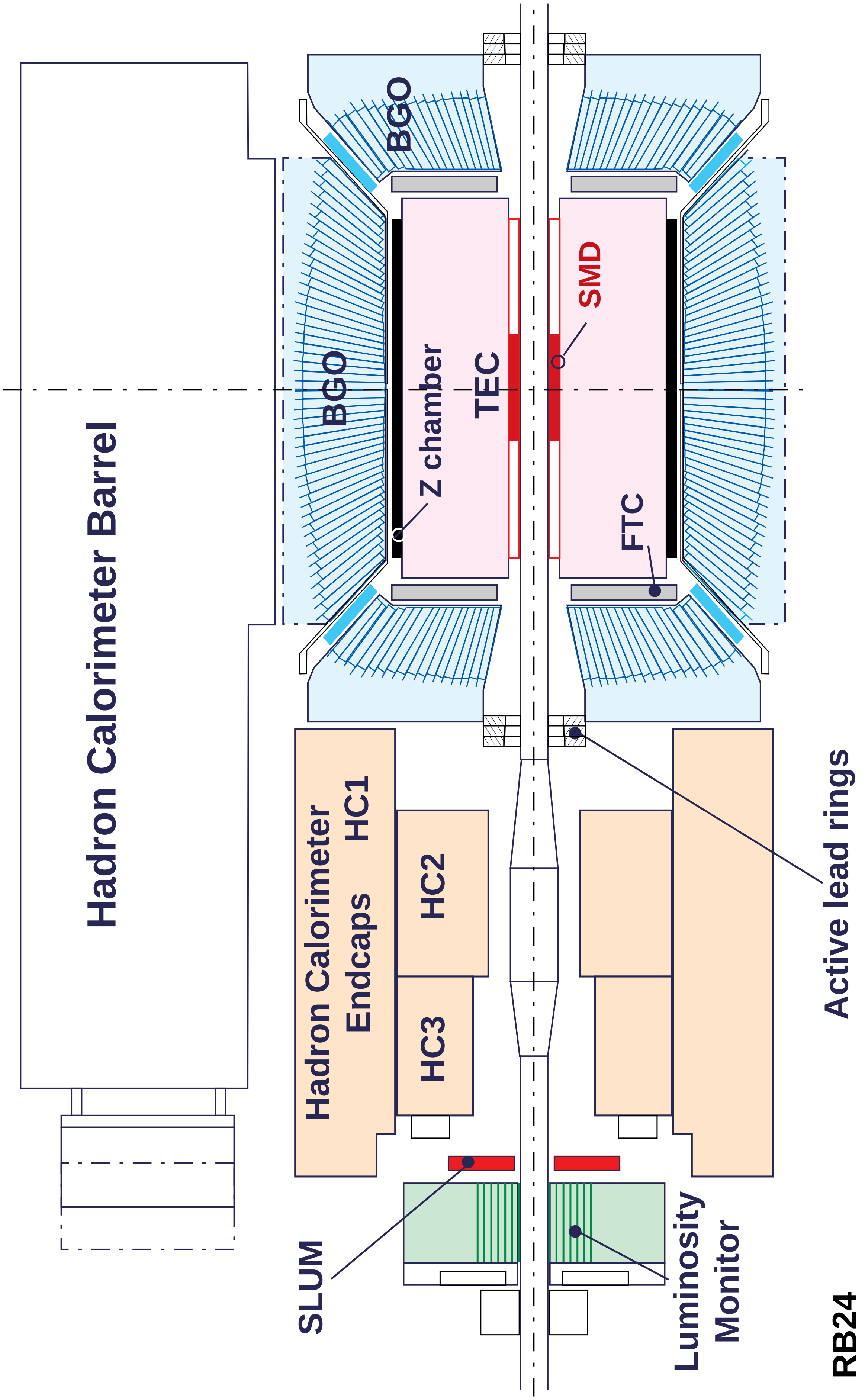
- Los datos analizados en este trabajo fueron tomados por el detector L3 durante 1999.

- En 1999 LEP operó a energías de centro de masas entre 192 GeV y 202 GeV.

- L3 registró una luminosidad total de 233 pb^{-1}

$\sqrt{s}$ (GeV)	$\mathcal{L}$ (pb^{-1})
191.6	29.7
195.5	83.7
199.5	82.8
201.7	37.0


L3
e+
Magnet Yoke
Magnet Coil
Muon Chambers
Support Tube
Luminosity Monitor
BGO
Hadron Calorimeter
Vertex Chamber
Magnet Pole
e-


Hadron Calorimeter Barrel
BGO
BGO
Z chamber
TEC
SMD
FTC
Hadron Calorimeter
Endcaps
HC1
HC2
HC3
Active lead rings
SLUM
Luminosity
Monitor
RB24

LEPTONES EXCITADOS

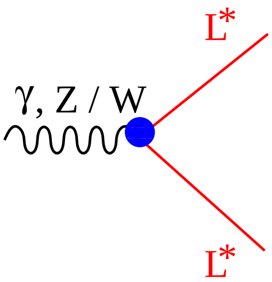
Leptones Excitados

• Si los leptones fueran partículas compuestas sería esperable la existencia de estados excitados.

• Los modelos compuestos podrían dar respuesta a algunas de las preguntas que se plantean en el Modelo Estándar y hacer calculables algunos de sus parámetros.

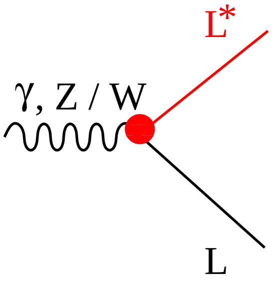
• Los leptones excitados se buscan en el marco de un modelo propuesto por Hagiwara en el que se asumen dobletes de isospín con componentes dextrógiras y levógiras que interaccionan con los bosones y los leptones estándar.

$$\mathrm{L}^* = \begin{pmatrix} \nu^* \\ \ell^* \end{pmatrix}_L + \begin{pmatrix} \nu^* \\ \ell^* \end{pmatrix}_R$$



Acoplo $\mathrm{L}^*\mathrm{L}^*\mathrm{V}$

$$\mathcal{L}_{\mathrm{L}^*\mathrm{L}^*} = \bar{\mathrm{L}}^* \gamma^\mu \left(g \tfrac{\vec{\tau}}{2} \vec{W}_\mu + g' Y B_\mu \right) \mathrm{L}^*$$

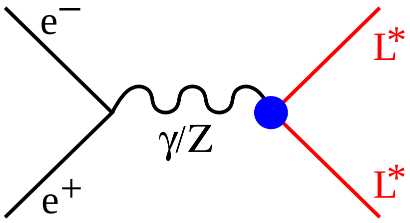


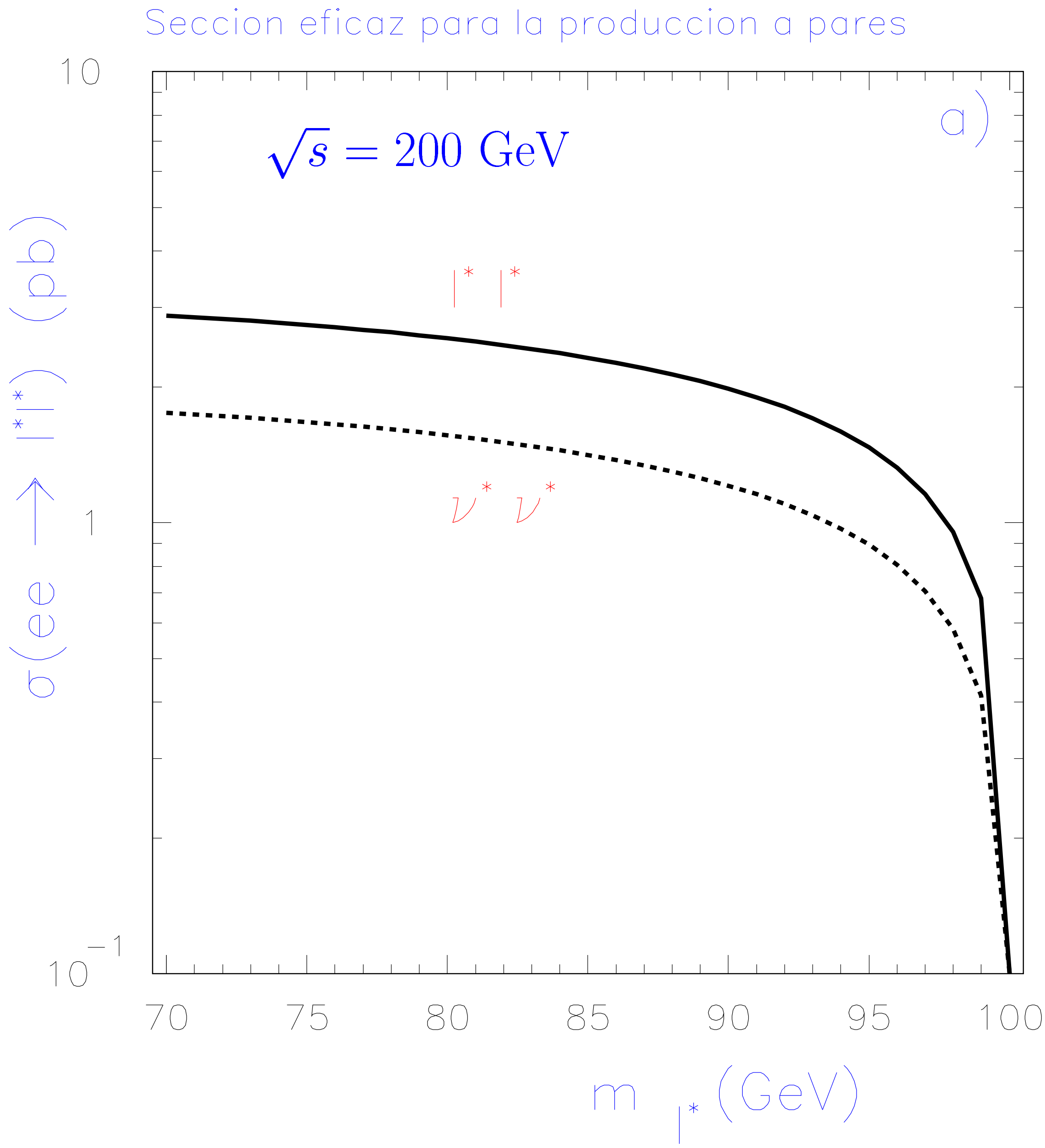
Acoplo $\mathrm{L}^*\mathrm{L}\mathrm{V}$

$$\mathcal{L}_{\mathrm{L}^*\mathrm{L}} = \tfrac{1}{\Lambda} \bar{\mathrm{L}}^* \sigma^{\mu\nu} \left(g f \tfrac{\vec{\tau}}{2} \partial_\mu \vec{W}_\nu + g' f' Y \partial_\mu B_\nu \right) \tfrac{1-\gamma^5}{2} \mathrm{L}$$

$$+\mathrm{h.c.}$$

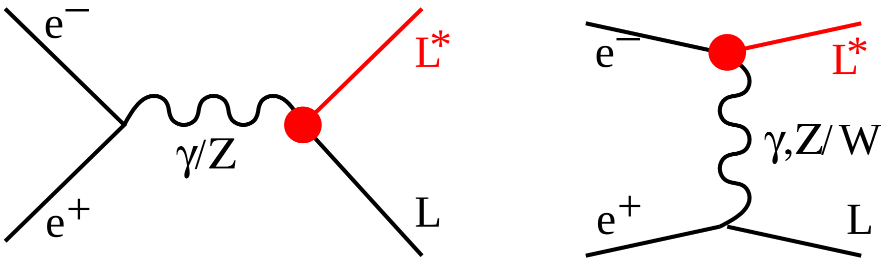
Producción a Pares de Leptones Excitados



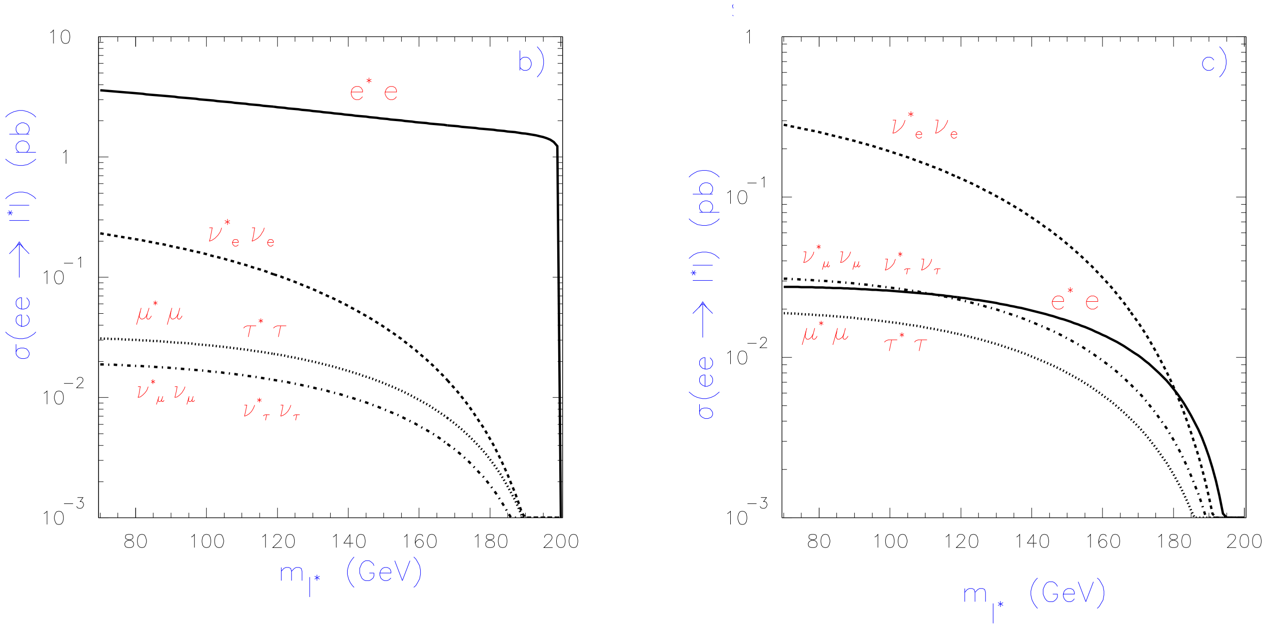


La sección eficaz depende de $\sqrt{s}$ y m_*

Producción Individual de Leptones Excitados

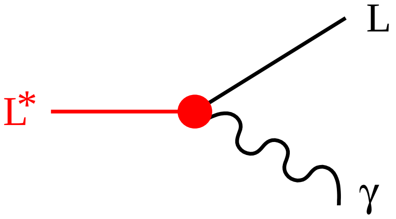


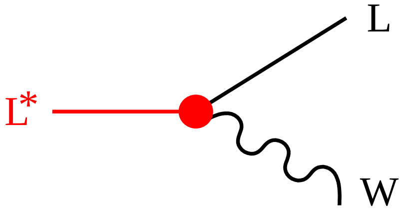
$f = f'$ $\sqrt{s} = 200$ GeV, $\Lambda = 1$ TeV $f = -f'$

