

Correcciones radiativas a la dispersión
 $e^+e^- \rightarrow V^ \rightarrow W^+W^-$ en colisionadores lineales*

Arturo Fernández Téllez, FCFM-BUAP

Fernando I. Ramírez Zavaleta, FCFM-BUAP

Gilberto Tavares Velasco, FCFM-BUAP

Jesús Toscano Chávez, FCFM-BUAP

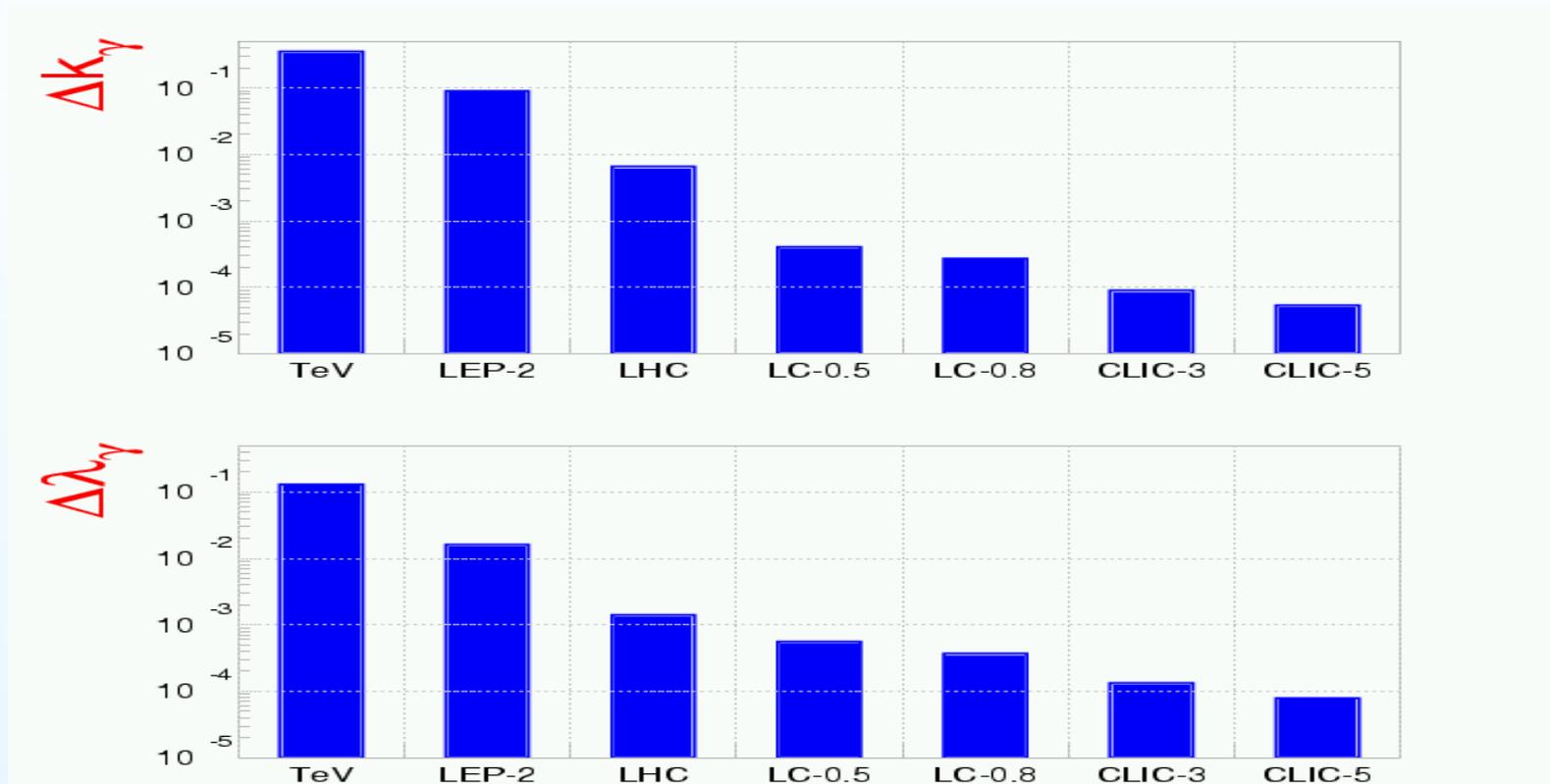
Contenido

- Introducción: Generalidades del vértice WWV^*
- Función vértice WWV^* : Técnicas para encontrar una función de Green invariante e independiente de norma
- Vértice WWV^* en modelos con simetría $SU_L(3) \times U_X(1)$
- Correcciones radiativas al proceso $e^+e^- \rightarrow V^* \rightarrow W^+W^-$
- Conclusiones

