

PRODUCCIÓN DE PARES DE FOTONES A NNLO COMO SEÑAL DE FONDO DEL BOSÓN DE HIGGS

DIPHOTON PRODUCTION AT NNLO: THE MAIN BACKGROUND FOR HIGGS BOSON SEARCHES

Leandro Cieri^{(a)1}

^(a) Dipartimento di Fisica, Università di Roma “La Sapienza” y INFN, Sezione di Roma, I-00185 Roma, Italia.

Recibido: 29/11/2013; aceptado: 16/10/2014

Consideraremos la producción directa de pares de fotones (difotones) en colisiones hadrónicas. Calcularemos las correcciones a *next-to-next-to-leading order* (NNLO) en teoría de perturbaciones de QCD (Cromodinámica Cuántica) a un nivel completamente diferencial. Nuestro cálculo sienta sus bases en el formalismo de sustracción en momento transversal q_T y fue implementado en un código de tipo Monte Carlo, que permite al usuario aplicar cortes cinemáticos arbitrarios sobre el estado final de fotones y la actividad asociada de los jets. Y permite obtener las correspondientes distribuciones en la forma de histogramas. Presentaremos resultados numéricos relevantes, relacionados con recientes búsquedas y estudios del bosón de Higgs, como así también, estudios relacionados con la producción de pares de fotones realizados en el LHC y en el Tevatron. Mostraremos cómo las correcciones de NNLO a la producción de difotones, son relevantes para entender el background principal (señal de fondo) del canal de decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$, del bosón de Higgs H .

Palabras clave: QCD, colisiones hadrónicas, di-fotones, LHC, ATLAS, CMS.

We consider direct photon pair production in hadron collisions. We compute the next-to-next-to-leading order (NNLO) QCD radiative corrections at the fully-differential level. Our calculation is based on the q_T subtraction formalism and it is implemented in a parton level Monte Carlo program, which allows the user to apply arbitrary kinematical cuts on the final-state photons and the associated jet activity, and to compute the corresponding distributions in the form of bin histograms. We present selected numerical results related to Higgs boson searches and diphoton studies performed at the LHC and the Tevatron, and we show how the NNLO corrections to diphoton production are relevant to understand the main background of the decay channel $H \rightarrow \gamma\gamma$ of the Higgs boson H .

Keywords: QCD, hadron collisions, diphoton, LHC, ATLAS, CMS.

I. Introducción

Las mediciones de la sección eficaz de producción de dos fotones muy energéticos y aislados (difotones) en colisiones de hadrones de alta energía constituye un test a las predicciones del Modelo Estándar (SM) en el dominio de búsquedas de partículas aun por descubrir y de búsqueda de nueva física. Entender los mecanismos subyacentes en el complicado medio en el que se da la colisión hadrónica constituye un desafío para los cálculos de la teoría Cromodinámica Cuántica perturbativa (pQCD). Los fotones que tienen su origen en tales colisiones hadrónicas (“directos” o “prompt”) son un test ideal para estos cálculos ya que no interactúan

con otras partículas del estado final, y sus energías y direcciones pueden ser medidas con gran precisión en los calorímetros electromagnéticos modernos. Pero la producción hadrónica de fotones aislados no es sólo relevante para estudios que conciernen a la QCD. El origen de la ruptura espontánea de simetría está siendo investigada recientemente en el LHC con la búsqueda (y posterior descubrimiento) del bosón de Higgs y el estudio de todas sus propiedades. Resultados recientes del LHC indicaron que existe un nuevo bosón [1, 2] (el bosón de Higgs) cuya masa es aproximadamente $M \sim 125$ GeV. En esta nueva espectacular observación, como así también en búsquedas y estudios previos, el modo más relevante de producción involucra la

¹cieri@roma1.infn.it

generación del bosón de Higgs *via* la fusión de gluones, seguido por el intrincado decaimiento en dos fotones. Por lo tanto es esencial contar con herramientas teóricas que permitan una precisa descripción del fenómeno y de las distintas distribuciones cinemáticas asociadas para la producción de fotones prompt con gran masa invariante. Un estudio detallado de la señal de fondo del SM, ayudará a desarrollar estrategias de búsqueda y estudio más poderosas para esta partícula. Más aun, la producción de difotones es también un background irreducible para alguna de las búsquedas de nueva física, más allá del Modelo Estándar (BSM). Todas las tareas precedentes requieren un estudio detallado de las distribuciones cinemáticas asociadas a la producción de pares de fotones prompt con gran masa invariante, y por lo tanto, su comparación con una predicción teórica precisa. Tal comparación requiere un cómputo riguroso de las correcciones *reales* y *virtuales*, lo que implica la utilización de métodos y técnicas prácticas que permitan cancelar las divergencias infrarrojas (IR) que surgen en las etapas intermedias del cálculo.