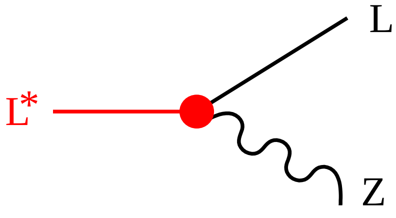


La sección eficaz depende de $\sqrt{s}$, m_*, f/Λ y f'/Λ

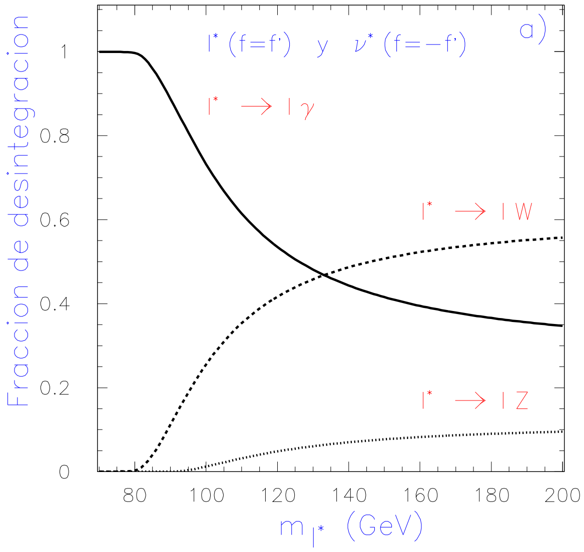
Desintegración de Leptones Excitados



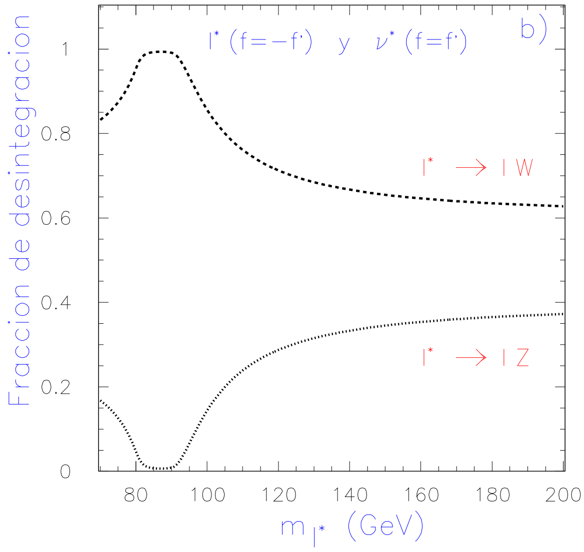




$\ell^* \; (f = f')$ y $\nu^* \; (f = -f')$



$\ell^* \; (f = -f')$ y $\nu^* \; (f = f')$



Las fracciones de desintegración dependen de m_* y f/f'.

Producción a Pares

$$e^+e^- \rightarrow \ell^*\ell^*$$
$$e^+e^- \rightarrow \nu^*\nu^*$$

Producción Individual

$$e^+e^- \rightarrow \ell\ \ell^*$$
$$e^+e^- \rightarrow \nu\ \nu^*$$

Modos de Desintegración

$\ell^* \rightarrow \ell\gamma$	$\nu^* \rightarrow \nu\gamma$
$\ell^* \rightarrow \nu W$	$\nu^* \rightarrow \ell W$
$\ell^* \rightarrow \ell Z$	$\nu^* \rightarrow \nu Z$

- Para cada estado final se han aplicado unos criterios de selección que aceptan una buena parte de la señal de leptones excitados y rechazan la mayor parte del fondo proveniente de sucesos del Modelo Estándar.

- Se busca un exceso en el número de sucesos en datos sobre el fondo esperado.

Producción a pares

• Los leptones excitados se pueden producir a pares si su masa es inferior a la energía del haz, $m_* < \frac{\sqrt{s}}{2}$.

Estados finales considerados en la búsqueda a pares:

Señal	Estado Final		
$\mathrm{e}^*\mathrm{e}^*$	$\mathrm{ee}\gamma\gamma$	$\nu\nu\mathrm{WW}$	$\mathrm{e}\gamma\nu\mathrm{W}$
$\mu^*\mu^*$	$\mu\mu\gamma\gamma$		$\mu\gamma\nu\mathrm{W}$
$\tau^*\tau^*$	$\tau\tau\gamma\gamma$		$\tau\gamma\nu\mathrm{W}$
$\nu_\mathrm{e}^*\nu_\mathrm{e}^*$	$\nu\nu\gamma\gamma$	eeWW	$\nu\gamma\mathrm{eW}$
$\nu_\mu^*\nu_\mu^*$		$\mu\mu\mathrm{WW}$	$\nu\gamma\mu\mathrm{W}$
$\nu_\tau^*\nu_\tau^*$		$\tau\tau\mathrm{WW}$	$\nu\gamma\tau\mathrm{W}$

• Los modos de desintegración completamente radiativos dan lugar a estados finales claros con un fondo reducido.

• Los modos de desintegración vía corrientes cargadas dan lugar a estados finales similares a los provenientes del proceso estándar $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mathrm{WW}$, que supone un gran fondo.

• Las selecciones mixtas complementan a las dos anteriores, en topologías para las que el fondo es intermedio.

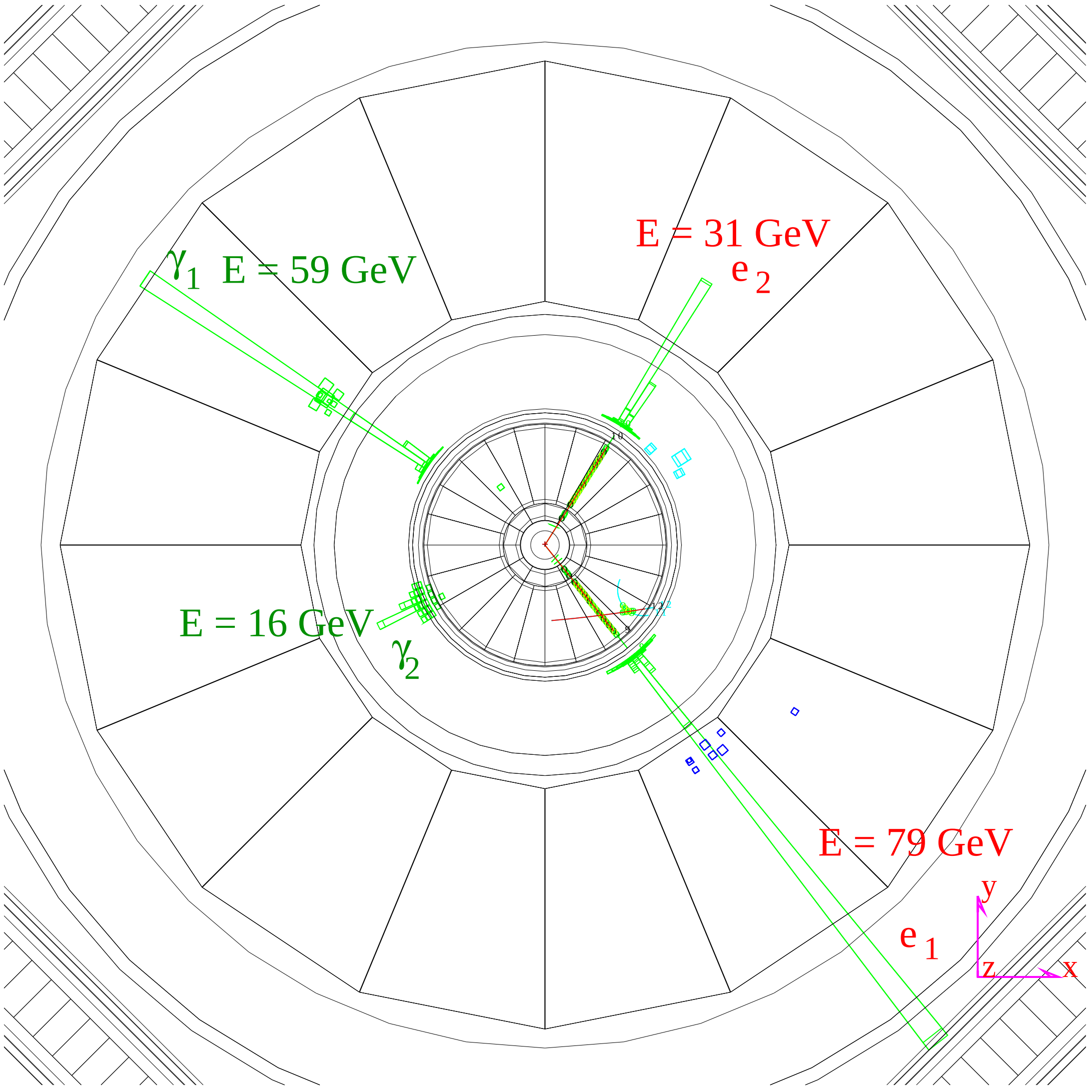
- Los sucesos $\ell^*\ell^* \rightarrow \ell\ell\gamma\gamma$ se seleccionan requiriendo dos pares $\ell\gamma$ de alta masa invariante:

$$m(\ell_1\gamma_1) + m(\ell_2\gamma_2) > 100 \text{ GeV}$$

$$|m(\ell_1\gamma_1) - m(\ell_2\gamma_2)| < 10 \text{ GeV}$$

$m(e_1, \gamma_2) = 60$ GeV $m(e_2, \gamma_1) = 59$ GeV

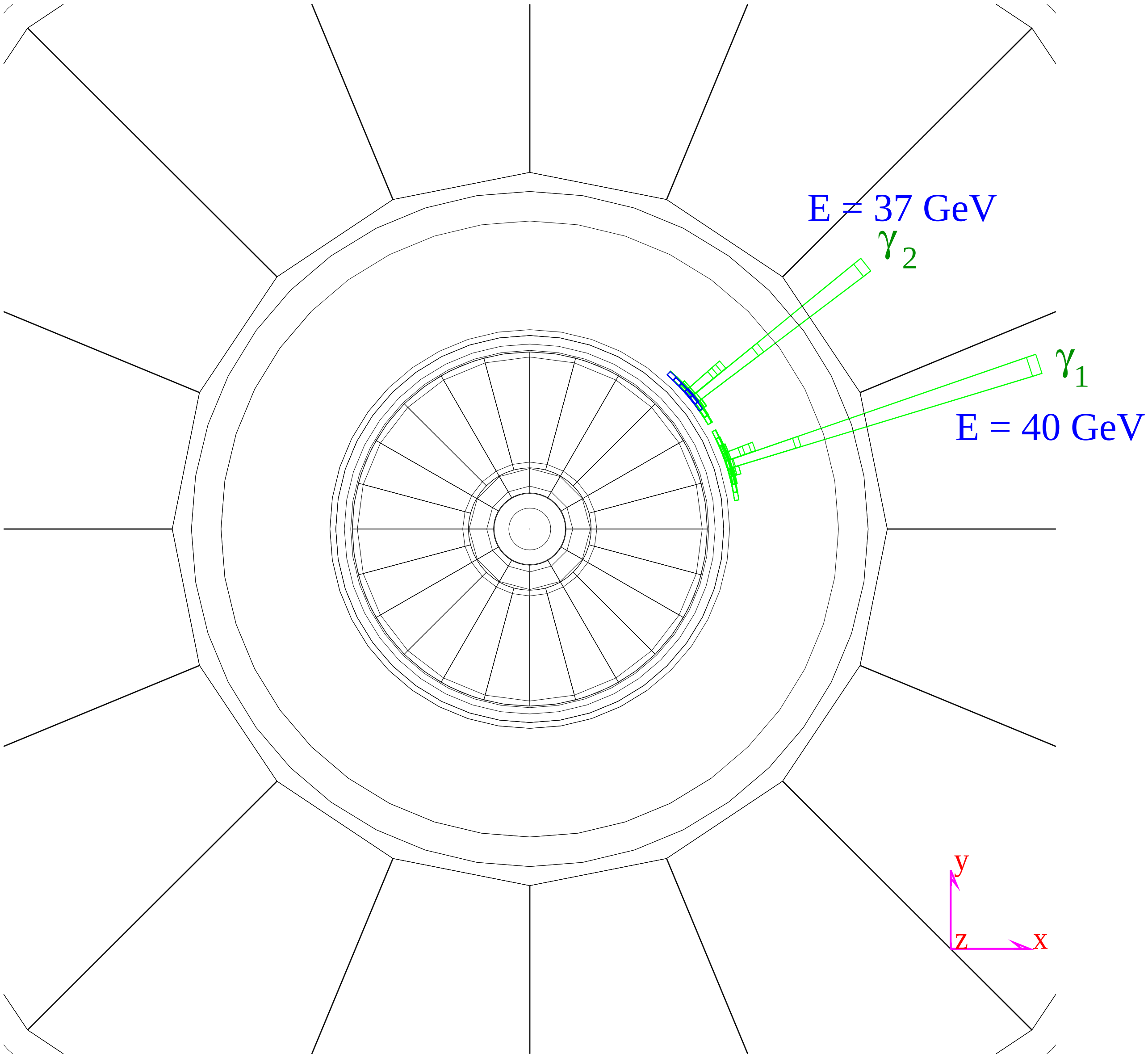
Run # **772501** **Event #** **3103** Total Energy : 189.50 GeV



Transverse Imbalance :	.0166		**Longitudinal Imbalance :**	-.0202	
Thrust :	.7979	**Major :**	.2969	**Minor :**	.2251
Event DAQ Time :	*990820 54953*				

- El proceso $\nu^*\nu^* \to \nu\nu\gamma\gamma$ se selecciona requiriendo sucesos con dos fotones energéticos en la zona central del detector, y ninguna otra deposición calorimétrica o traza.

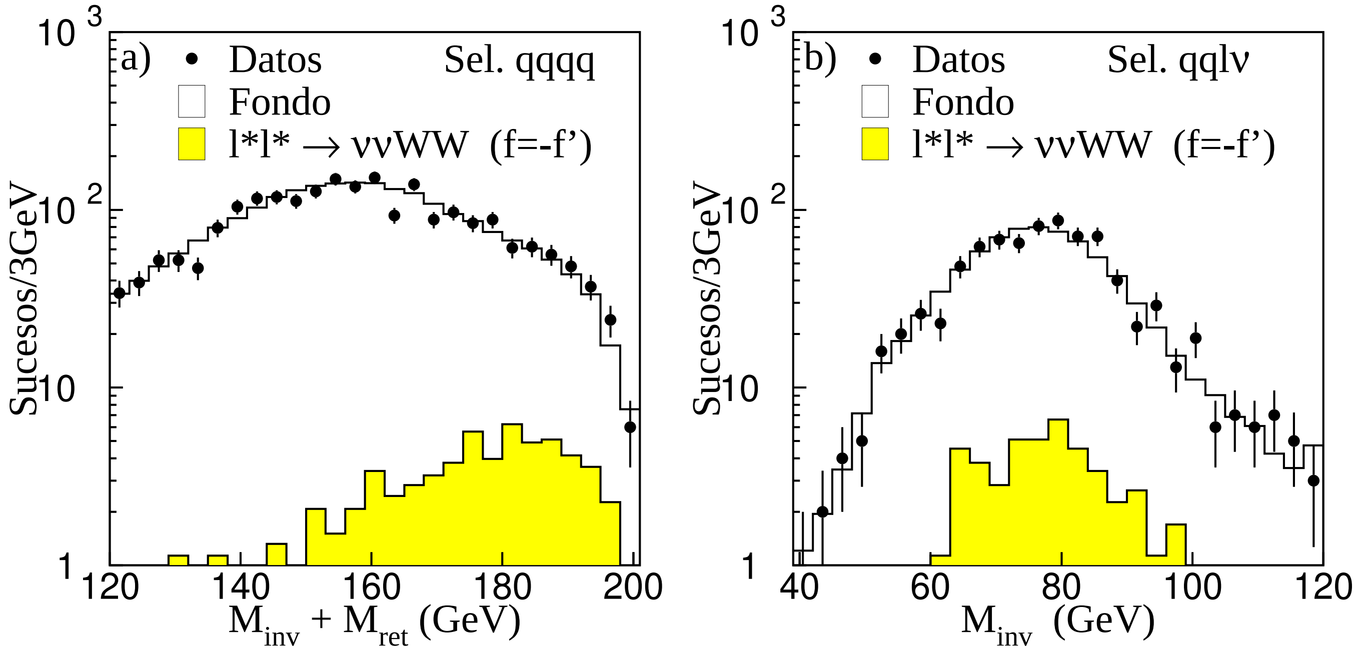
Run # **760901** **Event #** **3720** Total Energy : 96.50 GeV



Transverse Imbalance : .8262		**Longitudinal Imbalance :** -.5410	
Thrust : .9873	**Major :** .1573		**Minor :** .0013
Event DAQ Time : *990723 144255*			

• La selección de $\ell^*\ell^* \to \nu\nu WW$ y $\nu^*\nu^* \to \tau\tau WW$ requiere la identificación de los productos de desintegración de dos bosones W.

