



UNIVERSIDAD
NACIONAL
DE LA PLATA

Universidad Nacional de La Plata
Facultad de Ciencias Exactas
Departamento de Física

**Búsqueda de Supersimetría con
producción de Higgs en el detector
ATLAS (CERN-LHC)**

Trabajo de Tesis Doctoral

Gonzalo E. Orellana

Director
Dr. Hernán P. Wahlberg
Co-Director
Dr. Fernando Monticelli

Abril 2022

Búsqueda de Supersimetría con producción de Higgs en el detector ATLAS (CERN-LHC)

El Modelo Estándar es la teoría que describe las partículas elementales y sus interacciones, desarrollada en la década de los 70 y con grandes predicciones experimentales tales como el descubrimiento del bosón de Higgs en el año 2012. A partir de su formulación surgieron nuevas extensiones intentando solucionar diferentes problemáticas del mismo. Una de las extensiones mejor motivadas teóricamente es Supersimetría, que introduce un conjunto de partículas nuevas que aún no han sido observadas. Este modelo, entre otras cosas, presenta un escenario favorable para la inclusión de la gravedad al Modelo Estándar y a su vez, las nuevas partículas podrían ser candidatos tanto a materia oscura como a neutrinos pesados. Esto ha convertido a SUSY en una de las teorías de mayor interés y el mayor objetivo en el ámbito de la física experimental de altas energías.

Esta tesis presenta una búsqueda de nueva física motivada por modelos de SUSY que predicen estados finales con fotones energéticos y aislados, jets y momento transverso faltante elevado. La misma fue realizada utilizando el conjunto de datos de colisiones pp , provisto por el Gran Colisionador de Hadrones del CERN, y recolectado por el detector ATLAS durante los años 2015 y 2018, correspondientes a una luminosidad integrada de 139 fb^{-1} . En el presente trabajo se desarrollaron y realizaron búsquedas guiadas por modelos de producción fuerte y débil de partículas supersimétricas, en las cuales no se observaron excesos por sobre las predicciones del Modelo Estándar por lo que se establecieron límites en el número de eventos de nueva física, y adicionalmente límites en la producción de gluinos con masas de 2.2 TeV. El estudio detallado de los datos requirió además la medida de la eficiencia de selección de los triggers de fotones del detector ATLAS. A su vez se presenta un estudio realizado de forma complementaria, con un modelo de SUSY de producción electrodébil con fotones, jets y energía transversa faltante en el estado final.

Índice general

Introducción	1
1. Modelo Estándar y Supersimetría	3
1.1. Modelo estándar de la física de partículas	3
1.1.1. Partículas y clasificación del SM	3
1.1.2. Breve descripción matemática del SM	5
1.1.3. Mecanismo de Higgs	8
1.1.4. QCD y colisiones pp	10
1.1.5. Limitaciones del Modelo Estándar	13
1.2. Supersimetría	14
1.2.1. Álgebra de SUSY	15
1.2.2. El Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo	16
1.2.3. Ruptura de SUSY	17
1.2.4. Mecanismos para la ruptura de SUSY	19
1.2.5. Paridad R	21
1.2.6. Espectro de masa del MSSM	22
1.2.7. Decaimientos de las partículas supersimétricas	24
1.2.8. Producción de partículas supersimétricas en colisionadores de hadrones	26
2. LHC y detector ATLAS	29
2.1. El detector ATLAS	33
2.2. Sistema de coordenadas	35
2.3. Sistema de imanes	36
2.4. Los subdetectores de ATLAS	37
2.4.1. Detector interno	37
2.4.2. Calorímetros	40

2.4.3. Espectrómetro de muones	43
2.5. Sistema de <i>trigger</i>	43
2.6. Modelo computacional y distribución de datos	46
2.7. Simulaciones de Monte Carlo	47
3. Reconstrucción e identificación de objetos físicos	53
3.1. Electrones y fotones	53
3.1.1. Reconstrucción	55
3.1.2. Identificación	58
3.1.3. Aislamiento	61
3.2. Muones	62
3.3. Jets	64
3.3.1. Jets provenientes de quarks bottom (<i>b</i> -jets)	66
3.4. Energía transversa faltante	67
4. Eficiencia del trigger de fotones	69
4.1. Reconstrucción de fotones en el trigger	69
4.2. Nomenclatura y trigger primarios de fotones	71
4.3. Método del bosón <i>Z</i> decayando radiativamente	73
4.4. Factores de escala de las eficiencias	77
5. Estrategia general y elementos estadísticos para una búsqueda de nueva física	79
5.1. Likelihood máximo	80
5.2. Contrastación de hipótesis	81
5.3. Estadísticos de prueba	83
5.4. Descubrimiento	84
5.5. Límites superiores de exclusión	85
5.6. Aproximación de las distribuciones de los estadísticos de prueba	86
5.7. Significancia esperada	87
5.8. Modelo estadístico y flujo de búsqueda	88
6. Búsqueda de SUSY con fotones y Higgs en el estado final con producción fuerte	91
6.1. Muestras de señal a partir de simulaciones Monte Carlo	91
6.2. Fondos del Modelo Estándar	94