II. Contenido teórico y detalles de cálculo

En este trabajo estamos interesados en el proceso $pp \rightarrow \gamma\gamma X$ (y el proceso íntimamente relacionado $p\bar{p} \rightarrow \gamma\gamma X$) que a orden más bajo sucede *via* el subproceso de aniquilación de quarks $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$. Las correcciones de QCD a NLO en la constante de acople fuerte α_S involucra el canal de aniquilación de quarks y un nuevo canal partónico, *via* el subproceso $qg \rightarrow \gamma\gamma q$. Estas correcciones han sido calculadas e implementadas en los códigos de tipo Monte Carlo completamente diferenciales DIPHOX [3], 2gammaMC [4] y MCFM [5]. También existe un código que incluye los efectos de la resumación en momento-transverso RESBOS [6]. A NNLO el canal gg comienza a contribuir, y debido a su alta luminosidad, este canal podría llegar a ser potencialmente grande (comparable con el subproceso LO $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$). Parte de la contribución a este canal, la llamada *contribución box* fue calculada hace tiempo [7] y se encontró que su peso era comparable con el resultado a orden más bajo (LO); es por este motivo que la *contribución box* es incluida en todos los cálculos a NLO que describen la producción de difotones. Las correcciones de orden próximo a la *contribución box* (que son parte de las correcciones a N³LO en pQCD para la producción de difotones) fueron calculadas en la ref. [4], donde se mostró que tienen un impacto mo-

derado sobre el resultado del cálculo ‘NLO+box’. El código 2 γ NNLO incorpora, por primera vez, la descripción teórica completa para la producción de difotones directos a segundo orden (NNLO) en la constante de acople fuerte α_S . En este sentido, es el primer cálculo que ofrece la inclusión consistente de la contribución *box*, ya que estamos considerando todas las amplitudes partónicas a $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ para el canal gg por primera vez. A segundo orden en α_S , también tenemos la primera corrección al canal qg [8, 9], que es el canal dominante para este proceso [10] (a NLO y a NNLO). Además incorporamos las correcciones de segundo orden al subproceso ($q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$), el que requiere el conocimiento de las contribuciones de *doble radiación real* [8], correcciones reales-virtuales [9] al subproceso Born, y las correcciones a *dos-loops* [11] del subproceso LO. Más allá de la producción directa de fotones desde el subproceso *hard*, los fotones también pueden ser producidos desde la fragmentación de partones QCD hard. El cálculo de estas contribuciones de fragmentación requiere de información no-perturbativa (conocida con precariedad), en la forma de funciones de fragmentación del partón en un fotón. Las contribuciones de fragmentación fueron incluidas de forma sistemática y completa a NLO (contribuciones de fragmentación simple y doble) en el código DIPHOX [3]. El efecto de las contribuciones de fragmentación se reduce de forma drástica si aplicamos criterios de aislación sobre los fotones del estado final. Criterios de aislación que *deben* ser necesariamente aplicados por los experimentos, de manera de suprimir parte de la señal de fondo irreducible a la producción de difotones (por ejemplo jets o decaimientos hadrónicos que son entendidos y tomados por fotones). Los criterios de aislación estándar y el criterio *suave*, propuesto por Frixione [12] son dos de estos criterios. El criterio de aislación estándar es fácilmente implementado por el experimento, pero sólo suprime una parte de la contribución de fragmentación. El criterio de aislación del *cono suave* formalmente elimina la totalidad de la componente de fragmentación, pero su implementación a nivel experimento es muy complicada ² debido al tamaño de la granularidad de los detectores del LHC y del Tevatron [13]. A pesar de estas discrepancias teoría-experimento es posible (tiene sentido físico) comparar las descripciones teóricas obtenidas usando el criterio del cono suave con datos tomados utilizando el criterio de aislación estándar, ya que siempre una sección eficaz obtenida usando el criterio de aislación de Frixione constituye un límite inferior para una sección eficaz obtenida con el criterio de aislación estándar, si se utilizan los mismos parámetros de aislación en sen-

²En la literatura es posible hallar cierta actividad sobre las posibles tácticas de implementación del criterio de Frixione a nivel experimento [13, 14, 15] que incluyen la versión discreta del criterio de Frixione. Una aplicación del criterio de aislación del cono suave fue realizada por la colaboración OPAL [16].

dos criterios.