• Se consideran las desintegraciones completamente hadrónicas y las semileptónicas



$(m_* = 95\ \mathrm{GeV})$

El fondo para estas selecciones es muy grande.

• La selección de $\nu^*\nu^* \to eeWW$ y $\nu^*\nu^* \to \mu\mu WW$ requiere los productos de desintegración de dos bosones W, y además la identificación de dos electrones o muones.

• La presencia de estos dos leptones adicionales hace posible conseguir una eficiencia razonable con un fondo muy pequeño.

• La identificación de e*e* $\rightarrow$ e$\gamma\nu$W y $\mu^*\mu^* \rightarrow \mu\gamma\nu$W se basa en un par e$\gamma$ o $\mu\gamma$ cuyas masa invariante y masa de retroceso son grandes y compatibles entre si:

$$m_{inv}(\ell\gamma) + m_{ret}(\ell\gamma) > 160 \text{ GeV}$$

$$|m_{inv}(e\gamma) - m_{ret}(e\gamma)| < 10 \text{ GeV}$$
$$|m_{inv}(\mu\gamma) - m_{ret}(\mu\gamma)| < 20 \text{ GeV}$$

• La selección de $\tau^*\tau^* \rightarrow \tau\gamma\nu$W y $\nu^*\nu^* \rightarrow \nu\gamma\ell$W se basa en la identificación de un leptón, los productos de desintegración de un bosón W y energía perdida.

• Los resultados de la búsqueda de leptones excitados producidos a pares se resumen en la siguiente tabla

Señal	Datos	Fondo S.M.	Efic. (%)
$\mathrm{e}^*\mathrm{e}^* \to \mathrm{ee}\gamma\gamma$	1	0.8	46.4
$\mu^*\mu^* \to \mu\mu\gamma\gamma$	1	0.5	44.4
$\tau^*\tau^* \to \tau\tau\gamma\gamma$	0	0.2	43.1
$\nu^*\nu^* \to \nu\nu\gamma\gamma$	2	1.9	44.9
$\ell^*\ell^* \to \nu\nu\mathrm{WW}$	2978	2993	64.9
$\nu_\mathrm{e}^*\nu_\mathrm{e}^* \to \mathrm{eeWW}$	0	0.2	19.1
$\nu_\mu^*\nu_\mu^* \to \mu\mu\mathrm{WW}$	0	0.7	21.8
$\nu_\tau^*\nu_\tau^* \to \tau\tau\mathrm{WW}$	2978	2993	69.1
$\mathrm{e}^*\mathrm{e}^* \to \mathrm{e}\gamma\nu\mathrm{W}$	13	11	56.8
$\mu^*\mu^* \to \mu\gamma\nu\mathrm{W}$	5	8	42.7
$\tau^*\tau^* \to \tau\gamma\nu\mathrm{W}$	56	45	36.6
$\nu_\mathrm{e}^*\nu_\mathrm{e}^* \to \nu\gamma\mathrm{eW}$	18	12	38.1
$\nu_\mu^*\nu_\mu^* \to \nu\gamma\mu\mathrm{W}$			28.5
$\nu_\tau^*\nu_\tau^* \to \nu\gamma\tau\mathrm{W}$			18.6

No se observa un exceso significativo en datos

- A partir de estos resultados se derivan límites superiores a la sección eficaz de producción de leptones excitados, teniendo en cuenta la luminosidad, las eficiencias y las fracciones de desintegración.

- Los límites a la sección eficaz dan lugar a límites inferiores a la masa de los leptones excitados.

Leptón excitado	Límite a m_* (GeV) (95% CL)		
Escenario	$f = f'$	$f = -f'$	Independiente
e^*	100.1	96.2	96.0
μ^*	100.3	96.2	96.2
τ^*	99.9	96.2	94.9
ν_{e}^*	99.3	99.5	98.5
ν_μ^*	99.4	99.5	98.5
ν_τ^*	93.9	99.4	92.7

- Se muestran los límites en dos escenarios considerados habitualmente, $f = f'$ y $f = -f'$.

- Además se muestran los límites obtenidos al hacer un barrido a todos los posibles valores de f/f'. Estos límites corresponden al escenario que maximiza la compatibilidad de los datos con la existencia de leptones excitados.

Producción individual

- Los leptones excitados se pueden producir a pares si su masa es inferior a la energía del haz, $m_* < \sqrt{s}/2$.

- La búsqueda individual complementa a la búsqueda a pares en la zona $\frac{\sqrt{s}}{2} < m_* < \sqrt{s}$

- Estados finales considerados en la búsqueda individual:

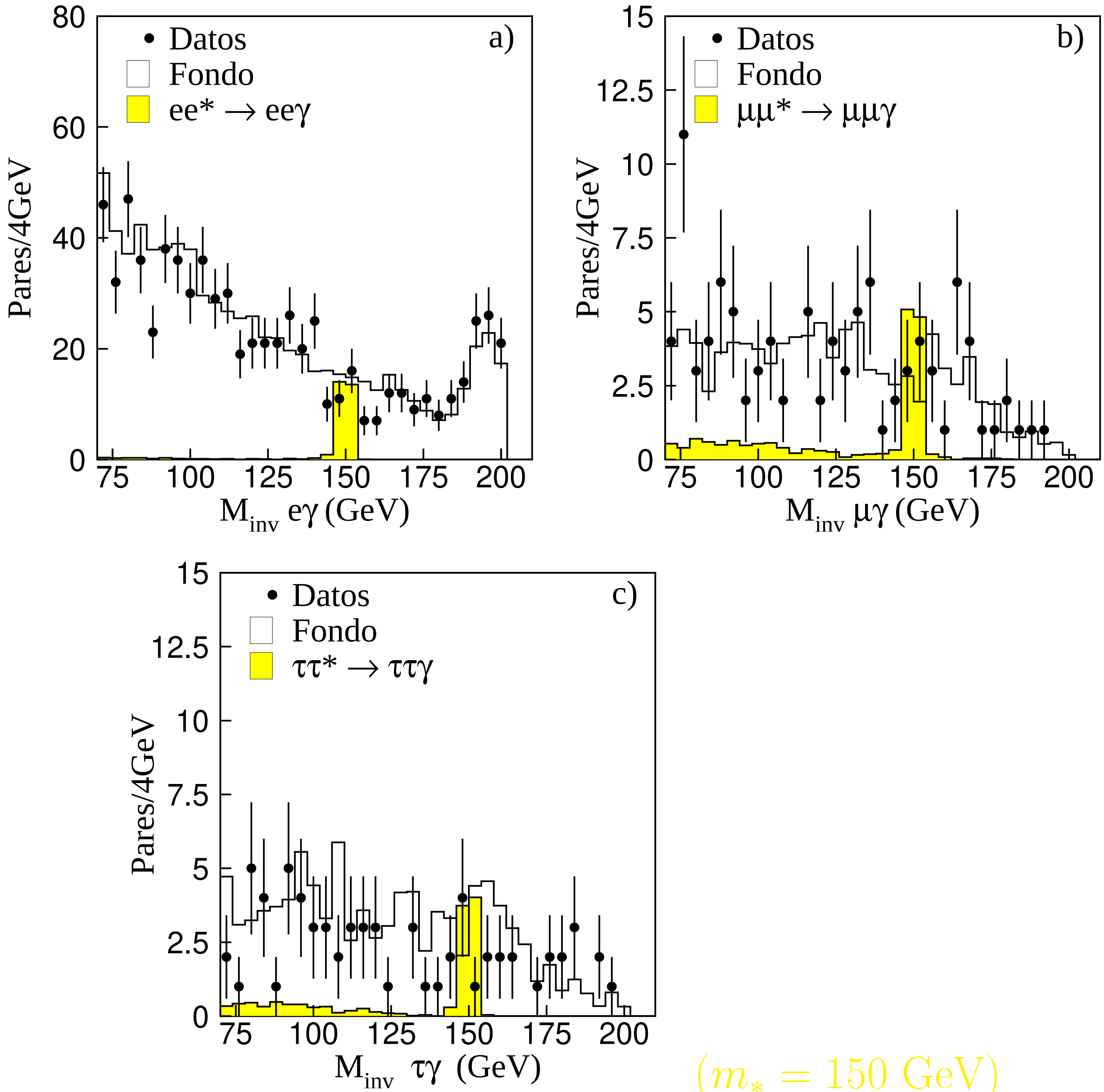
<table>
<tr><th>Señal</th><th colspan="3">Estado final</th></tr>
<tr><td>ee^*</td><td>$\mathrm{ee}\gamma$</td><td>$\mathrm{e}\nu\mathrm{W}$</td><td>eeZ</td></tr>
<tr><td>$\mu\mu^*$</td><td>$\mu\mu\gamma$</td><td>$\mu\nu\mathrm{W}$</td><td>$\mu\mu\mathrm{Z}$</td></tr>
<tr><td>$\tau\tau^*$</td><td>$\tau\tau\gamma$</td><td>$\tau\nu\mathrm{W}$</td><td>$\tau\tau\mathrm{Z}$</td></tr>
<tr><td>$\nu_\mathrm{e}\nu_\mathrm{e}^*$</td><td rowspan="3">$\nu\nu\gamma$</td><td>$\nu\mathrm{eW}$</td><td rowspan="3">$\nu\nu\mathrm{Z}$</td></tr>
<tr><td>$\nu_\mu\nu_\mu^*$</td><td>$\nu\mu\mathrm{W}$</td></tr>
<tr><td>$\nu_\tau\nu_\tau^*$</td><td>$\nu\tau\mathrm{W}$</td></tr>
</table>

Producción individual

- Los estados finales $\ell\ell^* \to \ell\ell\gamma$ se seleccionan requiriendo sucesos con un fotón energético en la zona central del detector y dos leptones.

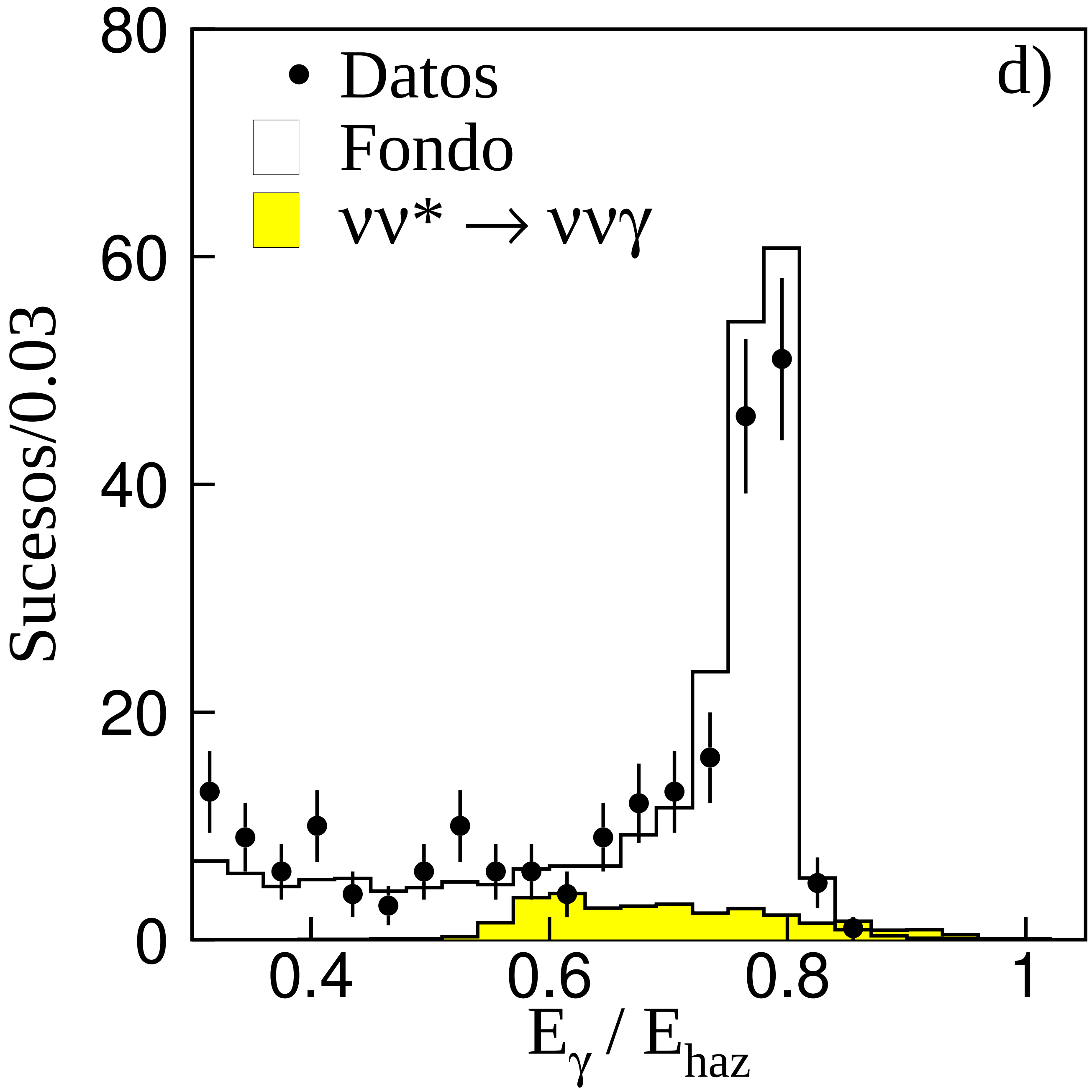
- Se requiere un par $\ell\gamma$ con alta masa invariante

$$m(\ell\gamma) > 70 \text{ GeV}$$



$(m_* = 150 \text{ GeV})$

- El estado final $\nu\nu^* \rightarrow \nu\nu\gamma$ se selecciona requiriendo sucesos con un fotón energético en la zona central del detector, y ninguna otra deposición calorimétrica o traza.