6.2.1.	Muestras de fondo a partir de simulaciones de Monte Carlo	97
6.2.2.	Fondo de jets erróneamente reconstruidos como fotones	97
6.2.3.	Fondo de electrones erróneamente reconstruidos como fotones . . .	101
6.3.	Selección de eventos y objetos para el análisis	105
6.4.	Definición de las regiones del análisis	107
6.4.1.	Selección de eventos de señal	107
6.4.2.	Regiones de control y validación	109
6.5.	Incertezas sistemáticas	112
6.5.1.	Incertezas sistemáticas experimentales	112
6.5.2.	Incertezas sistemáticas teóricas	114
7.	Resultados e interpretación del análisis	117
7.1.	Resultados del ajuste de solo fondo en las regiones de control y validación .	117
7.2.	Resultados en las regiones de señal luego del unblinding	119
7.3.	Límites en independientes del modelo	121
7.4.	Límites dependientes del modelo	125
8.	Búsqueda de SUSY con producción electrodébil en estados finales con fotones, bosones Z y Higgs	137
8.1.	Muestras de señal a partir de simulaciones de Monte Carlo	137
8.2.	Fondos del Modelo Estándar	139
8.3.	Selección de eventos y objetos para el análisis	140
8.4.	Definición de las regiones del análisis	140
8.5.	Resultados preliminares	143
9.	Conclusión	149
Agradecimientos		151
Bibliografía		165

Introducción

El Gran Colisionador de Hadrones (LHC) es el acelerador de partículas más grande y de mayor energía en todo el mundo, donde grupos de protones colisionan 40 millones de veces por segundo para producir colisiones protón-protón a 13 TeV de energía de centro de masa. Uno de los experimentos más importantes del LHC es ATLAS, un detector de uso general diseñado para realizar mediciones de precisión dentro del Modelo Estándar (SM) y de nuevos fenómenos asociados con nueva física que buscaban ser observados en la escala TeV.

En el año 2012 las colaboraciones ATLAS y CMS publicaron resultados con el descubrimiento del bosón de Higgs, la partícula vinculada con el mecanismo de rompimiento espontáneo de simetría electrodébil, por el cual las partículas elementales adquieren masa. Sin embargo, todavía queda por determinar si es el bosón de Higgs del modelo estándar o por ejemplo el más liviano de otros bosones de teorías más allá del modelo estándar, como es el caso de teorías supersimétricas. Para dar respuesta a este interrogante las colaboraciones tienen que medir con muy alta precisión, entre otras características, las distintas tasas de decaimiento a otras partículas y comparar los resultados con las predicciones.

Luego del descubrimiento del bosón de Higgs, son varios los interrogantes sin respuesta del SM, como por ejemplo, el patrón de las diferencias de masa de las partículas fundamentales y el problema de la jerarquía en la enorme diferencia de 17 órdenes de magnitud entre las dos escalas fundamentales de física: la escala electro-débil y la escala de Planck. Una de las ideas más intensamente investigadas desde el punto de vista teórico entre los modelos más allá del SM, es la ya mencionada supersimetría (SUSY). En su formulación mínima, SUSY predice que para cada partícula del SM existe un compañero cuyo spin difiere en $1/2$ y un sector de Higgs extendido con cinco bosones respectivos. La simetría propuesta entre bosones y fermiones estabiliza la masa de las partículas escalares, como es el caso del bosón de Higgs. Si las partículas propuestas conservan la paridad R (número cuántico propuesto por la teoría) entonces las partículas SUSY son siempre producidas de a pares y la más liviana (LSP) no puede decaer, con lo cual las LSP primordiales serían candidatos a formar la materia oscura, otro de los misterios para el cual el SM todavía no tiene respuesta. Las partículas supersimétricas pueden ser producidas en el LHC si su rango de masas está en la escala del TeV. La búsqueda de partículas SUSY en el LHC es entonces el objetivo más general del presente trabajo, en particular dentro del contexto del modelo General Gauge Mediated Symmetry Breaking (GMSB), en base a la cual se obtuvieron los límites más rigurosos en la masa de distintas partículas en estado finales con fotones, jet y energía transversa faltante en los canales de producción

fuerte. El Run 2 del LHC tenía una mayor energía de centro de masa y luminosidad que su antecesor, permitiendo el acceso a secciones eficaces muy pequeñas, con la posibilidad de realizar búsquedas mucho más dedicadas en canales exclusivos. Esto brinda el marco apropiado para el desarrollo de búsquedas de supersimetría en el canales con producción débil, como se discute en también en este trabajo.

Las condiciones del Run 2 del LHC generaron nuevos desafíos para el detector ATLAS, en particular para el sistema de trigger del detector, el cual tiene que seleccionar eventos de interés físico, como por ejemplo para la búsqueda de supersimetría con fotones en estado final estudiados en este trabajo, sobre un enorme fondo de eventos. El calorímetro de ATLAS es el responsable de medir la energía de los fotones y electrones y también es utilizado para reducir la frecuencia de eventos aceptados a nivel del trigger calorimétrico. Nuevos criterios y sistemas se han implementado para calcular cantidades físicas en base a varios objetos de triggers, que al mismo tiempo de reducir la frecuencia permiten guardar los eventos de interés para su posterior análisis. Entre los resultados específicos del presente trabajo se estudiaron las prestaciones de los algoritmos de selección en base a los nuevos criterios en la toma de datos, resultados que fueron luego utilizados por toda la colaboración en todos los estudios que involucran la selección de fotones online que formen parte en distintos estados finales.

Capítulo 1

Modelo Estándar y Supersimetría

1.1. Modelo estándar de la física de partículas

El Modelo Estándar de la física de partículas (SM, por sus siglas en inglés) es la teoría que describe y clasifica a las partículas elementales de la naturaleza, junto con tres de las cuatro interacciones fundamentales conocidas hasta el momento. El mismo fue formulado en la década de los 70, a partir de varios trabajos científicos realizados durante la segunda mitad de ese siglo, entre los que se encuentra principalmente los realizados por Glasgow [1], Salam [2], Weinberg [3], Brout, Englert, Higgs [4–6]. Para ese momento, el SM incorporaba a todas las partículas conocidas y postulaba la existencia de otras adicionales, lo que motivó al desarrollo de nuevos aceleradores y detectores para realizar dichas búsquedas. El descubrimiento de nuevas partículas e interacciones postuladas por el SM, junto con la medida de precisión de distintos parámetros del mismo, han convertido al SM en una teoría ampliamente aceptada por toda la comunidad científica, con una formulación matemática que sirve a su vez para nuevas futuras teorías.