Motivación

- El estudio del vértice WWV es importante porque:
 - es altamente sensible a efectos de nueva física
 - el escrutinio experimental de este vértice puede poner a prueba el sector de norma del modelo estandar (ME) y arrojar información importante sobre una teoría más fundamental
- Los colisionadores lineales actuarían como una fábrica de pares WW mediante la reacción $e^+e^- \rightarrow V^* \rightarrow W^+W^-$
- En el futuro se espera que mejore la sensibilidad experimental para la medición de este vértice

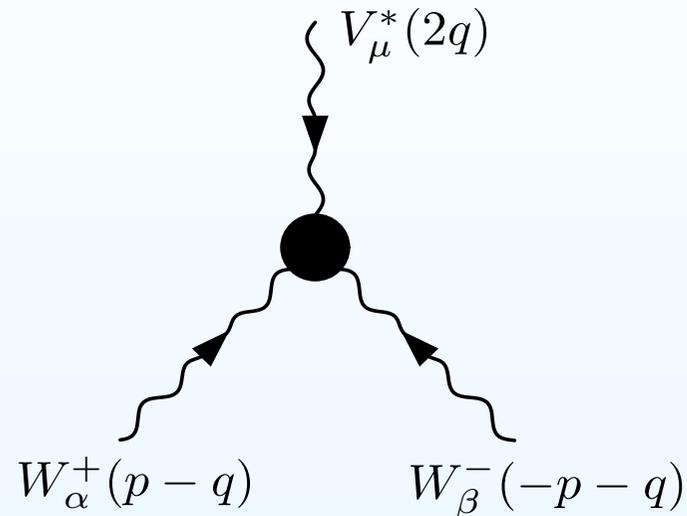
Motivación



- Determinación de las propiedades estáticas y dinámicas del bosón W con alta precisión

Propiedades electrodébiles dinámicas del bosón W

- Se determinan mediante el siguiente diagrama de Feynman



- Estamos interesados en estudiar las contribuciones de orden de un lazo
- La estructura de Lorentz del vértice WWV^* está dada como

$$\Gamma_{\alpha\beta\mu}^V = -i g_V \left\{ A \left[2p_\mu g_{\alpha\beta} + 4(q_\beta g_{\alpha\mu} - q_\alpha g_{\beta\mu}) \right] + 2\Delta\kappa_V (q_\beta g_{\alpha\mu} - q_\alpha g_{\beta\mu}) + \frac{4\Delta Q_V}{m_W^2} \left(p_\mu q_\alpha q_\beta - \frac{1}{2} q^2 p_\mu g_{\alpha\beta} \right) \right\}$$

Propiedades electrodébiles dinámicas del bosón W

- En la función vértice $\Gamma_{\alpha\beta\mu}^V$ sólo se consideran los estados transversales de helicidad de la partícula V
- Aunque existe la posibilidad de medir experimentalmente a $\Delta\kappa_V$ y ΔQ_V cuando V es real, es interesante estudiar el vértice WWV^* cuando $V = \gamma, Z$ es virtual, ya que este vértice contribuiría a la reacción

$$f^+ f^- \rightarrow V^* \rightarrow W^+ W^-$$

- Si queremos definir una función de Green cuando V es virtual surgen dificultades, debido a que el vértice WWV^* es dependiente de la norma
- La función vértice WWV^* fue estudiada en el contexto del ME (E. N. Argyres et al., Nucl. Phys. B391, 23, 1993). El cálculo se realizó en la norma de Feynman-'t Hooft. La amplitud resultante tiene un comportamiento inadecuado pues depende de la norma

Propiedades dinámicas del bosón W

- Posteriormente, se efectuó el mismo cálculo mediante la Pinch Technique (PT) (J. Papavassiliou, K. Philippides, Phys. Rev. D 48, 4255, 1993), que permite obtener una función vértice invariante e independiente de norma
- La PT es muy compleja pues consiste en considerar un proceso físico. Una alternativa es el Background Field Method (BFM)
- Se ha demostrado que una función de Green que se calcula mediante el BFM coincide con la que se obtendría mediante la PT siempre y cuando el cálculo se efectúe en la norma de Feynman-'t Hooft
- En el BFM se descomponen los campos de norma en 2 partes: el campo clásico (campo de fondo) y el campo cuántico

Background Field Method

- El BFM es compatible con un procedimiento de fijación de la norma para los campos cuánticos (bileptones) que no arruina la invarianza de norma respecto a los campos clásicos (F. Ramírez-Zavaleta *et al.*, Phys. Rev. D 72, 055023, 2005)
- Para evaluar los efectos virtuales de los bileptones en la función vértice WWV^* , se usó un método inspirado en el BFM:
 - Los campos clásicos son los bosones de norma del ME
 - Los campos cuánticos son los bileptones
- Se introduce un término de fijación para los bileptones (campos cuánticos) que permite preservar la simetría $SU_L(2) \times U_Y(1)$
- Al integrar los campos cuánticos se puede obtener un lagrangiano invariante ante $SU_L(2) \times U_Y(1)$, con el cual podemos obtener una función de Green invariante e independiente de norma para el vértice WWV^* utilizando las reglas de Feynman en la norma de Feynman-'t Hooft