II.1. El formalismo de sustracción en momento transverso a NNLO

La implementación de los elementos de matriz en un cálculo (numérico) a NNLO completo sufre complicaciones asociadas a la presencia de divergencias infra-rojas (IR), que aparecen en las etapas intermedias del cálculo. Y por este motivo es que es obligatorio usar una prescripción general para cancelarlas dentro de los códigos de tipo Monte Carlo. Consideremos el proceso de dispersión hard inclusivo

$$h_1 + h_2 \rightarrow \gamma\gamma + X, \quad (1)$$

donde la colisión de los dos hadrones h_1 y h_2 , produce el sistema de difotones $F \equiv \gamma\gamma$, con gran masa invariante $M_{\gamma\gamma}$. La evaluación de las correcciones a NNLO requiere el conocimiento de las amplitudes de dispersión partónicas con $X = 2$ partones (a nivel árbol [8]), $X = 1$ partón (hasta un-loop [9]) y sin partones adicionales (hasta dos-loops [11]) en el estado final. El método de sustracción en momento transverso q_T [17] es un método que permite lidiar y cancelar las divergencias IR que aparecen en tales cálculos hasta el NNLO. El formalismo puede ser aplicado para los procesos de colisiones hadrónicas que involucran la producción de colisión-hard de sistema de partículas con gran masa F . Dentro de este marco teórico [17], la correspondiente sección eficaz puede ser escrita en la siguiente forma:

$$d\sigma_{(N)NLO}^F = \mathcal{H}_{(N)NLO}^F \otimes d\sigma_{LO}^F + [d\sigma_{(N)LO}^{F+jets} - d\sigma_{(N)LO}^{CT}], \quad (2)$$

donde $d\sigma_{(N)LO}^{F+jets}$ representa la sección eficaz para la producción del sistema F más jets a (N)LO³ y $d\sigma_{(N)LO}^{CT}$ es un contratérmino (de sustracción IR) cuya expresión explícita [19] es obtenida con el programa de resumación en momento transverso q_T de las grandes contribuciones logarítmicas a pequeño q_T . La “función coeficiente” $\mathcal{H}_{(N)NLO}^F$, la que también compensa la sustracción realizada con $d\sigma_{(N)LO}^{CT}$, corresponde al truncado a (N)NLO de la función perturbativa y dependiente del proceso

$$\mathcal{H}^F = 1 + \frac{\alpha_S}{\pi} \mathcal{H}^{F(1)} + \left(\frac{\alpha_S}{\pi}\right)^2 \mathcal{H}^{F(2)} + \dots \quad (3)$$

El cálculo a NLO de $d\sigma^F$ requiere del conocimiento de $\mathcal{H}^{F(1)}$, y el cálculo a NNLO también requiere $\mathcal{H}^{F(2)}$. A la estructura general de $\mathcal{H}^{F(1)}$ se la conoce explícitamente [20]. Los resultados del $\mathcal{H}^{F(2)}$ para la producción

del bosón de Higgs [17, 21] y de producción de bosones vectoriales [22, 23] nos permitieron generalizar y promover la relación independiente del proceso de la ref. [20] a NNLO para el coeficiente $\mathcal{H}^{F(2)}$ [32].

III. La fenomenología de la producción de fotones directos

III.1. El criterio de aislación

Los sectores experimental y teórico sufren distintivos y exclusivos tipos de dificultades cuando se aplican criterios de aislación. Los fotones prompt pueden ser producidos de acorde a dos mecanismos posibles, siendo uno de ellos *via* el proceso de fragmentación. El criterio de aislación utilizado por el experimento se explica a continuación. Un fotón se dice que está aislado, si en un cono de radio R en *rapididad* (rapidity) y ángulo azimutal alrededor de la dirección del fotón, la cantidad de energía hadrónica transversa depositada $\sum E_T^{had}$ es más pequeña que algún valor arbitrario E_{Tmax} elegido por el experimento:

$$\sum E_T^{had} \leq E_{Tmax} \\ \text{dentro} \quad (y - y_\gamma)^2 + (\phi - \phi_\gamma)^2 \leq R^2, \quad (4)$$