1.1.1. Partículas y clasificación del SM

Las partículas en el SM se clasifican a primer orden entre bosones y fermiones. Los bosones de *spin* 1 son los mediadores de las interacciones entre las distintas partículas del modelo. El primero de ellos es el fotón (γ), mediador de la interacción electromagnética, que afecta a las partículas que tienen carga eléctrica. No hay una fecha exacta del descubrimiento del mismo, pero se puede entender a la descripción del efecto fotoeléctrico por parte del Albert Einstein [7], como la primera formulación con objetos discretos de esta interacción. A su vez están los bosones asociados a la interacción débil, Z^0 y W^\pm , siendo estos últimos los que gobiernan los intercambios de ‘sabor’ de las partículas. Propiamente fueron descubiertos (no sólo su interacción mediante corrientes cargadas y neutras) en 1983 en el Super Proton Synchrotron del CERN [8]. Por otro lado se encuen-

tran los gluones, mediadores de la interacción fuerte de aquellas partículas con carga de ‘color’. Existen tres cargas de color *red*, *green* y *blue*, aunque las antipartículas pueden tener las anti cargas (*antired*, *antigreen* y *antiblue*). Su primera observación experimental se realizó en 1978 en el detector PLUTO del colisionador electrón-positrón DORIS del DESY [9]. Finalmente está el bosón de Higgs, partícula asociada al mecanismo Brout-Englert-Higgs que describe el rompimiento espontáneo de simetría electrodébil, asociado a la generación de masas de todas las partículas que componen al SM. El mismo fue descubierto en el 2012 por los experimentos ATLAS y CMS del CERN [10, 11]. Cabe mencionar que la bien conocida interacción gravitatoria no es incluida en el SM debido a las contradicciones que aparecen al querer combinarla con la teoría de la Relatividad General. En teorías con gravedad cuántica, se hipotetiza la existencia de una partícula mediadora de esta fuerza denominada gravitón y que se espera que sea no masiva y de spin 2.

Los fermiones están asociados a las partículas interactuantes o que forman la materia (aunque no necesariamente tengan masa) , esto se debe a que al obedecer la estadística de Fermi-Dirac, no es posible encontrarlos simultáneamente en un mismo estado cuántico y por ende tienden a formar estructuras. A su vez, estos se clasifican en leptones y *quarks*. Los primeros son aquellos que no tienen carga de color y por ende no interactúan fuertemente. Existen seis leptones (junto con sus respectivas antipartículas): electrón (e), neutrino electrónico (ν_e), muón (μ), neutrino muónico (ν_μ), tau (τ) y neutrino tauónico (ν_τ), los cuales se agrupan en generaciones, que son pares de partículas que exhiben propiedades similares. Todos ellos pueden interactuar débilmente, y salvo por los neutrinos, también electromagnéticamente. Los quarks, en cambio, son los fermiones con carga de color, y por ende los que pueden interactuar fuertemente. Existen seis quarks (nuevamente junto con sus respectivas antipartículas) que se agrupan en tres generaciones: *up* (u), *down* (d), *charm* (c), *strange* (s), *top* (t) y *bottom* (b). Debido al efecto del confinamiento de color, los quarks nunca pueden ser observados en la naturaleza, sino que se los observa en estados ligados sin color, denominados hadrones. Cuando el hadrón se forma de un quark-antiquark se los llama mesones, y cuando es un conjunto de tres quarks se los llama bariones. Los bariones más conocidos son los protones (p) y neutrones (n), compuestos por los quarks de valencia *uud* y *udd* respectivamente, donde cada quark toma uno de los tres posibles colores. Toda la materia ordinaria observada (o estable) se compone de electrones y quarks up y down. Cabe destacar que es posible que en el presente texto se omita la diferenciación entre partícula y antipartícula, salvo cuando sea necesario hacerla explícita. Por ejemplo, es posible referirse al positrón como simplemente un electrón con carga positiva.

Existe una clasificación adicional a partir de una propiedad intrínseca de las partículas denominada quiralidad. La misma esta asociada al comportamiento de las funciones de onda en la teoría de Dirac frente a rotaciones espaciales. Las partículas pueden tener dos estados de quiralidad denominados izquierdo y derecho. Si bien en principio estos estados son posibles para todas las partículas del SM, no se han observado experimentalmente neutrinos con quiralidad derecha. Más aún, se observa que las interacciones cargadas electrodébiles son entre partículas izquierdas (o antipartículas derechas) en lo