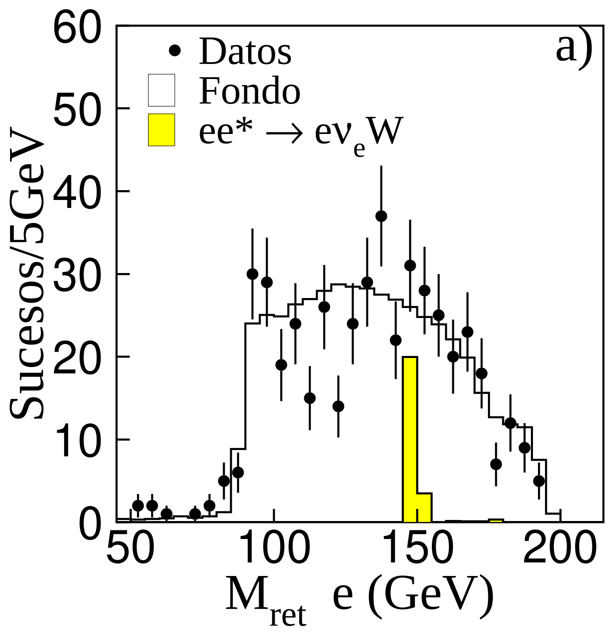


$(m_* = 150 \text{ GeV})$

• Para la selección de $\ell\ell^* \to \ell\nu$W se requiere un leptón y los productos de desintegración de un bosón W.

• En el caso de las desintegraciones hadrónicas del bosón W, se seleccionan sucesos con dos jets hadrónicos y un leptón.

La masa de retroceso del leptón corresponde a la masa del leptón excitado.

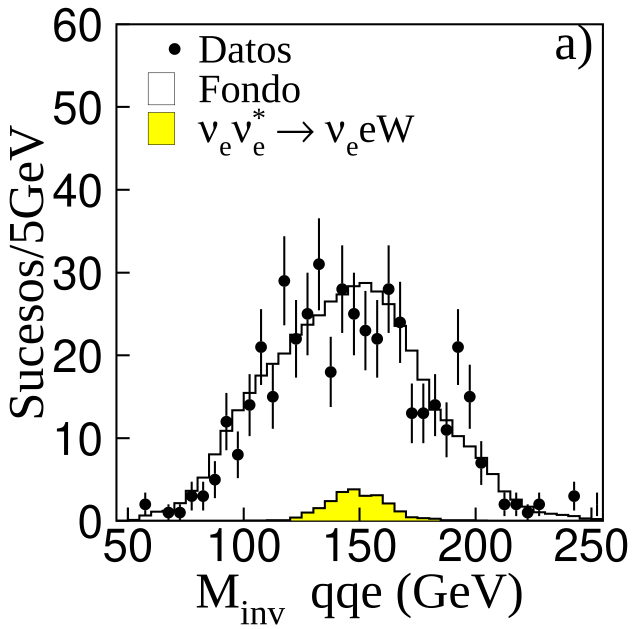


($m_* = 150$ GeV)

• En el caso de las desintegraciones leptónicas del bosón W, se seleccionan sucesos con dos leptones acoplanares.

• Para la selección de $\nu\nu^* \to \nu\ell\mathrm{W}$ se requiere un leptón y los productos de desintegración de un bosón W.

• En el caso de las desintegraciones hadrónicas del bosón W, la masa invariante del suceso corresponde a la masa del neutrino excitado.



$(m_* = 150$ GeV$)$

• En el caso de las desintegraciones leptónicas del bosón W, se seleccionan sucesos con dos leptones acoplanares.

Desintegraciones vía corrientes débiles neutras

Señal	Criterios
$\ell\ell^* \rightarrow \ell\ell\mathrm{Z} \rightarrow \ell\ell\mathrm{qq}$	*Dos jets hadronicos* *Al menos un lepton*
$\ell\ell^* \rightarrow \ell\ell\mathrm{Z} \rightarrow \ell\ell\ell\ell$	*Al menos tres leptones* $80\ GeV < m(\ell\ell) < 100\ GeV$
$\ell\ell^* \rightarrow \ell\ell\mathrm{Z} \rightarrow \ell\ell\nu\nu$	*Dos leptones acoplanares* *Energia perdida*
$\nu\nu^* \rightarrow \nu\nu\mathrm{Z} \rightarrow \nu\nu\mathrm{qq}$	*Dos jets acoplanares* *Energia perdida*
$\nu\nu^* \rightarrow \nu\nu\mathrm{Z} \rightarrow \nu\nu\ell\ell$	*Dos leptones acoplanares* *Energia perdida*

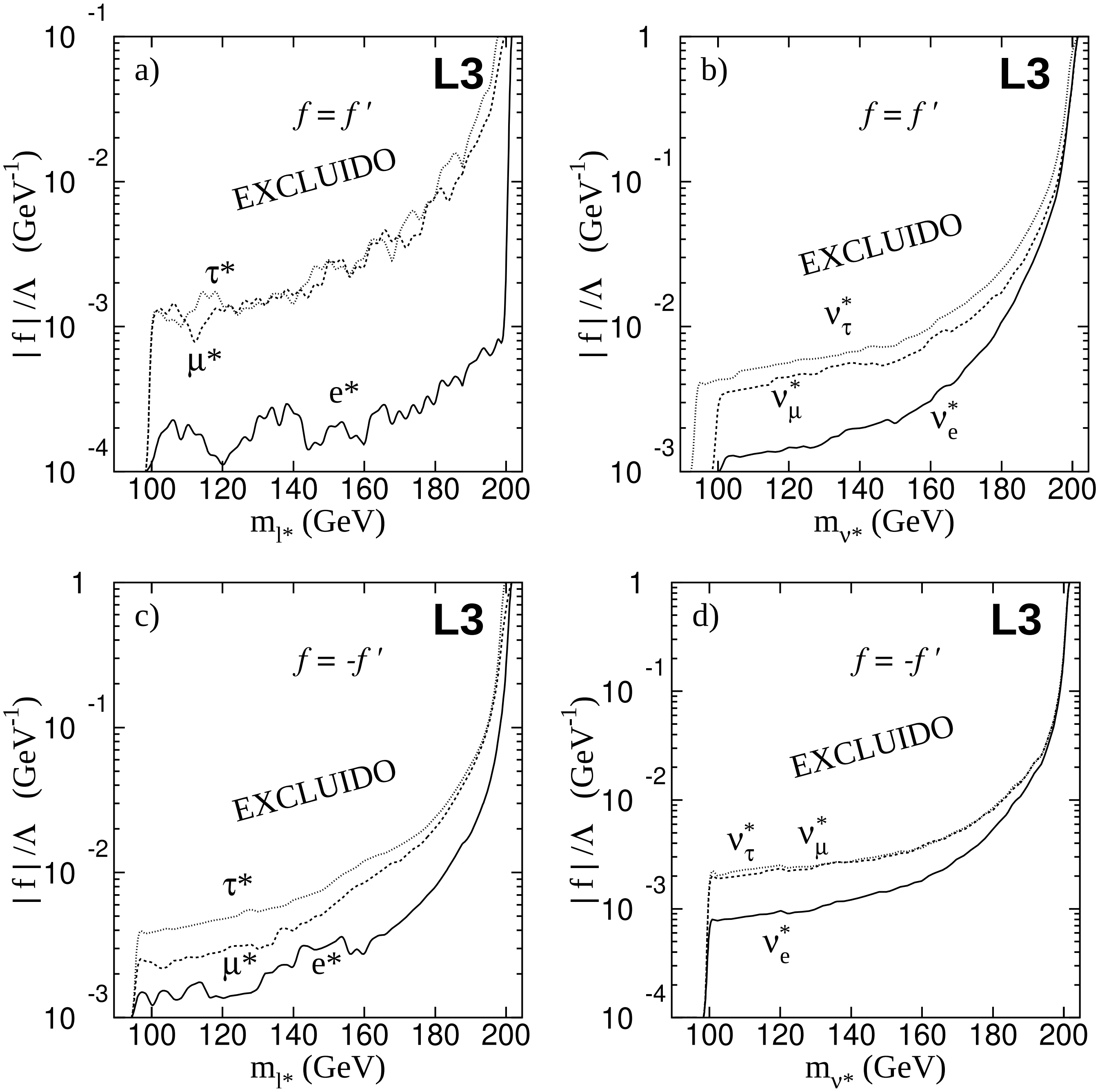
• Los resultados de la búsqueda de leptones excitados producidos individualmente se resumen en la siguiente tabla

Señal	Datos	Fondo	Efic. (%)
$\mathrm{ee}^* \to \mathrm{ee}\gamma$	682	714	60.8
$\mu\mu^* \to \mu\mu\gamma$	72	67	60.9
$\tau\tau^* \to \tau\tau\gamma$	50	69	42.4
$\nu\nu^* \to \nu\nu\gamma$	230	232	63.7
$\mathrm{ee}^* \to \mathrm{e}\nu_\mathrm{e}\mathrm{W}$	728	764	67.1
$\nu_e\nu_e^* \to \nu_e eW$			64.9
$\mu\mu^* \to \mu\nu_\mu\mathrm{W}$	684	694	60.4
$\nu_\mu\nu_\mu^* \to \nu_\mu\mu W$			65.0
$\tau\tau^* \to \tau\nu_\tau\mathrm{W}$	1365	1377	54.8
$\nu_\tau\nu_\tau^* \to \nu_\tau\tau W$			56.1
$\mathrm{ee}^* \to \mathrm{eeZ}$	663	692	57.6
$\mu\mu^* \to \mu\mu\mathrm{Z}$	608	617	51.8
$\tau\tau^* \to \tau\tau\mathrm{Z}$	1307	1308	33.9
$\nu\nu^* \to \nu\nu Z$	350	357	28.7

• No se observa un exceso significativo en datos en esta tabla, ni tampoco en las distribuciones relevantes.

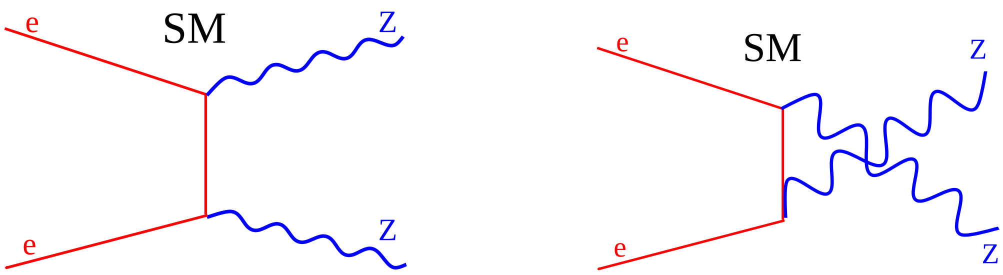
- A partir de estos resultados se derivan límites superiores a la sección eficaz de producción de leptones excitados, teniendo en cuenta la luminosidad, las eficiencias y las fracciones de desintegración.

- Los límites a la sección eficaz dan lugar a límites superiores a la constante de acoplo $|f|/\Lambda$ en función de la masa del leptón excitado.



EL PROCESO $e^+e^- \to ZZ$

El Proceso $e^+e^- \to ZZ$



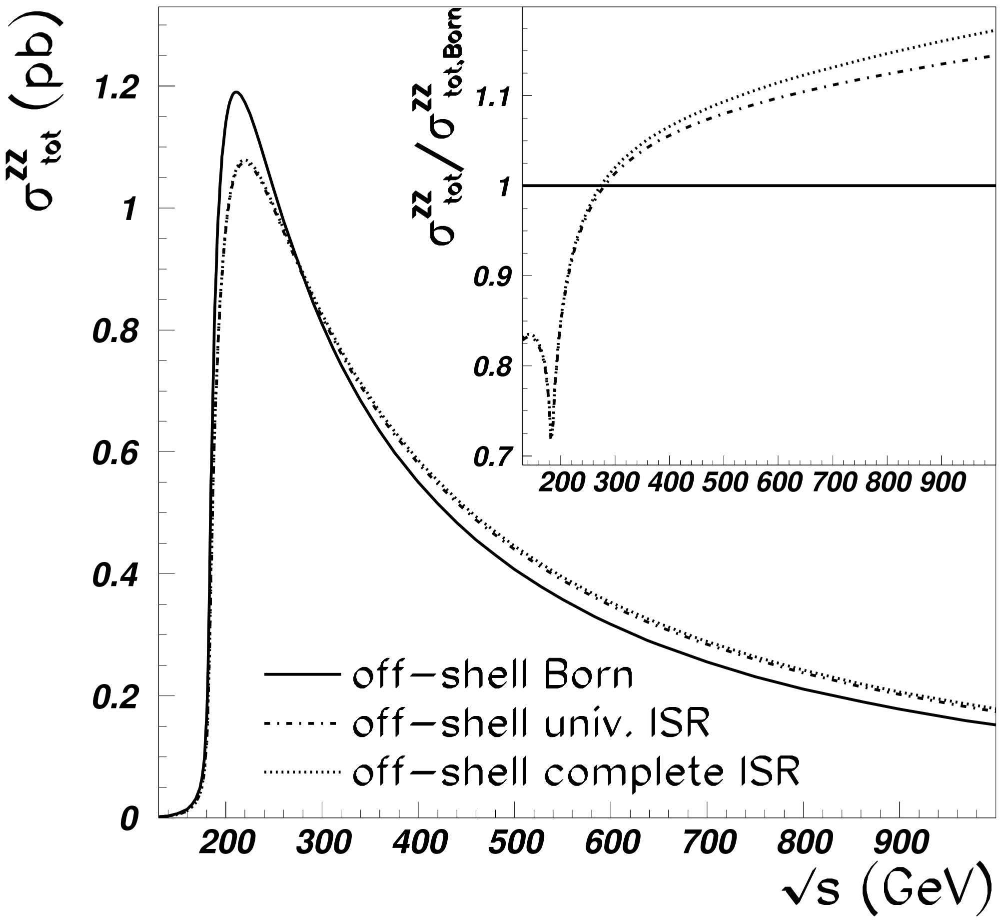
• El proceso $e^+e^- \to ZZ$ tuvo lugar por primera vez en LEP en 1997, año en el que se alcanzó $\sqrt{s} = 183$ GeV.

• La medida de la sección eficaz constituye un nuevo test de la validez del Modelo Estándar.

• El estudio de este proceso es también necesario porque da lugar a un fondo importante para la búsqueda del bosón de Higgs.

• Teniendo en cuenta los diagramas de conversión, la sección eficaz Born se expresa:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{32\mathrm{sen}^4\theta_W \cos^4\theta_W}(g_V^4 + 6g_V^2 g_A^2 + g_A^4)\frac{1}{s}\left(1 - \frac{4M_Z^2}{s}\right)^{\frac{1}{2}}$$
$$\left[\frac{s^2 + 6M_Z^4}{ut} - \frac{M_Z^4(s - 2M_Z^2)^2}{(ut)^2} - 2\right]$$

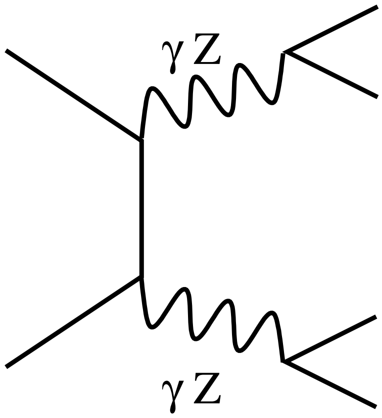


• Sin embargo, los bosones Z son inestables y se desintegran inmediatamente en dos fermiones. Por tanto, es necesario estudiar estados finales de cuatro fermiones.