donde E_{Tmax} puede ser un valor fijo o un fracción del momento transverso del fotón ($p_T^\gamma \epsilon$, donde típicamente $0 < \epsilon \leq 1$). Éste es el llamado criterio de aislación estándar. Además de reducir significativamente el background de fotones secundarios e irreducibles, este criterio también afecta la sección eficaz de producción de fotones prompt en sí misma, en particular disminuyendo el peso de la contribución de fragmentación. Sin embargo un criterio de aislación muy severo podría producir efectos indeseados [24] en las predicciones teóricas (inestabilidades), debido a la restricción del espacio de fases disponible para la emisión de partones en el estado final. Existe una alternativa al criterio de aislación estándar, propuesto por Frixione en la ref. [12] (ver también las refs. [25, 26]). Este criterio modifica a la ec. (4) en la forma siguiente:

$$\sum E_T^{had} \leq E_{Tmax} \chi(r), \quad \text{dentro de cualquier} \\ r^2 = (y - y_\gamma)^2 + (\phi - \phi_\gamma)^2 \leq R^2. \quad (5)$$

con una elección adecuada (debe cumplir ciertos requisitos) para la función $\chi(r)$. Esta función debe tender a cero ($\chi(r) \rightarrow 0$, sí $r \rightarrow 0$) de forma suave (y de aquí surge el nombre del criterio), y tiene que verificar

³En el caso de la producción de difotones, el cálculo a NLO de $d\sigma_{NLO}^{\gamma\gamma+jets}$ fue realizado en la ref.[18].

$0 < \chi(r) < 1$, sí $0 < r < R$. Una posible elección es,

$$\chi(r) = \left(\frac{1 - \cos(r)}{1 - \cos R} \right)^n, \quad (6)$$

donde a n se lo elige típicamente como $n = 1$. Esto significa que, cuanto más cerca del fotón nos hallamos, menos actividad hadrónica es permitida dentro del cono. En $r = 0$, cuando el partón y el fotón se hallan exactamente colineales, la energía depositada dentro del cono es exactamente igual a cero, y la componente de fragmentación (que es un fenómeno colineal exclusivo) es completamente nula. Ya que no hay región del espacio de fases que se halle prohibida, la cancelación de las divergencias debida a la aparición de gluones soft, tiene lugar en la forma usual. Esta es la ventaja (teórica) de este criterio: elimina toda la componente de fragmentación en un modo libre de divergencias IR.

También podemos decir, comparando las ecs. 4 y 5, que ambos criterios coinciden en el cono exterior ($r = R$, $\chi(R) = 1$), y debido a la presencia de la función $\chi(r)$ (que verifica $0 \leq \chi(r) \leq 1$) el criterio de aislación suave es más restrictivo que el estándar; y por esta razón, esperamos obtener secciones eficaces menores cuando utilizamos al criterio de Frixione en lugar del estándar. Y esto concierne a la teoría y al experimento si se utilizan los mismos parámetros de aislación ⁴ en ambos criterios,

$$\sigma_{Frix}\{R, E_{T\ max}\} \leq \sigma_{Stand}\{R, E_{T\ max}\}. \quad (7)$$

El comportamiento suave de la función $\chi(r)$ es el principal obstáculo en la implementación del criterio de aislación de Frixione en el ámbito experimental. Primero, porque las celdas del calorímetro usadas para medir la lluvia electromagnética, tienen un ancho finito, por lo que este criterio sólo podría ser aplicado más allá de cierta distancia mínima de aproximadamente 0,1 (en el plano $\{\Delta\eta, \Delta\phi\}$). Esto permitiría una contribución de fragmentación desde la parte interna (más cercana al origen del cono $r = 0$) que debería probarse hasta que grado se halla suprimida. Además la energía transversa en el cono de aislación experimental está depositada en celdas de tamaño finito. De manera que el criterio continuo, originalmente propuesto por Frixione, deberá ser reemplazado por uno discreto (que concierne sólo a la parte experimental) que se compone de un número finito de conos insertados uno a continuación del otro (con origen en común) a los que les corresponde una energía transversa fija y máxima permitida dentro de cada uno de ellos.

⁴Es decir, los mismos $(E_{T\ max}, R)$ o (ϵ, R) .