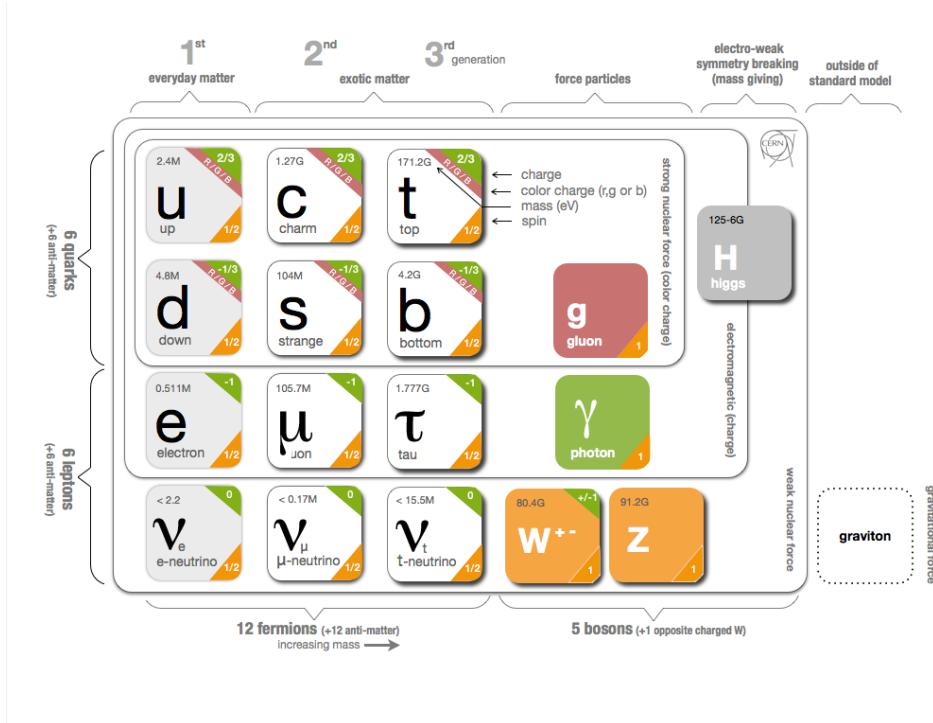


Figura 1.1: Partículas del SM junto con algunas de sus propiedades e interacciones. Por redundancia las antípartículas fueron omitidas, y no se hace distinción entre partículas de quiralidad izquierda y derecha. Imagen basada en el trabajo de la Referencia [12].

que se denomina violación de paridad. Esto da a entender que en la naturaleza no hay una simetría entre las componentes izquierdas y derechas, que teóricamente merecen un trato diferente. En la Figura 1.1 se muestra un resumen de las partículas del SM junto con algunas de sus propiedades e interacciones.

1.1.2. Breve descripción matemática del SM

El SM se formula como una teoría cuántica de campos, en general considerada efectiva ya que por ejemplo describe los fenómenos en una escala baja de energía en la que la gravedad es despreciable. A su vez se compone de teorías de *gauge* en las que a partir de imponer simetrías en el lagrangiano, no solo están asociados cantidades conservadas como bien enuncia el Teorema de Emily Noether [13], sino que también implica la existencia de interacciones mediadas por bosones de gauge. A continuación se realiza una breve descripción matemática del SM basada principalmente en la Referencia [14].

Hasta la actualidad todos los experimentos demuestran que con tres simetrías es necesario y suficiente para describir las interacciones conocidas. Estas simetrías otorgan a las distintas partículas respectivas cargas, que vienen a representar etiquetas que se les puede dar a las mismas, y que el conjunto de ellas describe en su totalidad las propiedades de cada una.

El grupo de simetría del SM se define como:

$$\mathcal{G}_{\text{SM}} = SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (1.1)$$

La primer simetría a mencionar es la $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, relacionada con la interacción electrodébil. Los bosones de gauge requeridos por la invarianza de la teoría ante estas transformaciones son el B_μ y los W_μ^i . El índice μ está presente debido a que los mismos deben transformarse bajo rotaciones espaciales de la misma forma que la derivada tradicional, garantizando así que las dichas partículas tengan spin 1. El índice i representa cada uno de los tres bosones de spin 1 asociados a los tres generadores de las transformaciones $SU(2)$.

Finalmente, la última simetría requerida es la $SU(3)_C$, con los bosones de gauge asociados G_μ^a . El índice a representa cada uno de los ocho bosones de spin 1 asociados a los ocho generadores de las transformaciones $SU(3)$. Estos bosones son los gluones, y la teoría que los describe es la cromodinámica cuántica (QCD).

Por su parte, los fermiones se describen mediante campos que definen estados dentro del espacio formado por las distintas simetrías. La simetría $SU(2)$ es análoga al spin, partículas con spin 0 son singletes, con spin 1/2 forman dobletes y con spin 1 forman tripletes. En el caso de $SU(2)$ electrodébil los fermiones izquierdos forman dobletes, y los derechos forman singletes:

$$f_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} u_\alpha \\ d_\alpha \end{pmatrix}_L \quad f_R = e_R^-, u_{R\alpha}, d_{R\alpha} \quad (1.2)$$

donde por simplicidad se omitieron los fermiones de la segunda y tercera familia. Esta distinción entre izquierdos y derechos, es lo que hace que aparezca la violación de paridad electrodébil de forma natural en la teoría. El índice que aparece en los estados de los quarks, α , es para describir cómo los mismos se transforman en el espacio $SU(3)$ de la misma forma que en $SU(2)$. En $SU(3)$ la representación fundamental son tripletes cuyas componentes representan los tres estados de color posible (r , g y b). Los quarks forman tripletes producto de la combinación de esos estados, mientras que los leptones forman un singlete sin color y por ello no requieren de este índice.

Con esto en mente, el lagrangiano se comienza a construir a partir del empleado para la partícula libre, pero reemplazando la derivada ordinaria con la covariante, que con las simetrías consideradas, queda de la siguiente forma:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu - ig_2 \frac{\tau^i}{2} W_\mu^i - ig_3 \frac{\lambda^a}{2} G_\mu^a \quad (1.3)$$

donde Y , τ y λ son los respectivos generadores de las transformaciones $U(1)$, $SU(2)$ y $SU(3)$; y g_1 , g_2 y g_3 son constantes que representan la intensidad de cada acoplamiento y deben medirse experimentalmente. Una convención para escribir las ecuaciones de forma más compacta es utilizada: los términos de D_μ que actúen en los fermiones con una representación matricial diferente se anulan. Entonces los W_μ^i (matrices 2×2 en $SU(2)$)

que actúan sobre leptones derechos (singletes de $SU(2)$) se anulan, y los G_μ^a (matrices 3×3 en $SU(3)$) actuando sobre leptones (singletes de $SU(3)$) se anulan. Quedando así el término fermiónico del lagrangiano:

$$\mathcal{L}_{\text{ferm}} = \sum_{\text{fermiones}} \bar{f} i \gamma^\mu D_\mu f \quad (1.4)$$