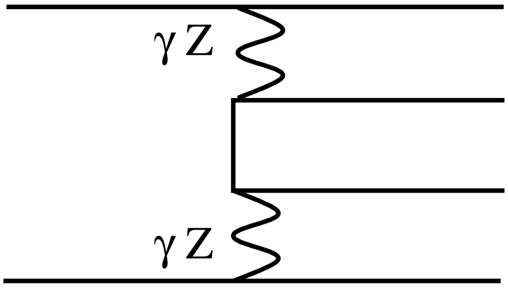
Algunos diagramas con 4 fermiones en el estado final

Producción ZZ, $Z\gamma^*$, $\gamma^*\gamma^*$,

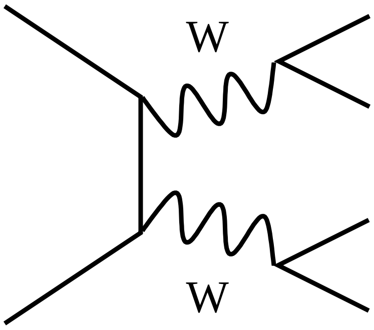
"Diagrama de conversión"

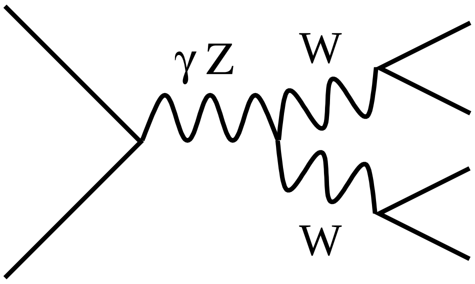


Multiperiférico

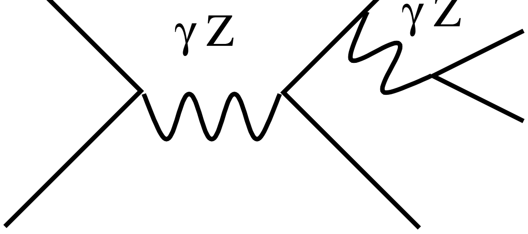


Producción WW





Aniquilación



Bremsstrahlung

DEFINICIÓN DE LA SEÑAL

• Para estudiar la producción resonante de ZZ resulta necesario establecer unos criterios de definición de la señal a nivel generador.

• El objetivo es acotar de forma sencilla la región del espacio de fases de los estados finales de cuatro fermiones, en la que la amplitud es principalmente debida al proceso $e^+e^- \to ZZ$.

Para que el suceso sea compatible con la desintegración de dos bosones Z se requiere:

- Dos pares fermión-antifermión con masa invariante entre 70 GeV y 105 GeV

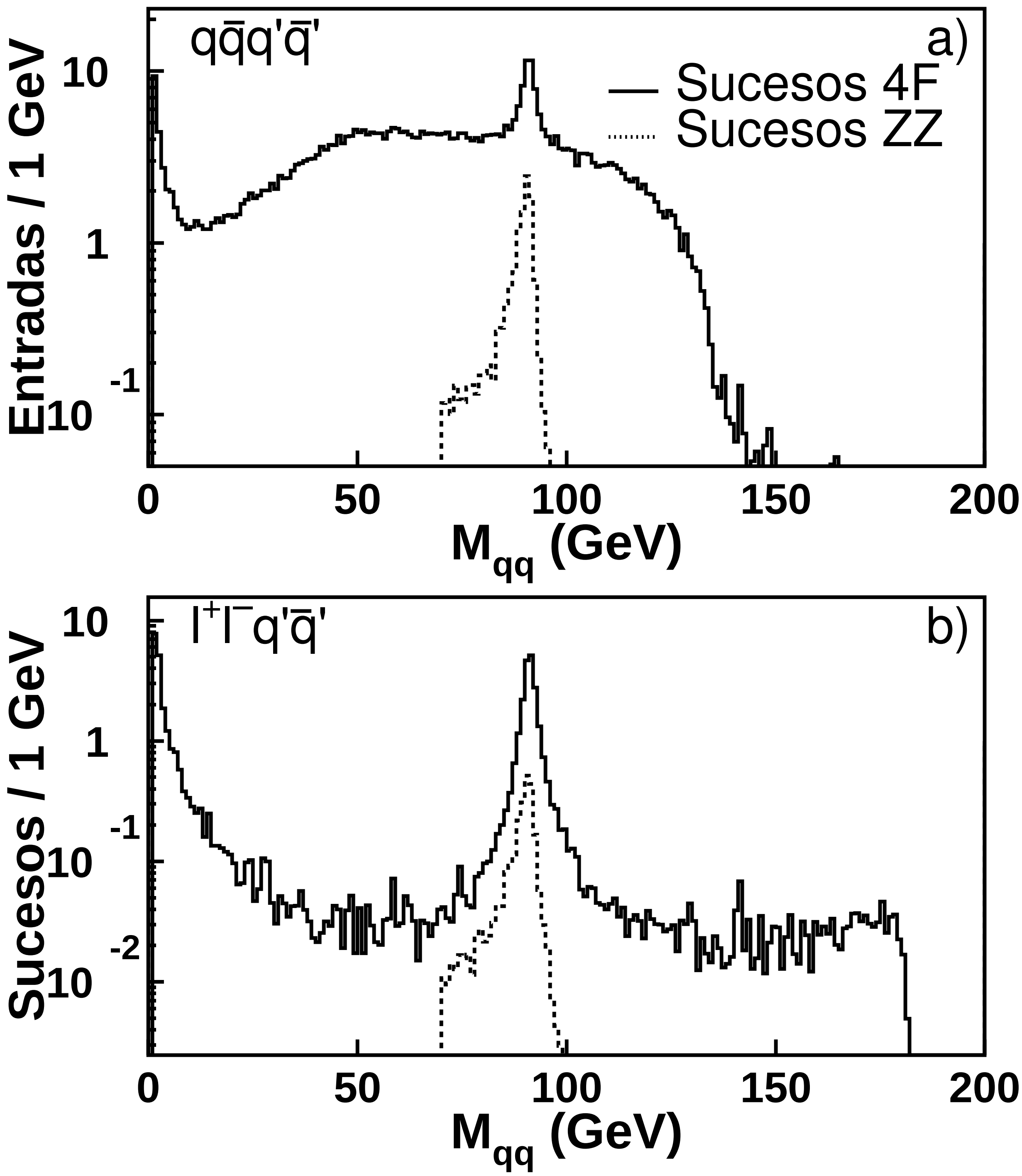
Para minimizar la contribución de los diagramas multiperiféricos

- En los estados finales con electrones, éstos deben estar a alto ángulo polar $|\cos\theta| < 0.95$

Para minimizar la contribución de los diagramas asociados al proceso $e^+e^- \to W^+W^-$:

- En los estados finales $u\bar{u}d\bar{d}$, $c\bar{c}s\bar{s}$ y $\nu_\ell\bar{\nu}_\ell\ell^+\ell^-$ ningún par de fermiones susceptible de provenir de la desintegración de un W debe tener masa invariante entre 75 GeV y 85 GeV.

• A partir de una muestra de sucesos de cuatro fermiones generados de acuerdo al Modelo Estándar, sólo un pequeña parte de ellos satisfacen los criterios de definición de la señal.



$\boxed{\sqrt{s}}$	$\boxed{\sigma(e^+e^- \to ZZ)}$
192 GeV	0.79 pb
202 GeV	1.03 pb

$\boxed{\text{Distintos modos de desintegración}}$

$\Downarrow$

$\boxed{\text{Varias topologías experimentales}}$

$$
ZZ \to \begin{cases}
qqqq \quad 48\% \begin{cases}\text{cuatro jets hadrónicos}\\ \text{fondo muy cuantioso (WW, } q\bar{q}\text{)}\end{cases}\\[2ex]
qq\nu\nu \quad 28\% \begin{cases}\text{dos jets hadrónicos y energía perdida}\\ \text{fondo grande (WW, W, } q\bar{q}\text{)}\end{cases}\\[2ex]
qq\ell\ell \quad 15\% \begin{cases}\text{dos jets hadrónicos y dos leptones}\\ \text{fondo pequeño (WW)}\end{cases}\\[2ex]
\ell\ell\nu\nu \quad 4\% \begin{cases}\text{dos leptones y energía perdida}\\ \text{fondo intermedio (WW, 4f, } \ell\ell\text{)}\end{cases}\\[2ex]
\ell\ell\ell\ell \quad 1\% \begin{cases}\text{cuatro leptones}\\ \text{fondo intermedio (4f, } \ell\ell\text{)}\end{cases}\\[2ex]
\nu\nu\nu\nu \quad 4\% \{ \text{invisible !}
\end{cases}
$$

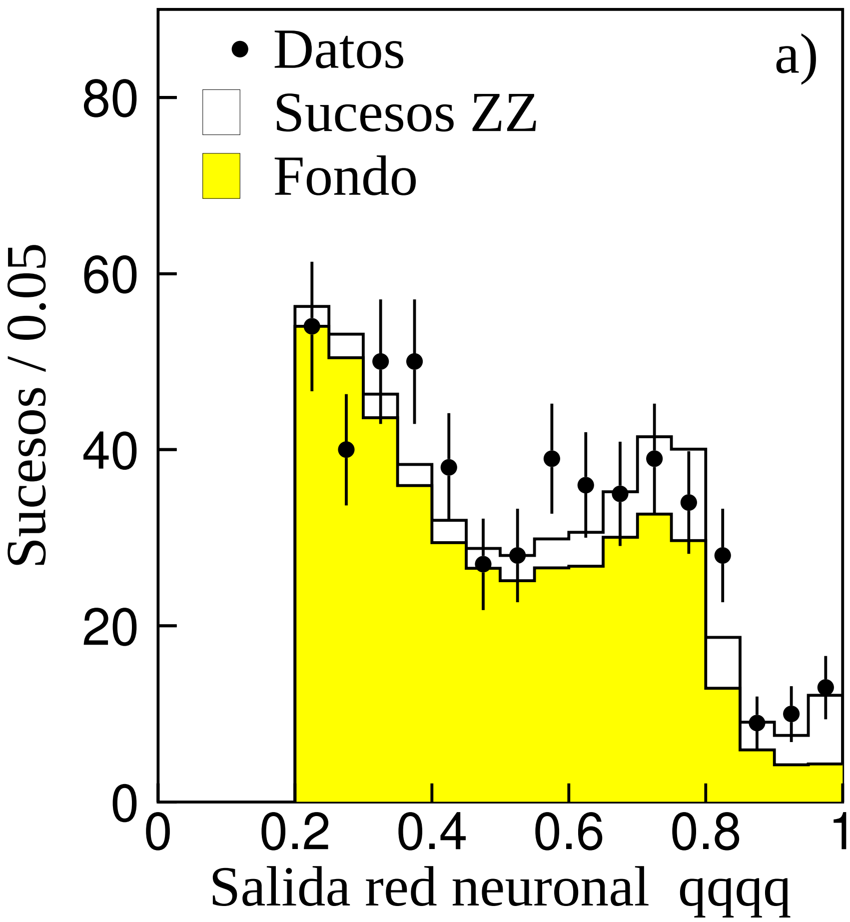
- Para cada topología se realiza una selección experimental específica para maximizar la señal sobre el ruido.

Selección qqqq

• Se realiza una preselección de sucesos de alta multiplicidad y energía visible y con escaso momento perdido.

• Se construye una primera red neuronal para distinguir los sucesos de cuatro jets del resto del fondo.

• Después de un corte en esta primera red neuronal se aplica una segunda red neuronal para distinguir los sucesos de cuatro jets que provienen de la desintegración de dos bosones Z.



ENTRADAS RED

M(j1,j2) + M(j3,j4)

| M(j1,j2) - M(j3,j4) |

E_max(j), E_min(j)

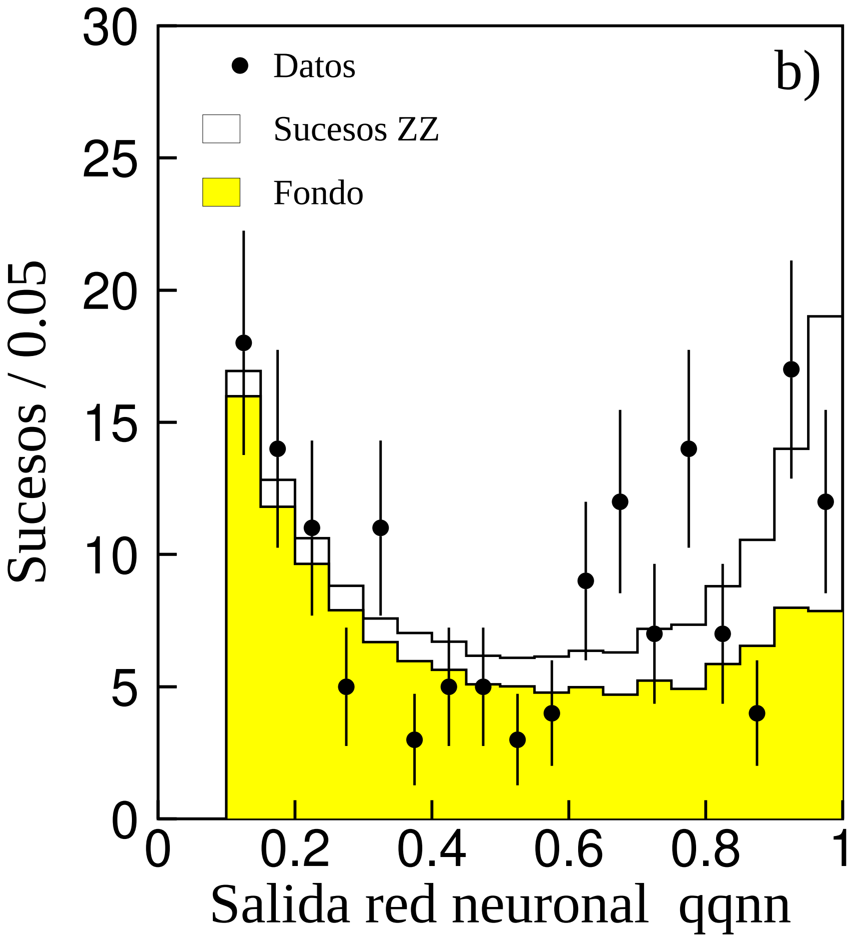
< N_trk(j) >

b_tag

Selección $qq\nu\nu$

• Se realiza una preselección de sucesos de alta multiplicidad, con masa invariante y de retroceso superiores a 50 GeV y energía visible menor que 130 GeV.

• Se construye entonces una red neuronal para separar la señal del fondo.