Modelos con simetría $SU_L(3) \times U_X(1)$

- Nos interesa estudiar la sensibilidad del vértice WWV^* a los nuevos bosones de norma predichos por modelos basados en el grupo de norma $SU_L(3) \times U_X(1)$ (Modelos 331)
- Estos modelos son de interés porque: (1) La cancelación de anomalías requiere que se sumen las tres familias fermiónicas, esto sugiere que el número de familias fermiónicas es un múltiplo de 3, (2) Predicen bosones de norma que podrían ser medianamente ligeros y cuyos acoplamientos con las partículas del ME tendrían una intensidad similar a los acoplamientos entre los bosones de norma de ME
- Entre las versiones más populares de estos modelos tenemos: mínimo y con neutrinos derechos. Ambos difieren en el sector de Higgs

Modelos con simetría $SU_L(3) \times U_X(1)$

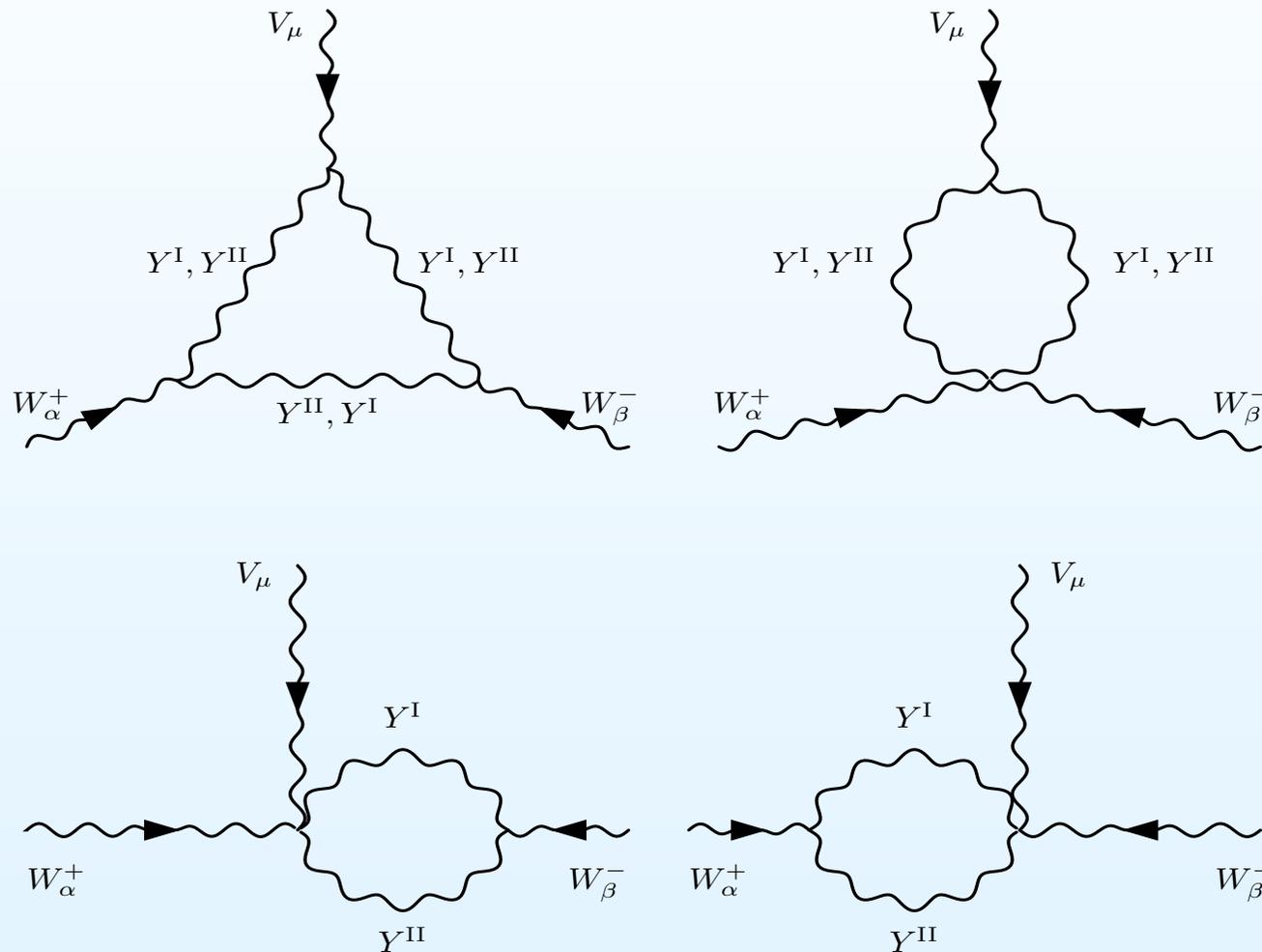
- Se requiere un triplete de Higgs para romper el grupo $SU_L(3) \times U_X(1)$ en $SU_L(2) \times U_Y(1)$. Los multipletes de Higgs restantes inducen la siguiente etapa del rompimiento espontáneo de la simetría (RES)
- En la primera etapa del RES (a la escala de energía u_i), surgen los nuevos bosones de norma, que se denominan bileptones porque poseen dos unidades de número leptónico
- En dicha etapa, los bileptones tienen la misma masa ($m_{Y^{\text{II}}} = m_{Y^{\text{I}}} = g u_i/2$) y aparecen en un doblete de $SU_L(2) \times U_Y(1)$