Al desglosar los distintos términos de este lagrangiano es posible relacionar algunos de ellos tanto con observaciones experimentales, como con predicciones de la teoría. Por ejemplo, al mirar solo los términos $U(1)$ y $SU(2)$, se puede obtener el lagrangiano asociado a la teoría electrodébil, donde se obtienen las denominadas corrientes neutras y cargadas, que posteriormente dieron con el descubrimiento de los bosones W y Z . A su vez es posible obtener relaciones entre las constantes del modelo, entre las que se encuentra:

$$Q = T_3 + \frac{Y_W}{2} \quad (1.5)$$

donde Q es la carga eléctrica, Y_W es el anterior mencionado generador de $U(1)$ que en este contexto se denomina hipercarga débil y T_3 es la tercer componente del isospin débil, que toma valores $1/2$ o $-1/2$ dependiendo del estado $SU(2)$ del doblete, o 0 si es un singlete.

De la misma forma se puede obtener el lagrangiano asociado a QCD mirando solo los términos $SU(3)$. Aún así no es posible sacar conclusiones de la misma forma que para la teoría electrodébil, debido al confinamiento de los quarks y gluones, que no permiten observarlos de forma aislada en la naturaleza. En la Sección 1.1.4 se describe de mejor forma algunos detalles de QCD, que resultan útiles a la hora de entender a las colisiones pp .

Por último cabe mencionar que en ningún momento se hizo distinción alguna entre las familias de fermiones. Por lo que es posible reemplazar en las ecuaciones a los fermiones de la primer familia (e , ν_e , u , d), por cualquiera de los de otras familias (μ , ν_μ , c , s) o (τ , ν_τ , t , b), y las mismas seguirían teniendo validez. Esto se denomina universalidad leptónica, y es una propiedad que ha sido de interés a lo largo de los años en diferentes experimentos. Si la universalidad leptónica ha de cumplirse los acoplamientos a los bosones de gauge debería ser igual y la única diferencia entre los leptones reside solo su masa. Una forma de medir este fenómeno es observando las fracciones de decaimiento a leptones de distintas partículas como μ , τ y principalmente hadrones con quarks bottom (hadrones B). Si bien en general las mediciones de estas fracciones están de acuerdo con las predicciones del SM, medidas recientes han observado desviaciones importantes¹ con respecto al mismo [15, 16], lo que ha motivado el estudio de nuevas teorías que las expliquen (por ejemplo *leptoquarks* [17, 18]).

¹De aproximadamente 3-sigma, lo que en la jerga implica que aún no son significativas como para hablar de descubrimiento.

1.1.3. Mecanismo de Higgs

La formulación hasta ahora descripta no incluye en ningún momento las masas de ninguna de las partículas. Esto se debe a que al agregar términos de masa explícitos al lagrangiano, como por ejemplo $m\psi\hat{\psi}$ o $m_B^2 B^\mu B_\mu$, el mismo pierde la invarianza de por ejemplo $SU(2)$, ya que la misma sólo se garantiza poniéndole masa nula a todas las partículas. Si se incluyeran a las masas ‘a mano’ la teoría termina teniendo cantidades físicas infinitas. La forma de incluir masas a la teoría sin que estas sean nulas es mediante el mecanismo de Higgs. Para ello se asume que en el SM el universo está inmerso en un campo de spin 0, denominado campo de Higgs. El mismo es un doblete en el espacio $SU(2)$ y tiene hipercarga no nula en $U(1)$, pero es un singlete en el espacio de color. Es un caso similar al del campo electromagnético, pero en el caso de Higgs no se consideran fuentes del campo en esta instancia. Los bosones de gauge y los fermiones pueden interactuar con este campo, y en su presencia dejan de tener masa nula. Si bien el lagrangiano conserva la simetría $SU(2)$ y $U(1)$, el estado fundamental no, en lo que se denomina un rompimiento espontáneo de simetría.

La parte escalar del lagrangiano de Higgs está dada por:

$$\mathcal{L} = (D^\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - V(\phi) \quad (1.6)$$

donde el ϕ es un campo escalar complejo en la representación de $SU(2)$:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

con hipercarga $U(1)$, $Y = +1$. La derivada covariante en este término es similar a la descripta en la Ecuación 1.3 pero sin el término de color, y con los mismos bosones de gauge de $SU(2)$ y $U(1)$. Esta simetría $U(1)_Y$ adicional es necesaria para que la teoría genere un bosón de gauge no masivo asociado al fotón. $V(\phi)$ es el potencial de Higgs, que para garantizar la renormalización de la teoría e invarianza de $SU(2)$ y $U(1)$, requiere ser de la forma:

$$V(\phi) = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (1.8)$$

donde λ es un parámetro que debe ser mayor a 0 para garantizar un mínimo del potencial, quedando el comportamiento determinado por el signo del otro parámetro, μ . Para $\mu^2 > 0$ el campo genera un valor de expectación de vacío (VEV, $v := \phi^\dagger \phi$) no nulo que rompe espontáneamente la simetría. El potencial $V(\phi)$ toma la forma de un sombrero mexicano (Figura 1.2) y tiene infinitos números de estados degenerados con energía mínima que satisfacen $v = \sqrt{-\mu^2/\lambda}$. De esos estados se elige arbitrariamente el estado:

$$\langle \phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

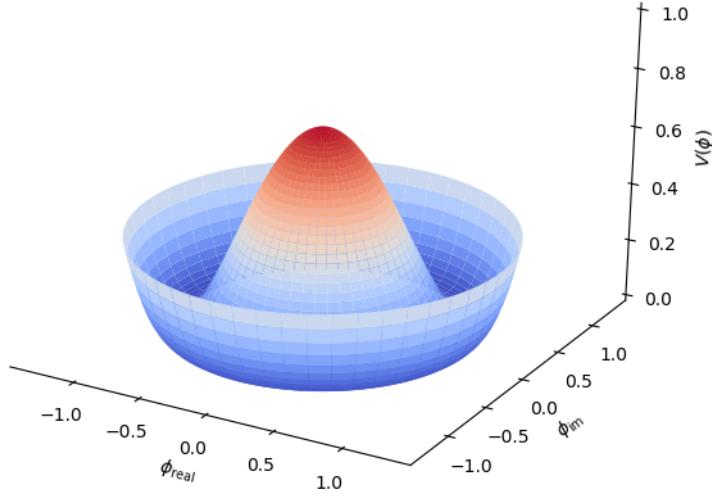


Figura 1.2: Potencial de Higgs donde se aprecia su forma de sombrero mexicano.

Debido a la conservación de la carga solo un campo escalar neutro puede adquirir VEV, por lo que ϕ^0 se interpreta como la componente neutral del doblete, y por ende $Q(\phi) = 0$. El electromagnetismo no se modifica por el campo escalar VEV y la ruptura de simetría se representa como:

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q \quad (1.10)$$

Para estudiar el espectro de partículas, se estudia al campo alrededor del mínimo utilizando una expansión en la dirección radial:

$$\phi = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

Al elegir una dirección particular tenemos tres simetrías globales rotas, y por el teorema de Goldstone, aparecen tres bosones escalares no masivos. Estos bosones de Goldstone son absorbidos por los bosones W y Z , adquiriendo así su respectiva masa, mientras que la expansión en la dirección radial da la masa de la excitación h , que es la masa del bosón de Higgs. De esta forma queda la masa de los bosones de la teoría de la forma:

$$\begin{aligned} M_\gamma &= 0 \\ M_W &= \frac{g_2 v}{2} \\ M_Z &= \frac{v}{2} \sqrt{g_1^2 + g_2^2} \\ M_h &= \sqrt{2\lambda} v \end{aligned} \quad (1.12)$$

Este mecanismo también permite otorgar masas a los fermiones, incluyendo en el lagrangiano términos con acoplamiento del tipo Yukawa:

Parámetro	Valor
Masa del electrón m_e	0.511 MeV MeV
Masa del muón m_μ	105.7 MeV MeV
Masa del tau m_τ	1.78 GeV
Masa del up m_u	1.9 MeV ($\mu_{\bar{MS}} = 2$ GeV)
Masa del down m_d	4.4 MeV ($\mu_{\bar{MS}} = 2$ GeV)
Masa del strange m_s	87 MeV ($\mu_{\bar{MS}} = 2$ GeV)
Masa del charm m_c	1.32 GeV ($\mu_{\bar{MS}} = m_c$)
Masa del bottom m_b	4.24 GeV ($\mu_{\bar{MS}} = m_b$)
Masa del top m_t	173.5 GeV (<i>on-shell</i>)
Ángulo de mezcla de la matriz CKM (θ_{12})	13.1°
Ángulo de mezcla de la matriz CKM (θ_{23})	2.4°
Ángulo de mezcla de la matriz CKM (θ_{13})	0.2°
Fase de violación CP de la matriz CKM (δ)	0.995
Constante de acoplamiento $U(1)$ (g_1)	0.357 ($\mu_{\bar{MS}} = m_Z$)
Constante de acoplamiento $SU(2)$ (g_2)	0.652 ($\mu_{\bar{MS}} = m_Z$)
Constante de acoplamiento $SU(3)$ (g_3)	1.221 ($\mu_{\bar{MS}} = m_Z$)
Parámetro de QCD (θ_{QCD})	~ 0
VEV del potencial de Higgs (v)	246 GeV
Masa del Higgs (m_h)	125.09 ± 0.24 GeV

Tabla 1.1: Parámetros del SM y su valor experimental medido, donde en algunos se especifica la escala de la medida de dicho valor.

$$\mathcal{L}_{\text{Yuk}} = g_f(\bar{\psi}_L \phi \psi_R) + \text{h.c.} \quad (1.13)$$

siendo este ahora sí invariante de $SU(2)$. La constante g_f describe el acoplamiento entre el doblete de Higgs y los fermiones. Al hacer una expansión del campo como se hizo anteriormente, aparecen en el lagrangiano términos de masas fermiónicos que dan masa a los mismos de la forma:

$$m_f = \frac{g_f v}{\sqrt{2}} \quad (1.14)$$

El mecanismo de Higgs da un cierre al SM, que queda completamente determinado por 19 parámetros² listados en la Tabla 1.1, los cuales deben ser medidos experimentalmente.

1.1.4. QCD y colisiones pp

Como se mencionó anteriormente, QCD [19, 20] es la teoría de campos de gauge renormalizable que describe la interacción fuerte entre quarks mediados por gluones. Los

²No se están contando los ángulos de mezcla y masas de los neutrinos

gluones son los objetos que generan las transiciones de un quark de color a otro. Las propiedades de los quarks en QCD son análogas de alguna forma a las del fotón en QED, con la distinción de que estos sí llevan carga (de color), y por ende pueden autointeractuar y además cambiar la carga de color de los quarks (a diferencia de las partículas cargadas eléctricamente, que si bien pueden emitir o absorber un fotón, esto nunca cambia su carga). Esto se debe principalmente a la estructura no abeliana de su grupo de simetría. Esto a su vez afecta a la constante de acoplamiento fuerte (α_s) que termina dependiendo de la distancia de las cargas o la energía de la interacción (*running coupling constant*).