ENTRADAS RED

Minv + Mret

M_j1, M_j2

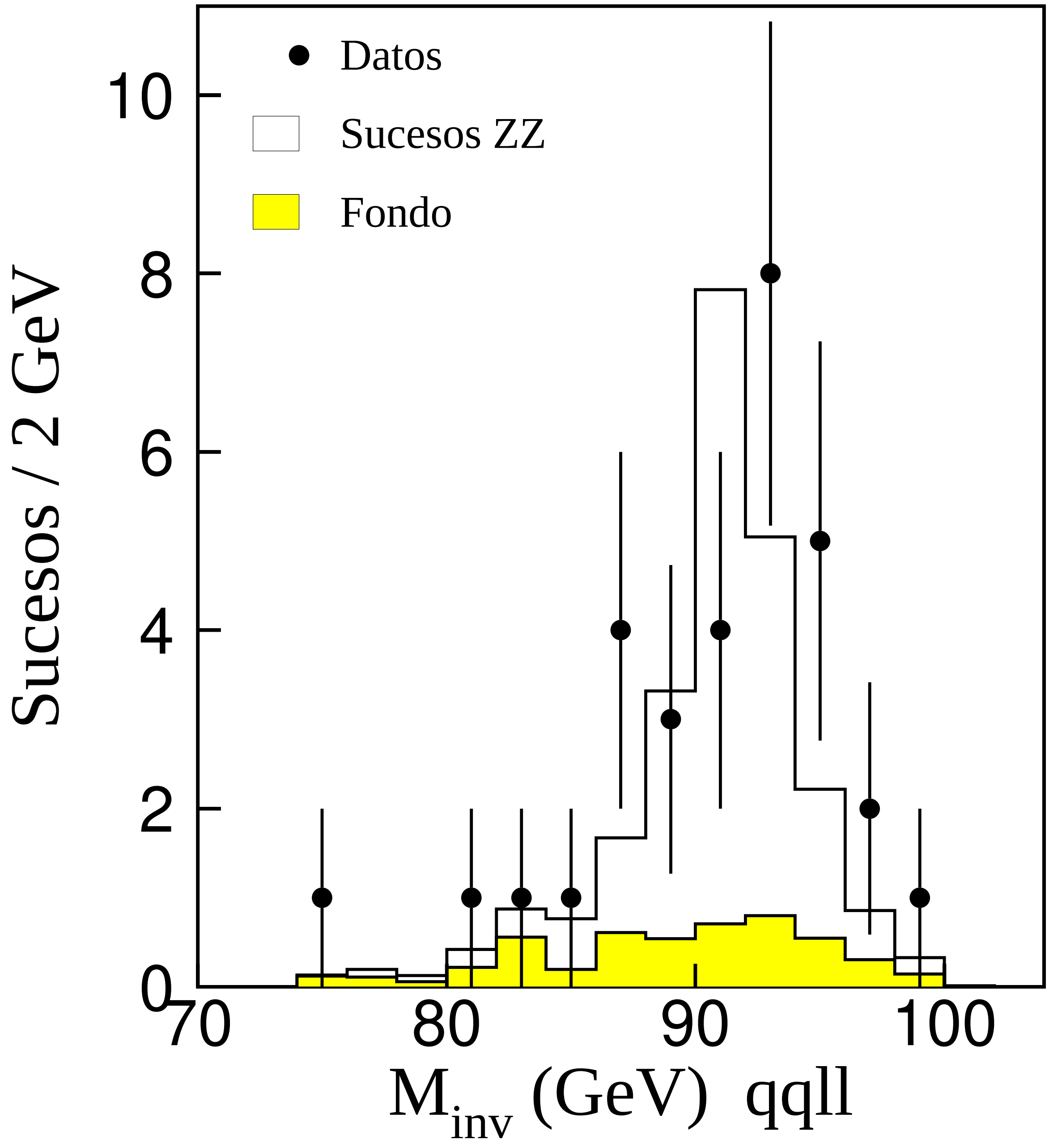
P_miss

E25

Selección $qq\ell\ell$

- Se realiza una preselección de sucesos de alta multiplicidad, con masa invariante mayor que 0.6 $\sqrt{s}$ y dos leptones del mismo sabor.

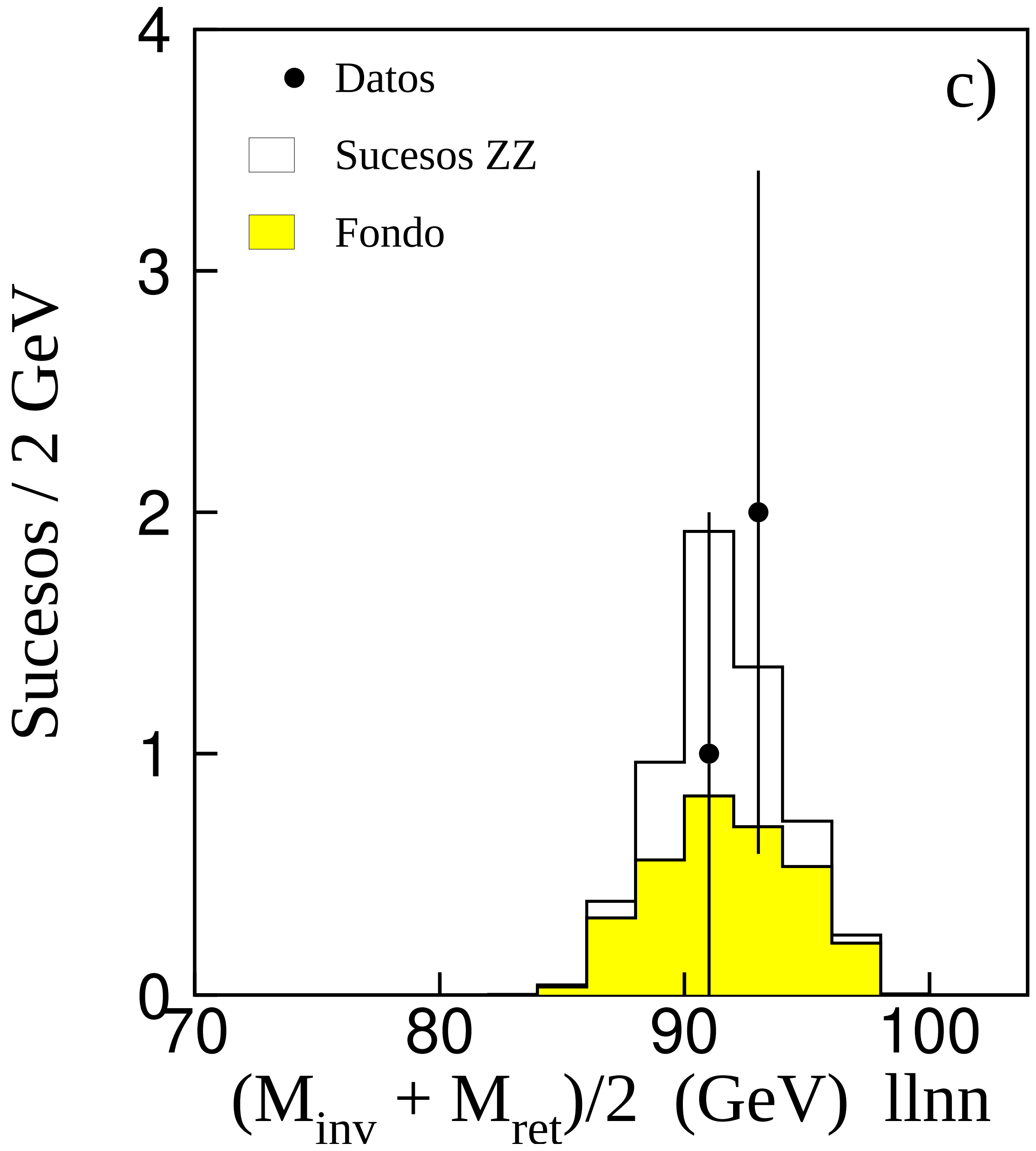
- Se requiere que el par de leptones y el sistema hadrónico tengan masa invariante entre 70 GeV y 120 GeV.



Selección $\ell\ell\nu\nu$

- Se realiza una preselección de sucesos de baja multiplicidad con dos electrones o muones.

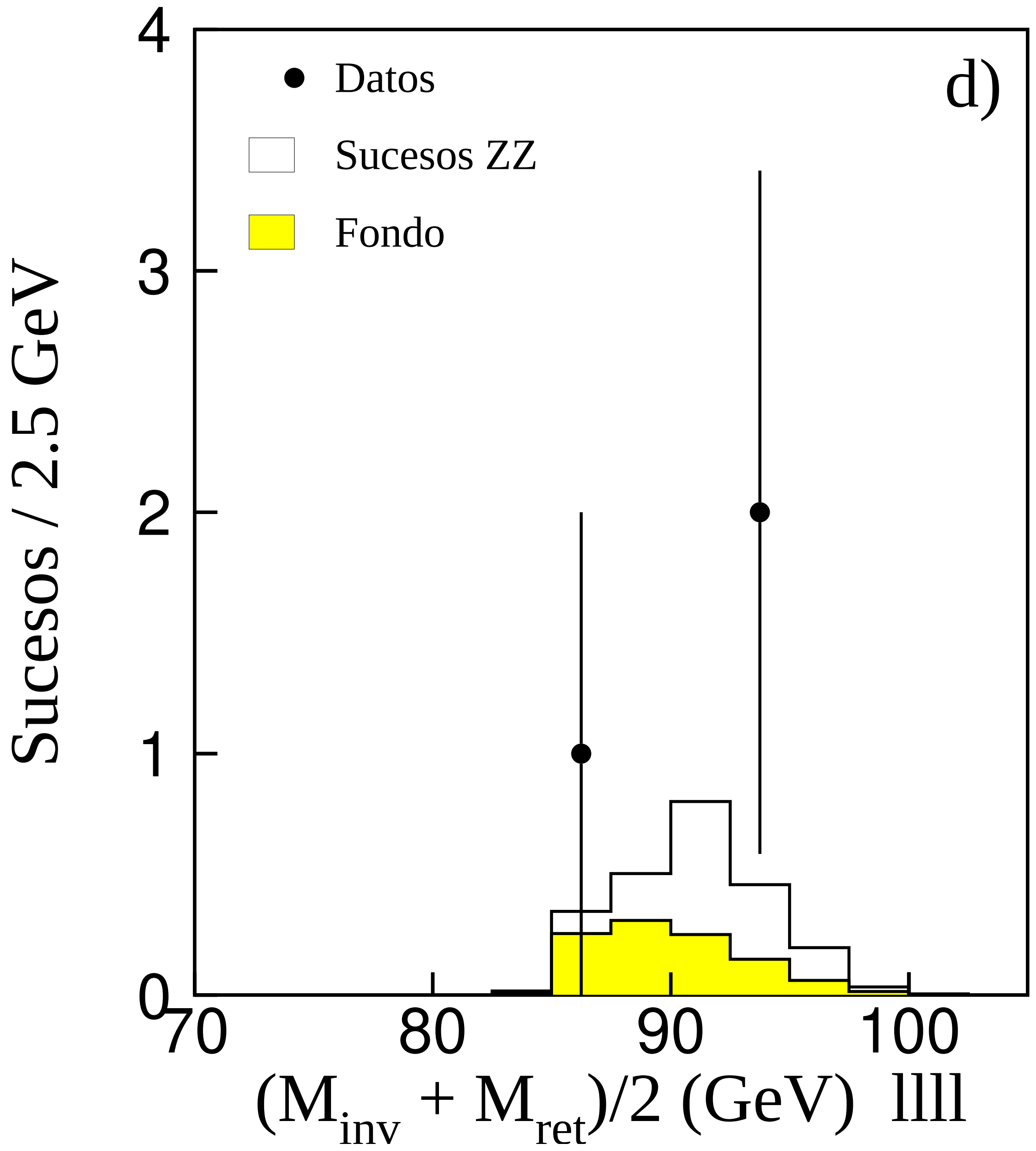
- Se requiere que las masas invariante y de retroceso estén entre 80 GeV y 100 GeV.



Selección $\ell\ell\ell\ell$

• Se realiza una preselección de sucesos de baja multiplicidad con cuatro leptones.

• Se requiere un par de electrones o muones con masas invariante y de retroceso entre 70 GeV y 105 GeV.



Resultados de las 5 Selecciones

Selección	Datos	Señal	Fondo	Eficiencia
qqqq	530	69.3	438.4	65%
$qq\nu\nu$	89	33.9	57.8	55%
$qq\ell\ell$	31	18.8	4.9	56%
$\ell\ell\nu\nu$	3	2.5	3.2	27%
$\ell\ell\ell\ell$	3	1.3	1.1	39%

Medida de la Sección Eficaz

- Utilizando las distribuciones experimentales mostradas anteriormente, se maximiza una función de verosimilitud:

$$\mathcal{L} = \prod_{j=1}^{N_{bin}} \left[\frac{N_{esperado}(j;X)^{N_{datos}(j)}}{N_{datos}(j)!} e^{-N_{esperado}(j;X)} \right]$$

$$N_{esperado}(j;X) = X \cdot N_{señal}(j) + N_{fondo}(j)$$

El parámetro libre X es el cociente entre la sección eficaz medida y la teórica en el Modelo Estándar.