$$Y_\mu = \begin{pmatrix} Y_\mu^{\text{I}} \\ Y_\mu^{\text{II}} \end{pmatrix}$$

- En el modelo mínimo existe la restricción $4s_W^2 < 1$, que implica que las masas bileptónicas deben ser < 1 TeV. El modelo con neutrinos derechos tiene la condición $4s_W^2 < 3$

Diagramas de Feynman

- Diagramas de Feynman genéricos que contribuyen al vértice WWV^*



Cálculo de los factores de forma $\Delta\kappa_V^{331}$ y ΔQ_V^{331}

- Después de calcular todas las contribuciones por el método de Passarino-Veltman, arribamos a la amplitud del vértice WWV^*

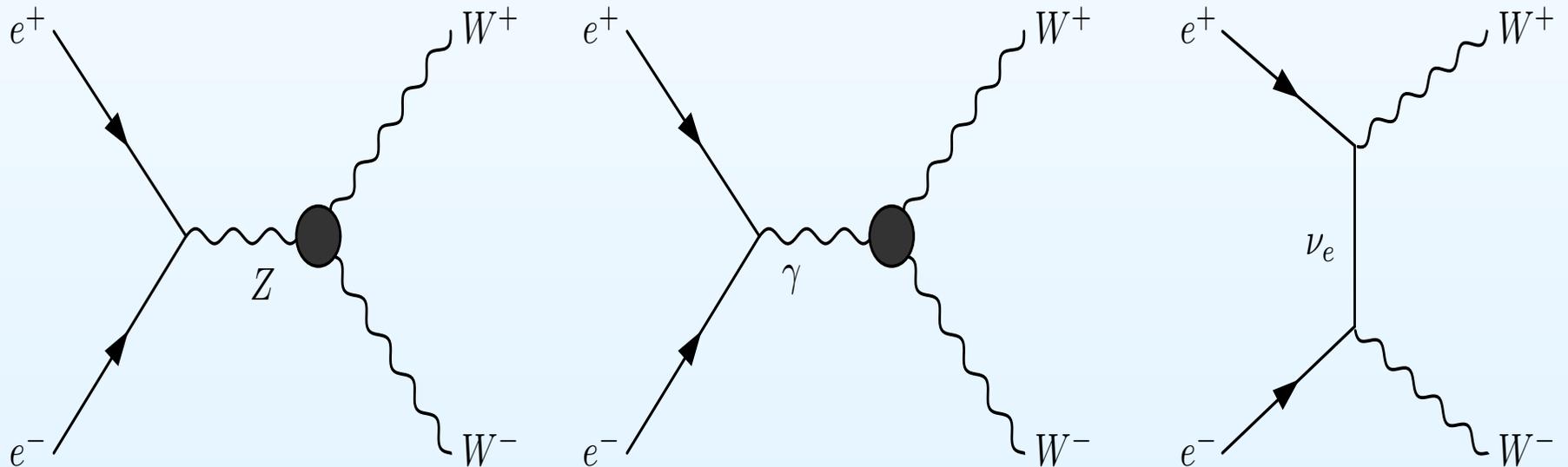
$$\Gamma_{\alpha\beta\mu}^V = -ig_V \left\{ 2\Delta\kappa_V (q_\beta g_{\alpha\mu} - q_\alpha g_{\beta\mu}) + \frac{4\Delta Q_V}{m_W^2} \left(p_\mu q_\alpha q_\beta - \frac{1}{2} q^2 p_\mu g_{\alpha\beta} \right) + \dots \right\}$$

Los factores de forma son idénticos tanto para $WW\gamma^*$ como para WWZ^* y la amplitud solo difiere en el factor g_V , como ocurre a nivel de árbol. Esto es una consecuencia de invarianza ante $SU_L(2) \times U_Y(1)$