En QED, la polarización del vacío es inducida por los pares virtuales e^+e^- , que apantallan (*screening*) la carga eléctrica y resulta en la disminución del acoplamiento con la distancia. Por el contrario, los gluones no sólo producen pares $q\bar{q}$ (que causan un efecto análogo al de QED) sino que crean también pares de gluones adicionales, que tienden a antiapantallar (*anti-screening*) la carga aparente de color. El efecto neto es entonces que el acoplamiento fuerte decrece con la energía y crece con la distancia. Esto da lugar al ya mencionado confinamiento de color, debido a que el potencial del campo de color aumenta linealmente con la distancia, y por lo tanto no se pueden observar quarks ni gluones libres en la naturaleza, solo observarlos en conjuntos sin color. Por otro lado, a pequeñas distancias o altas energías, se produce la libertad asintótica, donde la intensidad de la interacción fuerte decrece, de tal forma que los quarks y gluones se comportan esencialmente libres ($\alpha_s \ll 1$), posibilitando así un tratamiento perturbativo.

Estas propiedades tienen un impacto directo a la hora de producir y observar quarks y gluones en un detector. Por ejemplo, en un colisionador de protones, los quarks y gluones producidos altas energías sufren un proceso conocido como hadronización, a medida que pierden energía los mismos se van combinando con los quarks y antiquarks creados del vacío formando hadrones. De esta forma no se detectan quarks o gluones de forma directa, sino que se observan como un chorro o cascada de partículas conocido como jets. Dichas cascadas en general son reconstruidas con forma cónica con su vértice en el quark/gluon inicial.

El LHC es principalmente un colisionador de protones, por lo que describir las interacciones que subyacen en la colisión misma no solo es importante para entender los fenómenos que se producen, sino también para poder generar simulaciones de dichos procesos con una elevada precisión. Las colisiones pp son ventajosas para obtener energías de colisión elevadas, pero con la desventaja de estar gobernadas principalmente por interacciones QCD que son complejas en su propia naturaleza para realizar su descripción teórica. Para ello se utiliza el modelo de partones, introducido por Feynman [21] y Bjorken [22] a fines de los años 60.

El modelo de partones propone que a altas energías los hadrones están compuesto por partículas puntuales denominadas partones, que vienen a representar los quarks de valencia y los quarks, antiquarks y gluones del mar presentes en el protón. Cada uno de los partones lleva entonces una fracción de la energía y momento del protón que a priori son desconocidas, lo que representa un problema a la hora de calcular secciones eficaces partónicas, $\sigma(qg \rightarrow qg)$. Se suma además, en el caso de realizar una verificación experimental de la misma, el hecho de que los quarks y gluones del estado final no son

observados de forma directa debido a la hadronización. Por esto mismo, se calcula en cambio una sección eficaz hadrónica, $\sigma(pp \rightarrow jj)$, entre los protones incidentes y los jets del estado final. Para realizar este pasaje se emplea el teorema de factorización [23], que permite una separación sistemática entre las interacciones de corta distancia (de los partones) y las interacciones de larga distancia (responsables del confinamiento de color y la formación de hadrones). El teorema establece que la sección eficaz de producción de cualquier proceso de QCD del tipo $A + B \rightarrow X$ puede ser expresada como:

$$\sigma_{AB \rightarrow X} = \sum_{ij} \int dx_{a_i} dx_{b_j} f_{A/a_i}(x_{a_i}, \mu_F^2) f_{B/b_j}(x_{b_j}, \mu_F^2) \sigma_{a_i b_j \rightarrow X}(\mu_F^2, \mu_R^2) \quad (1.15)$$

donde $x_i(x_j)$ es la fracción del momento del hadrón $A(B)$ que lleva el partón $a_i(b_j)$ y $\sigma_{a_i b_j \rightarrow X}$ es la sección eficaz de la interacción a nivel partónico, calculada a un dado orden en QCD perturbativo (pQCD) y una escala de renormalización μ_R [20]. La escala de renormalización es introducida para absorber las divergencias ultravioletas que aparecen en los cálculos perturbativos más allá del primer orden.

Las funciones $f_{h/n}(x_n, \mu_F^2)$, llamadas funciones de distribución partónica (PDFs), representan la probabilidad de encontrar un partón de tipo n en el hadrón h con una fracción de momento x_n , dada una escala de factorización μ_F . Esta escala es un parámetro arbitrario introducido para tratar singularidades que aparecen en el régimen no perturbativo. Estas divergencias son absorbidas, en forma similar a la renormalización, dentro de las funciones de distribución partónicas a la escala μ_F . Si bien las PDFs no pueden ser determinadas perturbativamente, se puede predecir su dependencia con Q^2 por medio de las ecuaciones de evolución DGLAP (Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi) [24–26]. De esta forma, la medida experimental de su forma funcional a un dado Q_0^2 fijo permite obtener predicciones de las PDFs para un amplio espectro de Q^2 . En la presente Tesis se consideran las predicciones teóricas a NLO utilizando las parametrizaciones CTEQ [27], MSTW [28–30] y NNPDF [31].