III.2. Resultados

Hemos realizado nuestro cálculo completamente diferencial [10] de la producción de difotones de acuerdo a la ec. (2). Nuestro cálculo a NNLO está implementado en un código de tipo Monte Carlo 2γ NNLO, en el que pueden ser realizados cortes arbitrarios sobre la cinemática del estado final (fotones y jets). Nos concentramos sólo en la producción de fotones directos (no se tiene en cuenta ninguna componente de fragmentación), por lo que utilizamos el criterio de aislación de Frixione [12]. Usamos el conjunto de distribuciones de partones PDFs MSTW 2008 [27], con densidades y α_S evaluadas a cada orden correspondiente, y hemos considerado $N_f = 5$ sabores de quarks no masivos y gluones en el estado inicial. La escala de normalización (μ_R) y factorización (μ_F) se toman por defecto iguales a la masa invariante del sistema de difotones del estado final $\mu_R = \mu_F = M_{\gamma\gamma}$. La constante de acople de QED α está fijada al valor $\alpha = 1/137$.

El primer resultado cuantitativo que presentamos, es sobre la producción de difotones en el LHC ($\sqrt{s} = 14$ TeV). Aplicamos cortes cinemáticos usados por las colaboraciones ATLAS y CMS en sus búsquedas y estudios recientes del bosón de Higgs. Se requiere que el fotón más rápido (“harder”) y el más lento (“softer”) tengan momento transverso $p_T^{\text{harder}} \geq 40$ GeV y $p_T^{\text{softer}} \geq 25$ GeV, respectivamente. La rapidity de ambos fotones está restringida al intervalo $|y_\gamma| \leq 2,5$, y la masa invariante de los difotones debe satisfacer $20 \text{ GeV} \leq M_{\gamma\gamma} \leq 250 \text{ GeV}$. Los parámetros de aislación fijados por el experimento son $\epsilon_\gamma = 0,5$, $n = 1$ y $R = 0,4$. Observamos [10] que el peso de las correcciones de QCD a la producción de difotones se incrementa notablemente con el orden perturbativo del cálculo. Este incremento se debe a que hemos usado cortes *demasiado asimétricos* (desbalanceados) para el momento transverso de cada fotón. A LO, la cinemática implica que los dos fotones deben estar producidos con igual momento transverso, y entonces ambos fotones deberán tener $p_T^\gamma \geq 40$ GeV. A órdenes más altos, la radiación del estado final de los partones adicionales abre una nueva porción del espacio de fases, comprendida en $40 \text{ GeV} \geq p_T^{\text{softer}} \geq 25 \text{ GeV}$. Ya que los fotones pueden ser producidos copiosamente a pequeño momento transverso [10], la sección eficaz recibe considerables contribuciones desde esta nueva porción del espacio de fases abierta por primera vez a NLO. Este efecto se ve incrementado más aun, cuando a cada orden perturbativo más allá del LO, abre un nuevo canal partónico con gran luminosidad (el canal qg a NLO y el canal gg a NNLO).

En la figura 1 (izquierda) mostramos las distribu-

ciones de masa invariante a LO, NLO y NNLO a las escalas por defecto. También se enseña la *contribución box* (calculada con distribuciones de partones a NNLO) y su suma con el resultado completo y formal a NLO. El gráfico pequeño muestra los factores-K definidos como la razón entre dos secciones eficaces a órdenes perturbativos subsecuentes. Notemos que $K^{NNLO/NLO}$ es notablemente menor que $K^{NLO/LO}$, lo que manifiesta una mejora en la convergencia de la expansión perturbativa. Encontramos que alrededor del 30% de las correcciones a NNLO se deben al canal gg (la *contribución box* aporta más de la mitad de este peso), mientras que casi el 60% de la contribución aun se debe a las correcciones de orden siguiente al canal gg . El cálculo a NNLO incluye las correcciones perturbativas del espacio de fases total (en particular las contribuciones de orden próximo al dominante del canal gg) y los aportes de todos los canales partónicos posibles (un tratamiento consistente de la *contribución box* al canal gg ⁵). Todas estas razones, conducen a que el resultado a NNLO constituye por vez primera una estimación confiable de la producción de difotones directos, aunque futuros estudios (incluyendo variaciones independientes de μ_R y μ_F , y un detallado análisis de las distribuciones cinemáticas) son necesarios para cuantificar la incertidumbre teórica a NNLO.