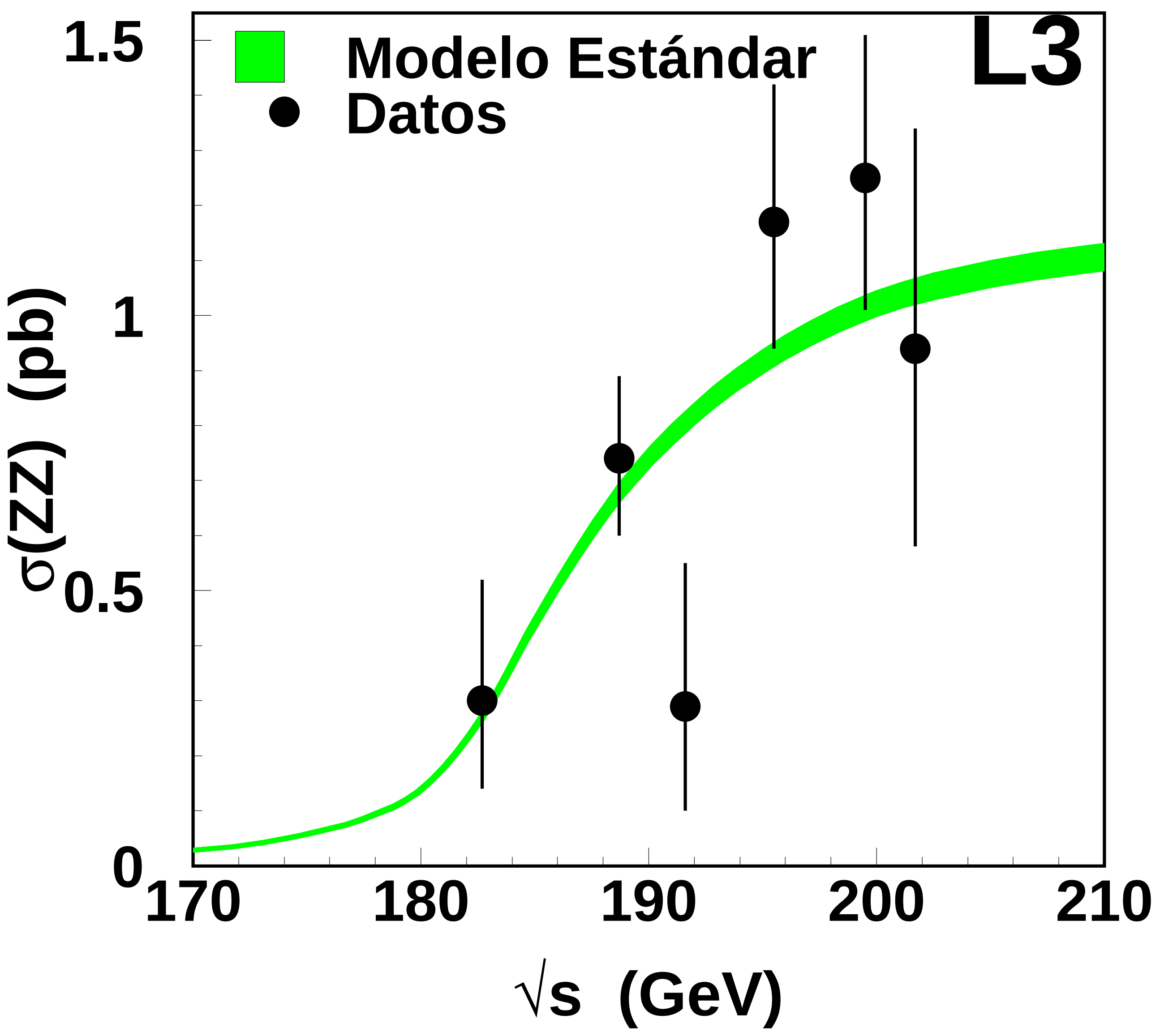
Cociente $\sigma_{medida}/\sigma_{SM}$ para los distintos estados finales

qqqq	qq$\nu\nu$	qq$\ell\ell$	$\ell\ell\nu\nu$	$\ell\ell\ell\ell$
$1.29^{+0.27}_{-0.25}$	$0.72^{+0.26}_{-0.24}$	$1.27^{+0.30}_{-0.27}$	$0.31^{+0.84}_{-0.31}$	$1.56^{+1.57}_{-1.05}$

Sección eficaz $e^+e^- \to ZZ$ a distintas $\sqrt{s}$

$\sqrt{s}$	σ_{ZZ} Medida (pb)	σ_{ZZ} Teórica (pb)
191.6 GeV	$0.29^{+0.26}_{-0.19}(\text{esta}) \pm 0.02(\text{sist})$	0.79
195.5 GeV	$1.17^{+0.25}_{-0.23}(\text{esta}) \pm 0.10(\text{sist})$	0.92
199.5 GeV	$1.25^{+0.26}_{-0.24}(\text{esta}) \pm 0.10(\text{sist})$	1.00
201.7 GeV	$0.94^{+0.40}_{-0.36}(\text{esta}) \pm 0.08(\text{sist})$	1.03

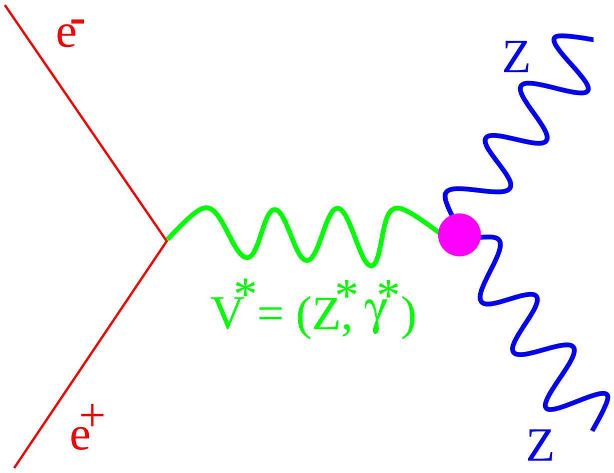
Sección eficaz en función de $\sqrt{s}$



ACOPLOS ANÓMALOS ZZZ Y ZZγ

Acoplos Anómalos ZZZ y ZZγ

• El estudio del proceso $e^+e^- \rightarrow ZZ$ permite investigar la posible existencia de acoplos anómalos de tres bosones neutros, ZZZ y ZZγ que en el Modelo Estándar son nulos a nivel árbol.



La función del vértice anómalo se expresa:

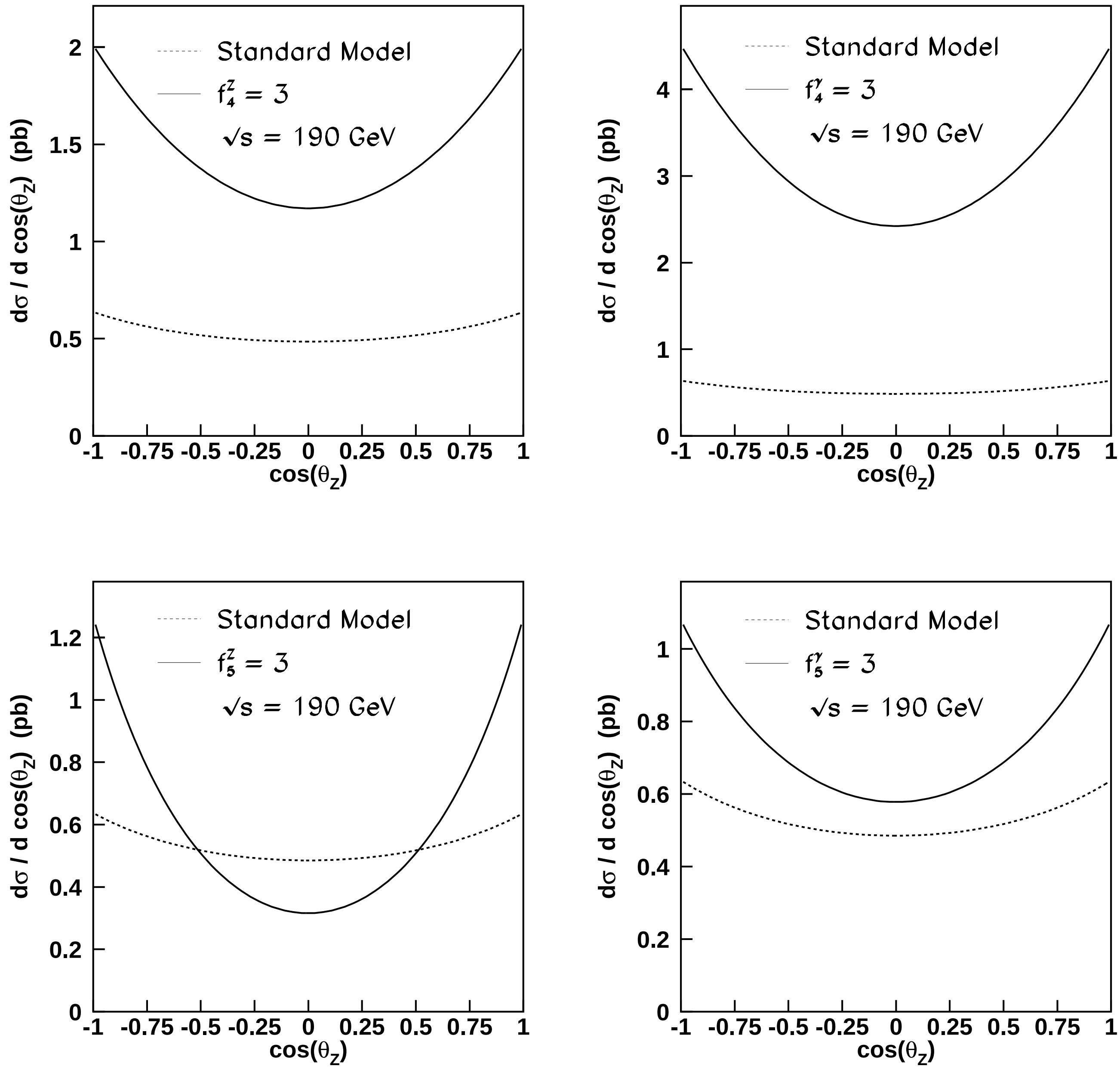
$$\Gamma^{\alpha\beta\mu}_{ZZV} = \frac{s-m_V^2}{m_Z^2}\{\ i f_4^V\ [(q_{Z_1}+q_{Z_2})^\alpha\ g^{\mu\beta} + (q_{Z_1}+q_{Z_2})^\beta\ g^{\mu\alpha}] + i f_5^V\ \epsilon^{\alpha\beta\mu\rho}\ (q_{Z_1}-q_{Z_2})_\rho\ \}$$

- f_4^V viola C y CP
- f_5^V viola P y conserva CP

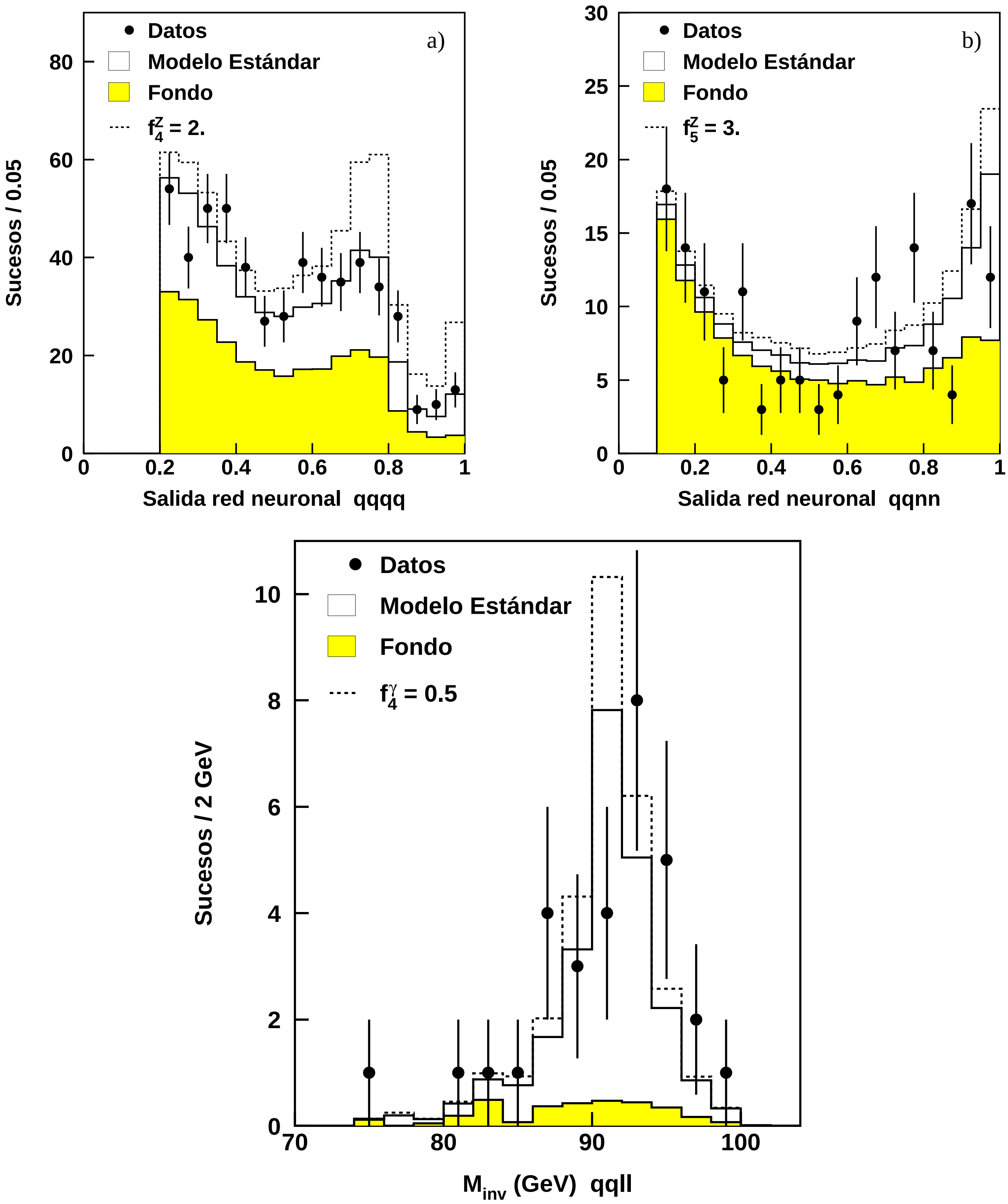
Principal efecto de los acoplos anómalos

$\Downarrow$

Cambio en la sección eficaz $e^+e^- \rightarrow ZZ$.



• Mediante el estudio de las distribuciones usadas para la medida de la sección eficaz $e^+e^- \to ZZ$ se investiga la posible existencia de los acoplos anómalos.



Acoplos Anómalos ZZZ y ZZγ

No hay evidencia experimental de acoplos anómalos

$\Downarrow$

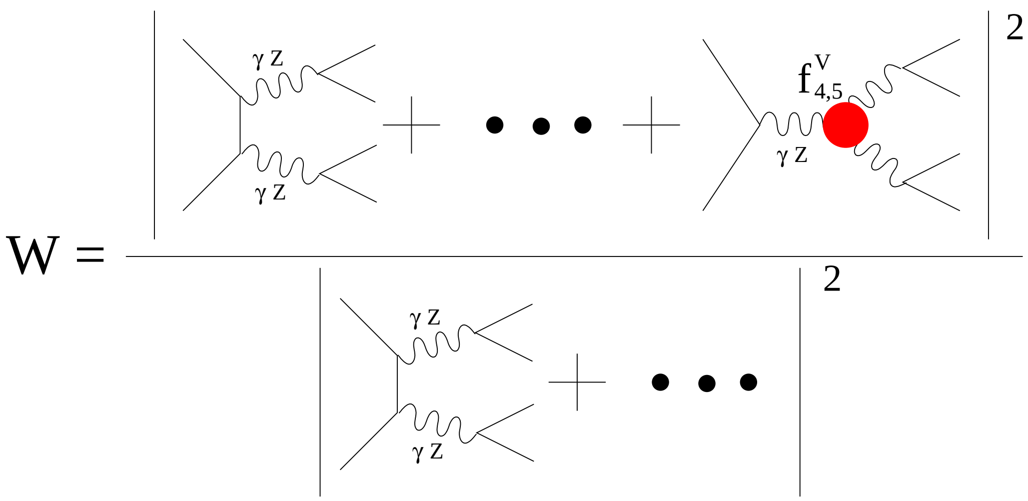
Se derivan límites al 95% de nivel de confianza

- Se maximiza una función de verosimilitud

$$\mathcal{L} = \prod_{j=1}^{N_{bin}} \left[\frac{N_{esperado}(j; f_i^V)^{N_{datos}(j)}}{N_{datos}(j)!} e^{-N_{esperado}(j; f_i^V)} \right]$$