- Enfatizamos que se satisface la identidad de Ward: $q^\mu \Gamma_{\alpha\beta\mu}^V = 0$
- Los factores de forma se reportan en: F. Ramírez-Zavaleta *et al.*, Phys. Rev. D 72, 055023, 2005 y F. Ramírez-Zavaleta *et al.*, Phys. Rev. D 75, 075008, 2007

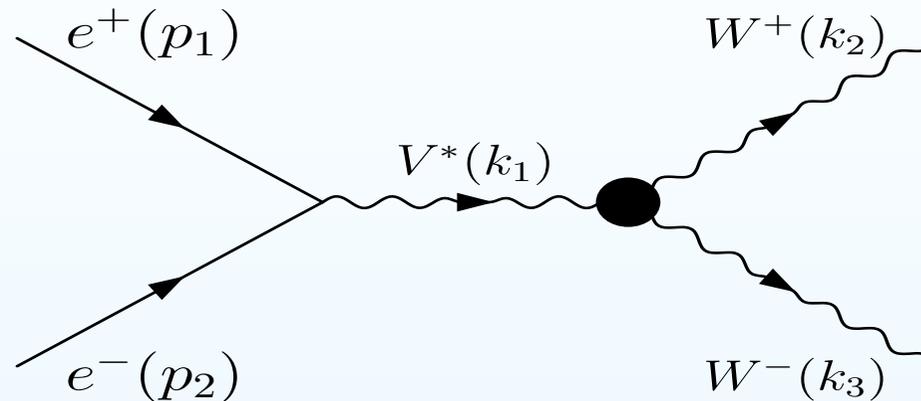
La dispersión $e^+e^- \rightarrow V^* \rightarrow W^+W^-$

- En este punto estamos en posibilidad de determinar las correcciones radiativas al proceso $e^+e^- \rightarrow V^* \rightarrow W^+W^-$ inducidas por los factores de forma $\Delta\kappa_V$ y ΔQ_V provenientes del ME y el modelo 331
- Los diagramas de Feynman que contribuyen al proceso $e^+e^- \rightarrow V^* \rightarrow W^+W^-$ son:



La amplitud

- Los cuádrimomentos están dados por:



- La amplitud total se escribe como:

$$\mathcal{M}_T = \mathcal{M}_Z + \mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_{\nu_e}$$

donde

$$\mathcal{M}_Z = \frac{-ig}{4c_W} \bar{V}^{s'}(p_1) \gamma_\alpha [4s_W^2 + \gamma_5 - 1] U^s(p_2) i \frac{1}{(p_1 + p_2)^2 - m_Z^2} \times$$

$$\left(\frac{(p_1 + p_2)^\alpha (p_1 + p_2)^\mu}{m_Z^2} - g^{\alpha\mu} \right) (-igc_W) \times$$

$$\Gamma_{\mu\nu\lambda}^Z(\Delta\kappa_Z^{ME}, \Delta\kappa_Z^{331}, \Delta Q_Z^{ME}, \Delta Q_Z^{331}) \epsilon^{\nu*}(k_2) \epsilon^\lambda(k_3)$$

La amplitud

$$\mathcal{M}_\gamma = i e \bar{V}^{s'}(p_1) \gamma_\alpha U^s(p_2) i \frac{-i g^{\alpha\mu}}{(p_1 + p_2)^2} (-i g s_W) \times$$

$$\Gamma_{\mu\nu\lambda}^\gamma (\Delta\kappa_\gamma^{ME}, \Delta\kappa_\gamma^{331}, \Delta Q_\gamma^{ME}, \Delta Q_\gamma^{331}) \epsilon^{\nu*}(k_2) \epsilon^\lambda(k_3)$$