En la figura 1 (derecha), presentamos la distribución en masa invariante para la producción de difotones en el Tevatron ($\sqrt{s} = 1,96$ TeV) calculada a NNLO, comparada con una medición reciente realizada por CDF [28]. Los criterios de selección en este caso son: $p_T^{\text{harder}} \geq 17$ GeV y $p_T^{\text{softer}} \geq 15$ GeV. La rapidity de ambos fotones está restringida a $|y_\gamma| \leq 1$. Los parámetros de aislación del experimento en este caso son: $E_{T \text{ max}} = 2$ GeV, $n = 1$ y $R = 0,4$, y la distancia angular mínima entre ambos fotones es $R_{\gamma\gamma} = 0,4$. Aunque en este caso el incremento desde el LO al NNLO es mucho más pequeño que en el caso del LHC [10], las correcciones a NNLO de QCD siguen mejorando notablemente la descripción teórica de los datos de CDF, en particular en la zona de masas pequeñas ($M_{\gamma\gamma} \leq 2p_T^{\text{harder}} = 34$ GeV).

Resultados recientes del LHC [29, 30] y Tevatron [28] muestran algunas discrepancias entre los datos y las correcciones teóricas a NLO para la producción de difotones. Básicamente, estas discrepancias se hallan en regiones cinemáticas donde el cálculo a NLO es *de forma efectiva* una descripción teórica a LO del proceso. Tales porciones del espacio de fases (alejadas de la configuración cinemática Born) son accesibles a NLO por primera vez, debido a la radiación extra del partón

adicional en el estado final ⁶.

La figura 2 muestra una medición reciente por ATLAS, de la sección eficaz diferencial de difotones en función de la masa invariante $M_{\gamma\gamma}$ (izquierda) y del ángulo azimutal $\Delta\phi_{\gamma\gamma}$ (derecha) entre ambos fotones. Los datos se comparan con una predicción a NLO [3] y el cálculo a NNLO [10]. Los criterios de selección realizados para este análisis ($\sqrt{s} = 7$ TeV) son: $p_T^{\text{harder}} \geq 25$ GeV y $p_T^{\text{softer}} \geq 22$ GeV. La rapidity de ambos fotones está supeditada al requisito $|y_\gamma| < 1,37$ y $1,52 < |y_\gamma| \leq 2,37$. Los parámetros de aislación tienen valores $E_{T \text{ max}} = 4$ GeV, $R = 0,4$ y la separación angular mínima entre fotones es $R_{\gamma\gamma} = 0,4$. Los histogramas en la fig. 2 muestran que los resultados a NNLO de QCD mejoran notablemente la descripción teórica de datos de ATLAS a lo largo de todo el rango de $M_{\gamma\gamma}$ y $\Delta\phi_{\gamma\gamma}$.

Cabe destacar que los datos de ATLAS y CDF fueron obtenidos usando el criterio de aislación estándar. Ya que el criterio de aislación suave usado en nuestro cálculo (aplicamos la ec. (5) para todos los conos con $r \leq R$) es más restrictivo que el criterio de aislación usado por ATLAS y CDF, remarcamos que nuestros resultados a NLO y NNLO no pueden sobrestimar los resultados teóricos obtenidos con el criterio de aislación experimental. Los resultados ilustrados en esta contribución muestran que la descripción a NNLO de la producción de difotones es esencial para entender la fenomenología de este proceso, y por lo tanto, el cálculo a NNLO es una herramienta relevante para describir el background principal del bosón de Higgs.

IV. Agradecimientos

Quisiera agradecer en especial a Daniel de Florian, que fue mi director de tesis de Doctorado, y a la Universidad de Buenos Aires, en la que este trabajo fue completado. Y también al resto de los colaboradores y amigos con los que construimos esta herramienta: Stefano Catani, Giancarlo Ferrera y Massimiliano Grazzini. Este trabajo recibe el apoyo del INFN Sezione di Roma, y el Research Executive Agency (REA) of the European Union under the Grant Agreement number PITN-GA-2010-264564 (LHCPhenoNet).

Referencias

- [1] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], [arXiv:1207.7235 [hep-ex]].

⁵Las correcciones gluónicas [4] de orden siguiente a la contribución box enseñan un incremento del resultado a NNLO por menos del 10% si $M_{\gamma\gamma} \geq 100$ GeV.

⁶La región de masas pequeñas ($M_{\gamma\gamma} \leq 80$ GeV) en la figura 1 también pertenece a este caso.