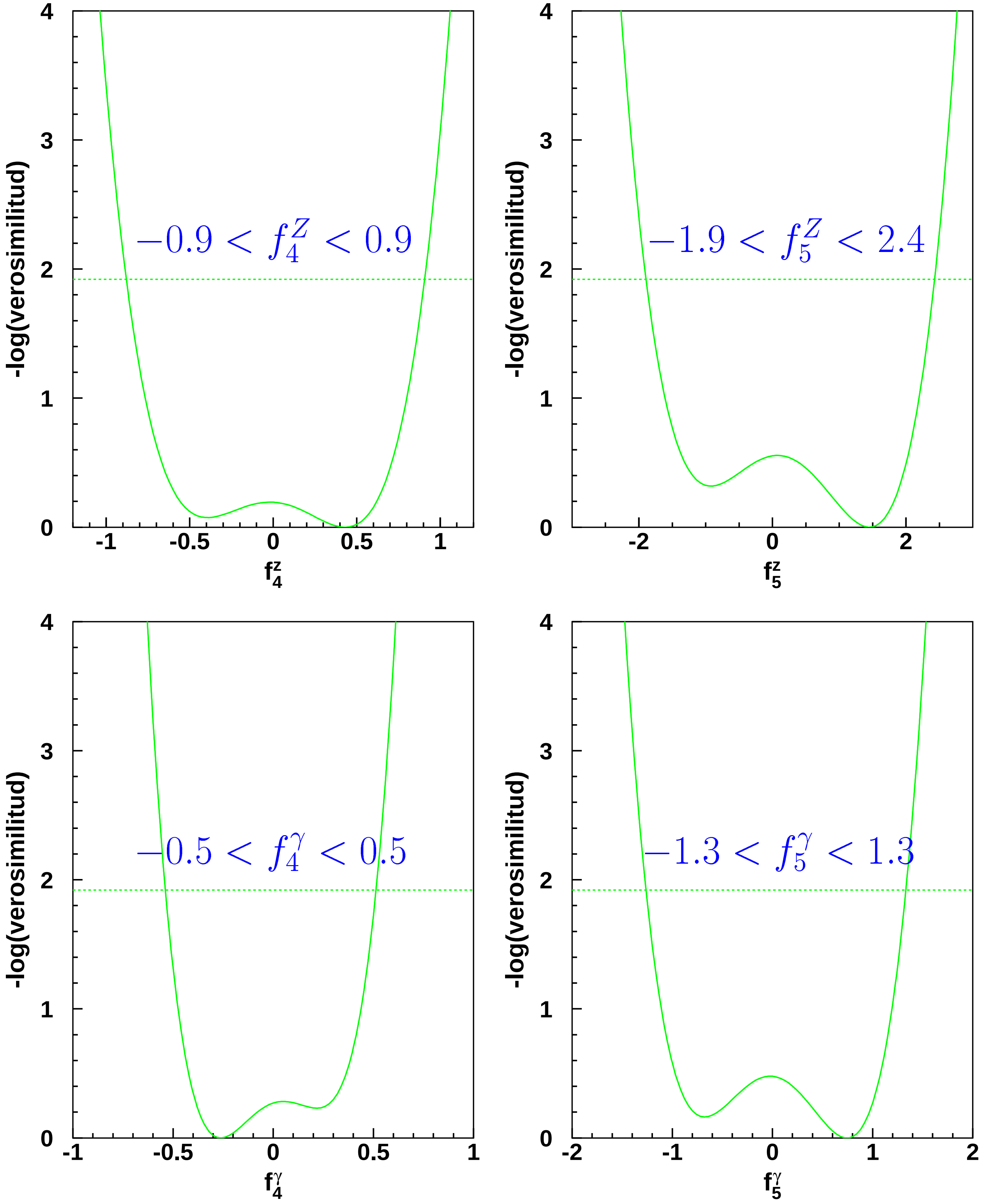
$$N_{esperado}(j; f_i^V) = N_{señal}(j; f_i^V) + N_{fondo}(j)$$

- Para obtener el número de sucesos de señal esperado en cada bin, cada suceso de señal se repesa con el cociente entre las amplitudes en modulo al cuadrado con y sin acoplos anómalos.



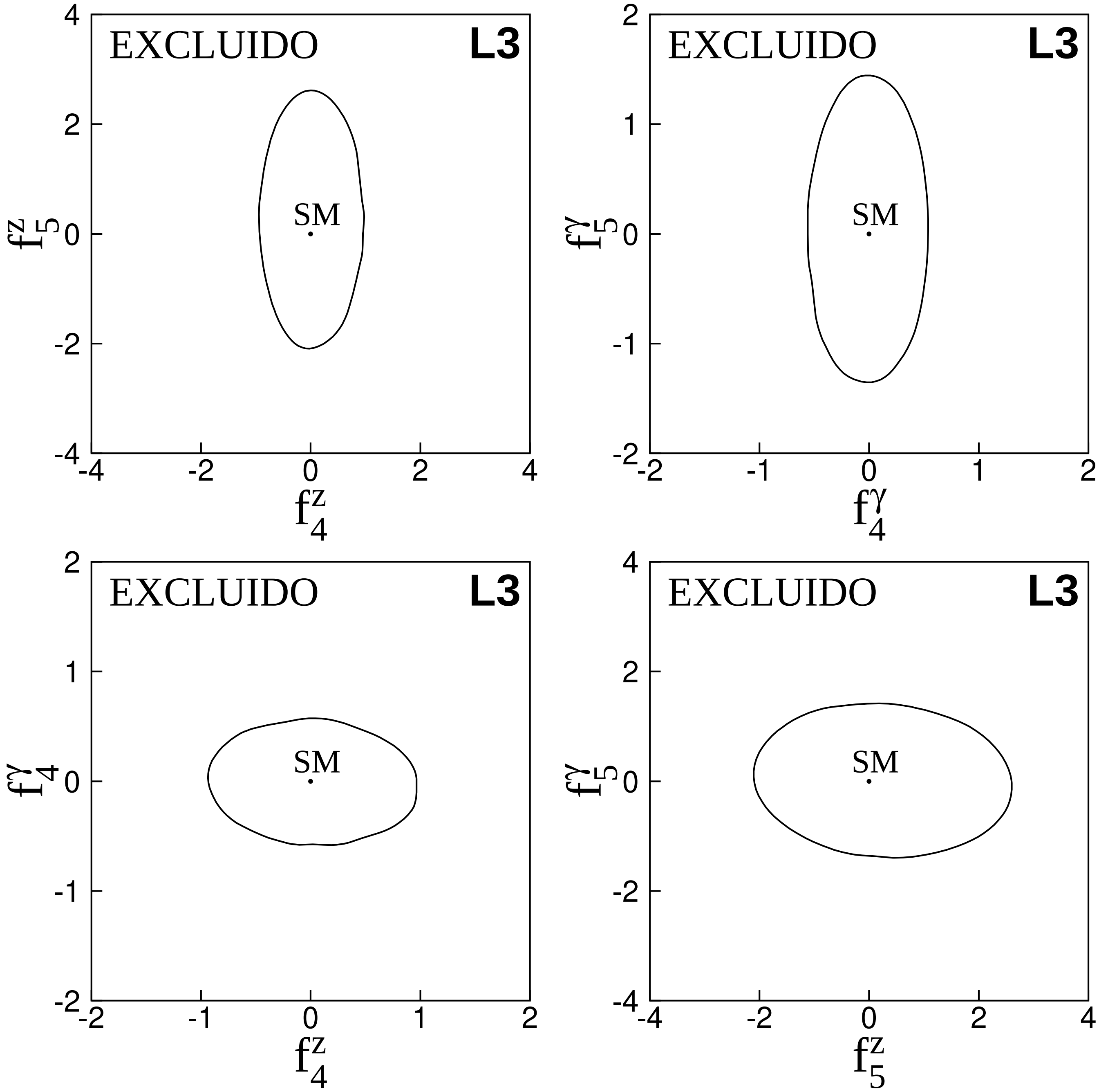
- El parámetro libre en la maximización es uno de los acoplos anómalos, manteniendo nulos el resto.

FUNCIONES DE VEROSIMILITUD Y LÍMITES



LÍMITES BIDIMENSIONALES

• Maximizando la función de verosimilitud respecto a dos acoplos anómalos simultáneamente se derivan límites bidimensionales.



CONCLUSIONES

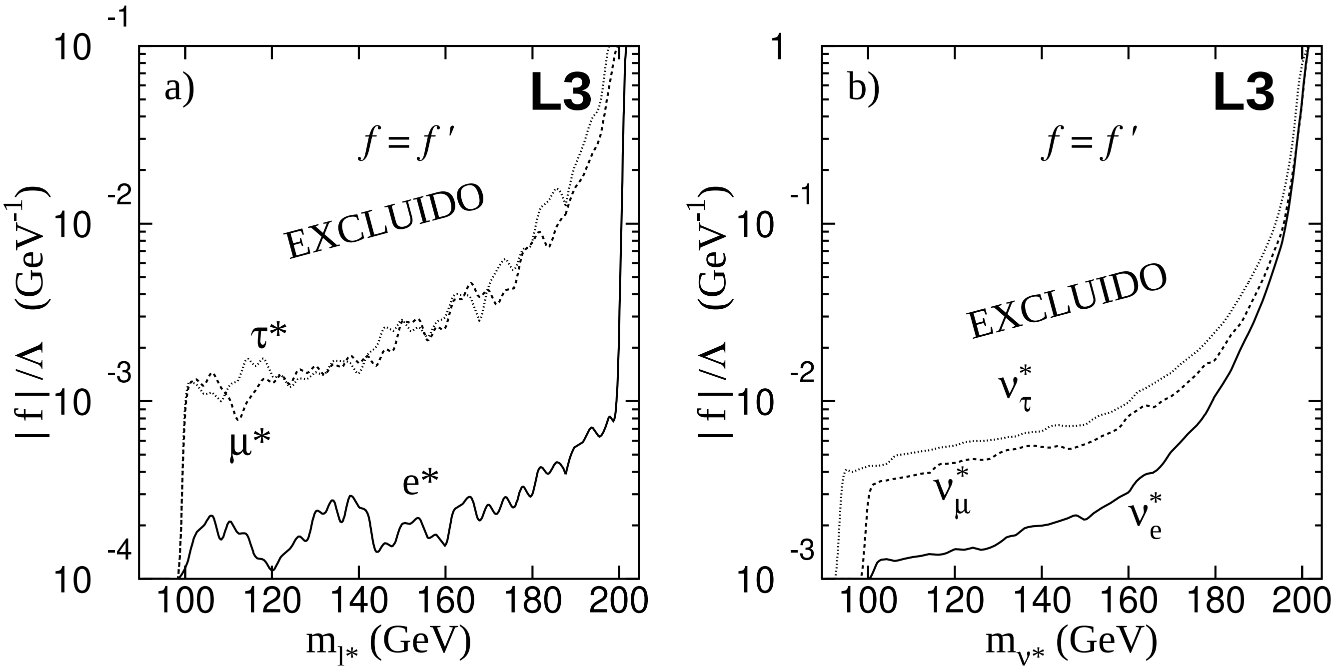
En este trabajo se han realizado dos análisis de búsqueda de nueva física en colisiones e^+e^- a $\sqrt{s} = 192 - 202$ GeV.

1. BÚSQUEDA DE LEPTONES EXCITADOS

- No se ha observado evidencia de su existencia.
- De la búsqueda de leptones excitados producidos a pares se derivan límites inferiores a su masa.

e^*	96.0 GeV	ν_e^*	98.5 GeV
μ^*	96.2 GeV	ν_μ^*	98.5 GeV
τ^*	94.9 GeV	ν_τ^*	92.7 GeV

- De la búsqueda de leptones excitados producidos individualmente se derivan límites superiores a la constante de acoplo $|f|/\Lambda$ para m_* entre 90 y 200 GeV.



2. EL PROCESO $e^+e^- \to ZZ$

Medida de la Sección Eficaz

$\sqrt{s}$	σ_{ZZ} Medida (pb)	σ_{ZZ} Teórica (pb)
191.6 GeV	$0.29^{+0.26}_{-0.19}$(esta) $\pm$ 0.02(sist)	0.79
195.5 GeV	$1.17^{+0.25}_{-0.23}$(esta) $\pm$ 0.10(sist)	0.92
199.5 GeV	$1.25^{+0.26}_{-0.24}$(esta) $\pm$ 0.10(sist)	1.00
201.7 GeV	$0.94^{+0.40}_{-0.36}$(esta) $\pm$ 0.08(sist)	1.03

Búsqueda de Acoplos Anómalos ZZZ y ZZγ

- No se ha encontrado evidencia experimental.
- Límites unidimensionales al 95% de nivel de confianza.

$$-0.9 < f_4^Z < 0.9 \qquad -0.5 < f_4^\gamma < 0.5$$
$$-1.9 < f_5^Z < 2.4 \qquad -1.3 < f_5^\gamma < 1.3$$

- Se han derivado también límites bidimensionales.

- Límites inferiores a la masa de los leptones excitados (GeV), al 95% de nivel de confianza, obtenidos por los experimentos de LEP.

Leptón excitado	Escenario	ALEPH 136	L3 189	OPAL 202	DELPHI 183	L3 202
e^*	$f = f'$	65.2	94.2	100.1	90.7	100.1
μ^*	$f = f'$	65.4	94.2	100.1	90.7	100.3
τ^*	$f = f'$	64.8	94.2	100.0	89.7	99.9
ν_e^*	$f = f'$	–	93.9	99.5	87.3	99.3
ν_μ^*	$f = f'$	–	94.0	99.5	88.0	99.4
ν_τ^*	$f = f'$	–	91.5	91.9	81.0	93.9

		ALEPH 136	L3 189	OPAL 183	DELPHI 183	L3 202
ℓ^*	$f = -f'$	–	92.6	86.0	81.3	96.2
ν^*	$f = -f'$	63.6	94.1	91.2	90.0	99.4
e^*	Independiente	–	92.4	84.6	–	96.0
μ^*	Independiente	–	92.4	84.7	–	96.2
τ^*	Independiente	–	91.7	84.5	–	94.9
ν_e^*	Independiente	–	93.4	90.5	–	98.5
ν_μ^*	Independiente	–	93.5	90.5	–	98.5
ν_τ^*	Independiente	–	90.2	81.5	–	92.7

- Sección eficaz NC02 medida por los experimentos de LEP (pb).

$\sqrt{s}$ (GeV)	ALEPH	DELPHI	L3	OPAL	NC02
191.6	$0.53^{+0.34}_{-0.27}$	0.55 ± 0.33	0.29 ± 0.22	$1.13^{+0.46}_{-0.39}$	0.77
195.5	$0.69^{+0.23}_{-0.20}$	1.17 ± 0.27	1.18 ± 0.24	$1.28^{+0.27}_{-0.25}$	0.90
199.5	$0.70^{+0.22}_{-0.20}$	1.08 ± 0.24	1.25 ± 0.25	$1.01^{+0.25}_{-0.22}$	0.98
201.7	$0.70^{+0.23}_{-0.28}$	0.87 ± 0.31	0.95 ± 0.38	$1.09^{+0.39}_{-0.34}$	1.01

- Límites al 95% de nivel de confianza a los acoplos anómalos obtenidos por los experimentos de LEP.

Acoplo	DELPHI	L3	OPAL
f_4^Z	[-0.82,+0.83]	[-0.9 ,+0.9]	[-0.74,+0.75]
f_5^Z	[-1.9 ,+2.1]	[-1.9 ,+2.4]	[-1.0 ,+0.5]
f_4^γ	[-0.49,+0.49]	[-0.5 ,+0.5]	[-0.45,+0.43]
f_5^γ	[-1.2 ,+1.2]	[-1.3 ,+1.3]	[-0.9 ,+0.8]