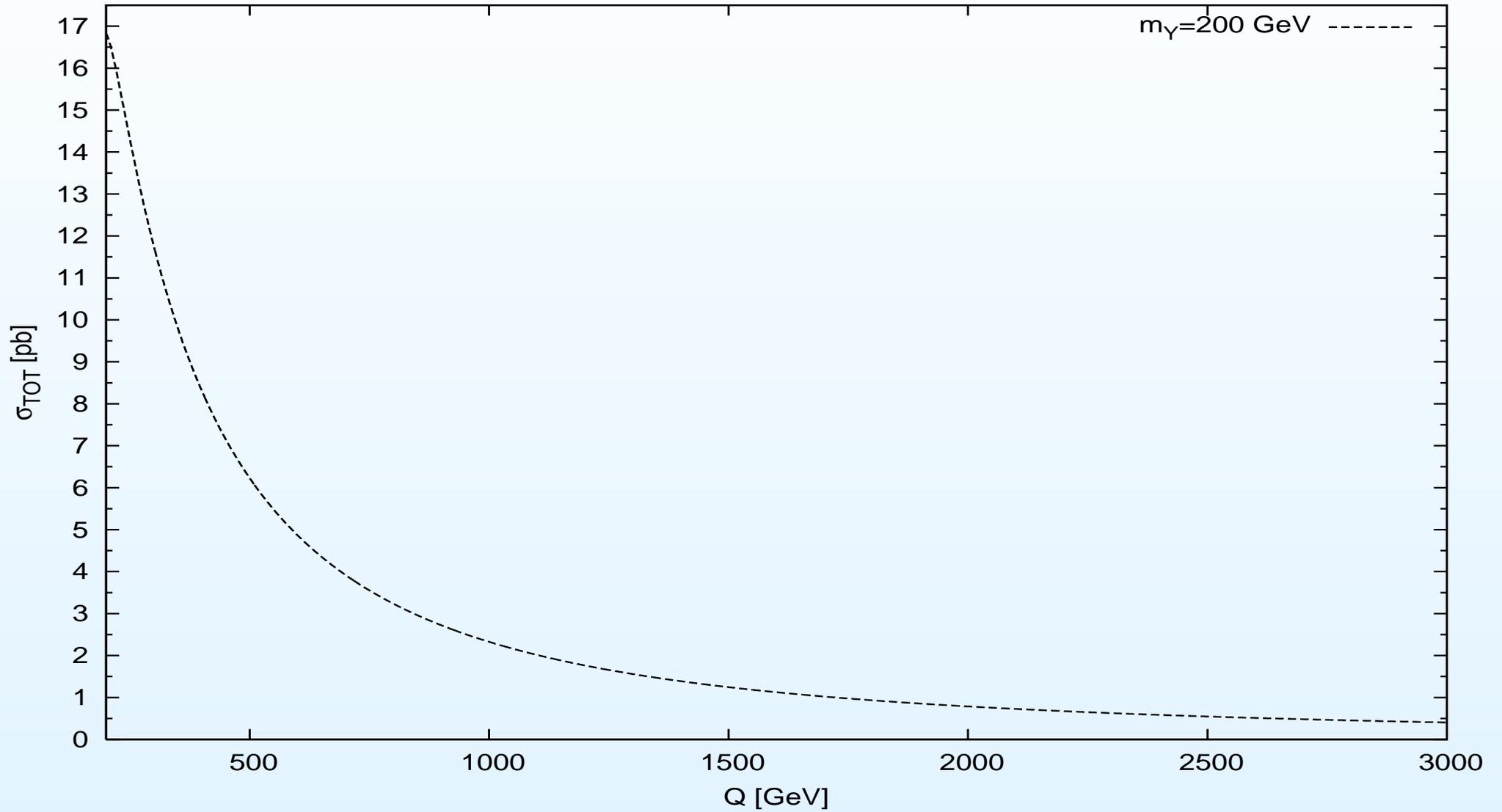
$$\mathcal{M}_{\nu_e} = \frac{-i g}{2\sqrt{2}} \bar{V}^{s'}(p_1) \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) i \frac{\not{p}_1 + \not{k}_3 + m_{\nu_e}}{(p_1 - k_3)^2 - m_{\nu_e}^2} \times$$

$$\frac{-i g}{2\sqrt{2}} \gamma_\nu (1 - \gamma_5) U^s(p_2) \epsilon^{\nu*}(k_2) \epsilon^\lambda(k_3)$$

- La contribución del ME a los factores de forma incluye los sectores de norma y fermiónico