- [2] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], [arXiv:1207.7214 [hep-ex]].
- [3] T. Binoth *et al.* Eur. Phys. J. **C16**, 311 (2000).
- [4] Z. Bern, L. J. Dixon y C. Schmidt, Phys. Rev. **D66**, 074018 (2002).
- [5] J. M. Campbell, R. K. Ellis y C. Williams, JHEP **1107**, 018 (2011).
- [6] C. Balazs, E. L. Berger, P. M. Nadolsky y C.-P. Yuan, Phys. Rev. **D76**, 013009 (2007).
- [7] D. A. Dicus y S. S. D. Willenbrock, Phys. Rev. **D37**, 1801 (1988).
- [8] V. D. Barger, *et al.*, Phys. Rev. **D41**, 2782 (1990); V. Del Duca, *et al.* Nucl. Phys. **B566**, 252 (2000).
- [9] Z. Bern, *et al.*, Nucl. Phys. **B437**, 259 (1995); A. Signer, Phys. Lett. **B357**, 204 (1995).
- [10] S. Catani, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 072001 [arXiv:1110.2375 [hep-ph]].
- [11] C. Anastasiou, E. W. N. Glover y M. E. Tejeda-Yeomans, Nucl. Phys. **B629**, 255 (2002).
- [12] S. Frixione, Phys. Lett. B **429** (1998) 369 [hep-ph/9801442].
- [13] J. R. Andersen *et al.* [SM and NLO Multileg Working Group Collaboration].
- [14] Blair, R (Argonne) *et al.* NLO Theoretical Predictions for Photon Measurements Using the PHOX Generators, CERN-OPEN-2011-041, 06 Sep 2011. - 39 p.
- [15] M. Wielers, Isolation of Photons, ATL-PHYS-2002-004.
- [16] G. Abbiendi *et al.* [OPAL Collaboration], Eur. Phys. J. C **31** (2003) 491 [hep-ex/0305075].
- [17] S. Catani y M. Grazzini, Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 222002 [hep-ph/0703012].
- [18] V. Del Duca, F. Maltoni, Z. Nagy y Z. Trocsanyi, JHEP **0304**, 059 (2003).
- [19] G. Bozzi, S. Catani, D. de Florian y M. Grazzini, Nucl. Phys. B **737** (2006) 73.
- [20] D. de Florian y M. Grazzini, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 4678 [hep-ph/0008152].
- [21] S. Catani y M. Grazzini, Eur. Phys. J. C **72** (2012) 2013 [arXiv:1106.4652 [hep-ph]].
- [22] S. Catani, L. Cieri, G. Ferrera, D. de Florian y M. Grazzini, Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 082001 [arXiv:0903.2120 [hep-ph]].
- [23] S. Catani, L. Cieri, D. de Florian, G. Ferrera y M. Grazzini, Eur. Phys. J. C **72** (2012) 2195 [arXiv:1209.0158 [hep-ph]].
- [24] S. Catani, M. Fontannaz, J. P. Guillet y E. Pilon, JHEP **0205** (2002) 028 [hep-ph/0204023].
- [25] S. Frixione y W. Vogelsang, Nucl. Phys. B **568** (2000) 60.
- [26] Ver la lista de referencias en la Sect. 5 de S. Catani *et al.*, "QCD," hep-ph/0005025, en "Proceeding of the CERN Workshop on *Standard Model Physics (and more) at the LHC*", eds. G. Altarelli and M.L. Mangano (CERN 2000-04, Geneva, 2000), p. 1.
- [27] A. D. Martin, *et al.*, Eur. Phys. J. C **63** (2009) 189 [arXiv:0901.0002 [hep-ph]].
- [28] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. D **84** (2011) 052006.
- [29] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], JHEP **1201** (2012) 133.
- [30] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Phys. Rev. D **85** (2012) 012003.
- [31] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], JHEP **1301** (2013) 086
- [32] S. Catani, L. Cieri, D. de Florian, G. Ferrera y M. Grazzini, arXiv:1311.1654 [hep-ph].