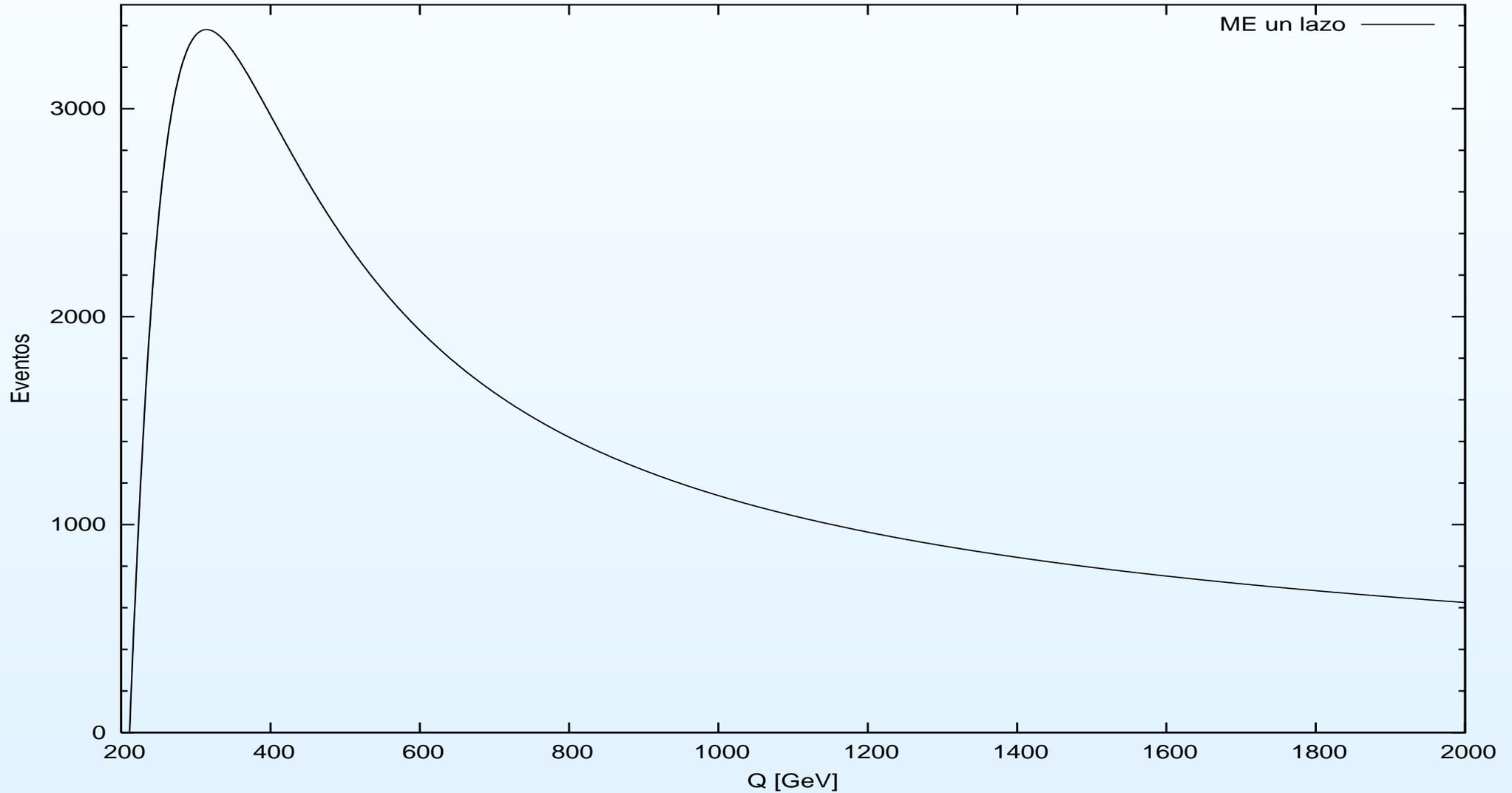
Factores de forma	ME	331
$\Delta\kappa_V$	$\sim 10^{-3} - 10^{-4}$	$\sim 10^{-4} - 10^{-6}$
ΔQ_V	$\sim 10^{-4} - 10^{-5}$	$\sim 10^{-5} - 10^{-7}$