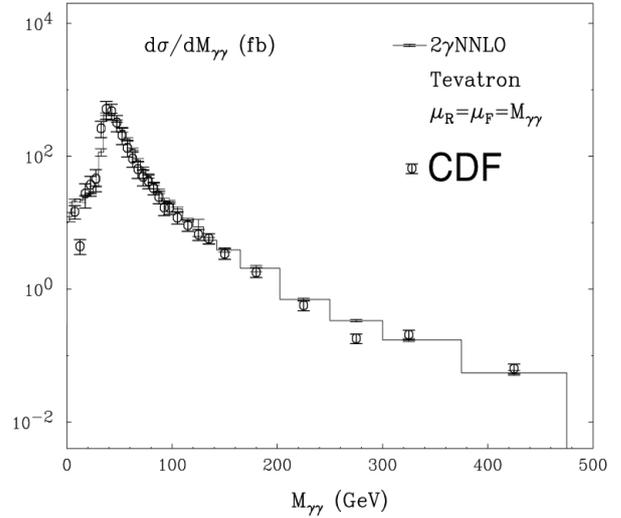
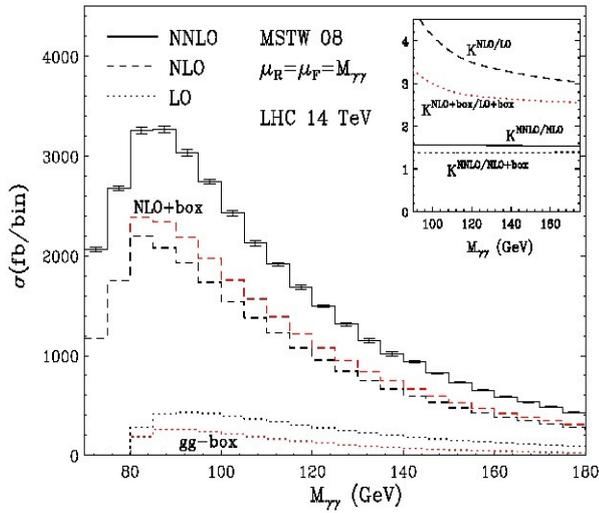


Figura 1: Izquierda: distribución de masa invariante de los difotones en el LHC ($\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$): LO (puntos), NLO (línea a rayas) y NNLO (línea sólida); resultados teóricos. Derecha: Sección eficaz de los difotones en función de su masa invariante. Datos de CDF [28] ($\sqrt{s} = 1,96 \text{ TeV}$) comparados con el cálculo a NNLO.

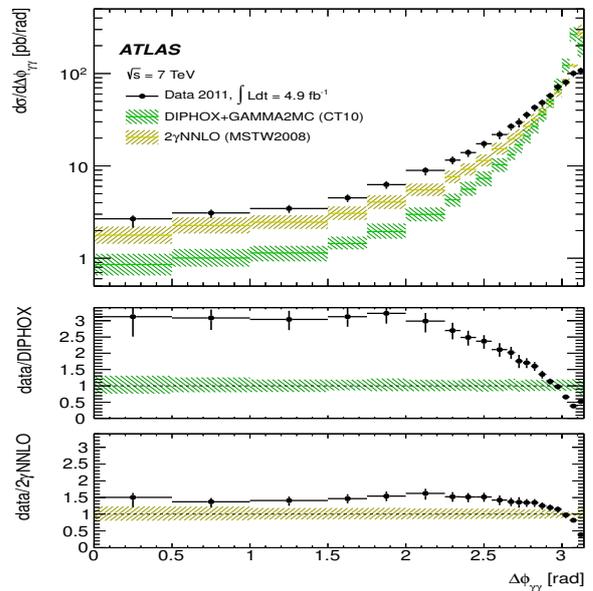
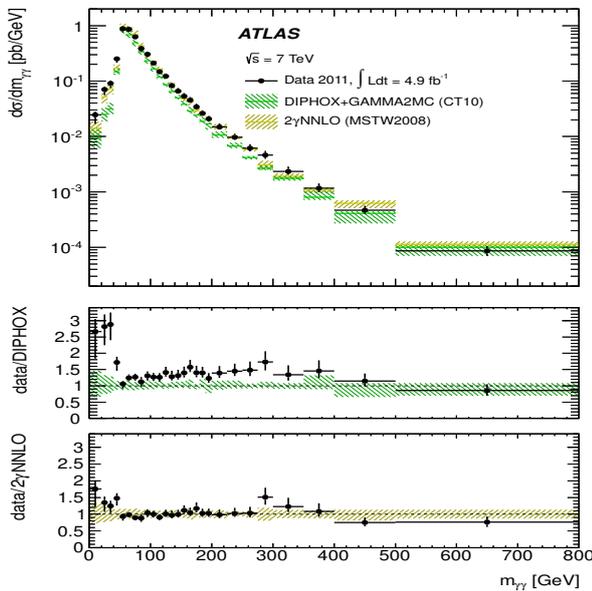


Figura 2: Sección eficaz de los difotones en función de la masa invariante $M_{\gamma\gamma}$ (izquierda) y la separación azimutal de los dos fotones (derecha). Datos de ATLAS [31] ($\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$) comparados con el cálculo a NLO y NNLO [10].