Sección eficaz

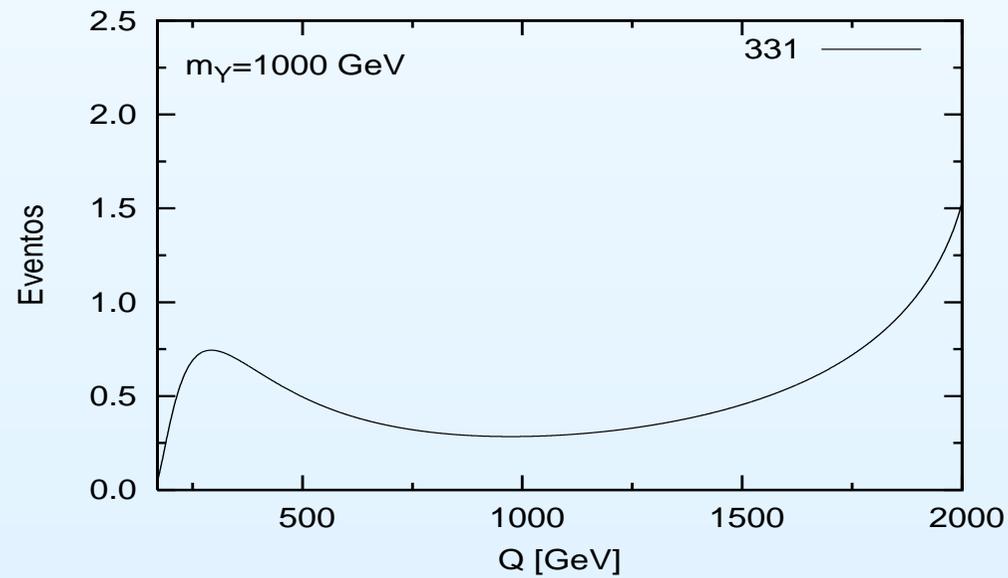
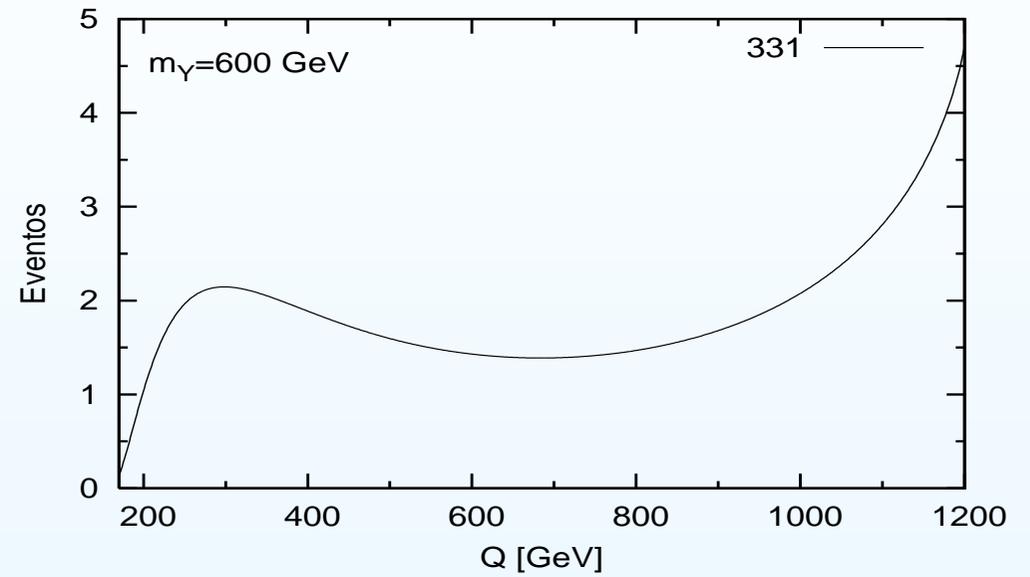
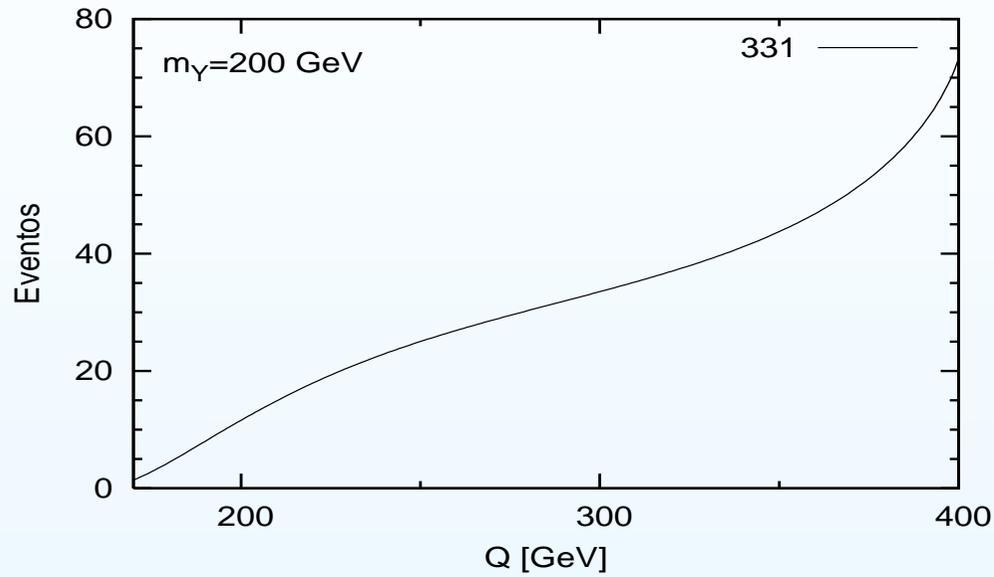


Número de eventos a un lazo en el ME

- Consideramos una luminosidad integrada de 500 fb^{-1}



Número de eventos a un lazo en el modelo 331



Conclusiones

- Se ha descrito brevemente el vértice WWV^* en el ME y en dos modelos con simetría $SU_L(3) \times U_X(1)$ (modelo 331) y se discutió la dependencia de este en el parámetro de norma y los métodos para obtener una función de Green invariante e independiente de norma
- Se han usado los factores de forma obtenidos para el ME y las versiones más populares de los modelos 331 en un análisis primario para determinar el número de eventos, los cuales serían inducidos por las correcciones a un lazo en el vértice WWV^*
- Se observa que la contribución a un lazo en el número de eventos que proviene del ME es dominante por un orden de magnitud respecto a la contribución del modelo 331
- Se continua estudiando exhaustivamente si el número de eventos obtenido para los modelos 331 estaría en posibilidades de ser detectado experimentalmente