Luego de la interacción a alta energía, cada partón del estado final comienza a radiar gluones, perdiendo energía. Estos gluones fragmentan en pares $q\bar{q}$ y gluones adicionales, y así sucesivamente, creando una lluvia de partones, de cada vez más bajo p_T . Esto continúa hasta que la energía es suficientemente baja y todos los partones se recombinan para formar mesones y bariones, en lo que se conoce como hadronización. Las bajas transferencias de energía involucradas en el proceso son tales que este no puede ser tratado perturbativamente. La dinámica de esta evolución es absorbida en funciones de fragmentación, que representan la probabilidad de un partón de fragmentar en un determinado hadrón del estado final. La sección eficaz $\sigma_{AB \rightarrow X}$ en la Ecuación 1.15 puede ser modificada entonces para calcular el proceso $A + B \rightarrow C + X$:

$$\sigma_{a_i b_j \rightarrow C + X} = \int dz_C D_{c_k}(z_C, \mu_f^2) \sigma_{a_i b_j \rightarrow c_k + X}(\mu_F^2, \mu_R^2) \quad (1.16)$$

donde C es un hadrón, D_{c_k} es la función de fragmentación, que define la probabilidad de que un partón c_k fragmente en un hadrón C con una fracción z_C de su momento a la

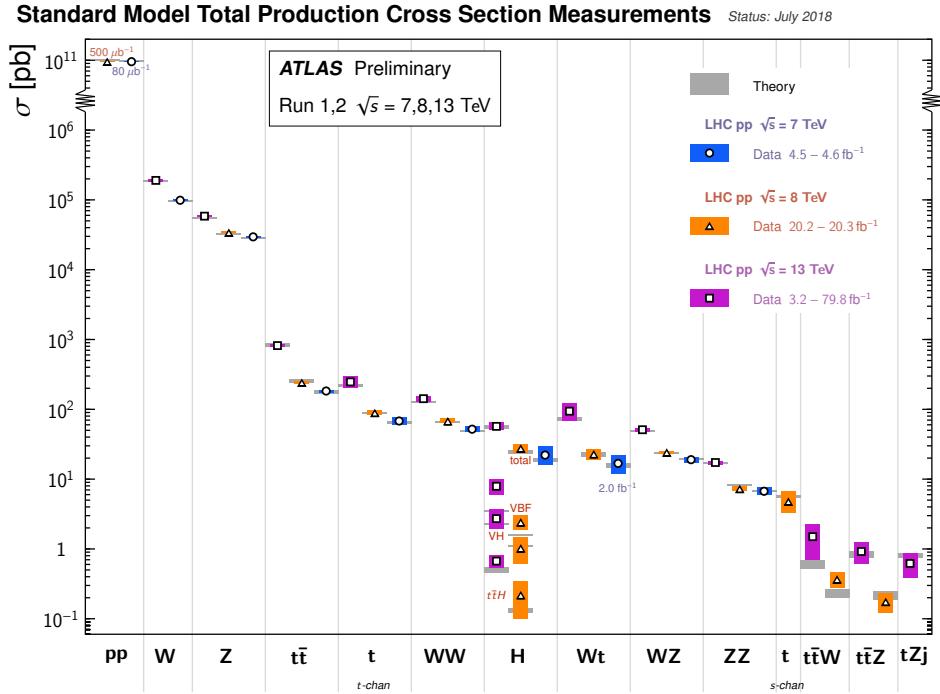


Figura 1.3: Resumen de las distintas medidas de sección eficaz de producción de procesos del SM, comparadas con sus valores teóricos esperados [32].

escala de fragmentación (o factorización del estado final) μ_f . Esta escala es introducida de manera similar a μ_f para el estado inicial, a fin de remover las singularidades por radiación colineal en el estado final.

A lo largo de los años, en los distintos experimentos del LHC se han realizado medidas de secciones eficaces de distintos procesos del SM. La Figura 1.3 muestra el buen acuerdo entre la sección eficaz de algunos de ellos medidos por ATLAS y las predicciones teóricas.

1.1.5. Limitaciones del Modelo Estándar

En la sección anterior se describió brevemente la mayoría de las propiedades del SM junto con sus predicciones. A pesar de ser una de las teorías más exitosas de la física en general, naturalmente el modelo tiene un rango de validez. A lo largo de los años la frontera experimental se ha ido expandiendo, observando nuevos (y no tan nuevos) fenómenos que la actual formulación del SM no puede explicar, principalmente en el rango de altas energías.

Una de las principales limitaciones del SM es la imposibilidad de incluir a la gravedad de la misma forma que incluye a las demás interacciones. No solo incluir al gravitón a la teoría no es suficiente para poder explicar las observaciones, sino que la matemática empleada en el SM es prácticamente incompatible con la formulación de la

Relatividad General. Por otra parte en el SM están presentes lo que se denominan problemas de jerarquía [33]. Un problema de jerarquía en el contexto de física de partículas, se refiere a cuando alguno de los parámetros empleados en el lagrangiano (masas o constantes de acoplamiento por ejemplo) difiere en varios ordenes de magnitud de su valor efectivo, que es el valor medido en un experimento. El valor efectivo esta relacionado con el valor fundamental a través de la renormalización, que aplica correcciones al mismo, y que en general ambos valores son cercanos. Esto lleva a pensar que la formulación de esa teoría no sea del todo definitiva, y que en cambio está compensando ciertos defectos incluyéndolos en ese parámetro tan diferente. El caso más conocido tal vez, son los 17 órdenes de magnitud de diferencia entre la escala electrodébil ($M_W \sim 10^2$ GeV) y el escala de Planck ($M_P \sim 10^{19}$ GeV), en donde los efectos de la gravedad cuántica comienzan a ser comparables con las demás interacciones.

Por otro lado, observaciones cosmológicas sostienen que el SM solo describe casi el 5 % de la materia ‘visible’, y que existe un 25 % de materia, denominada oscura, debido a que no se pudo observar mediante instrumentos que utilicen radiación electromagnética, pero sí a partir de sus efectos gravitatorios. El SM no provee una partícula candidata que logre cumplir todos los requisitos necesarios para ser materia oscura (eléctricamente nula y débilmente interactuante entre otras cosas). Tampoco explica la asimetría bariónica, ya que en el universo abunda la materia con respecto a la antimateria, y en el SM no hay diferencias significativas entre ambos.

La observación de la oscilación de neutrinos implica que si bien los neutrinos tienen una masa muy pequeña, la misma no es nula, en contraposición con lo que formula el SM. Si bien hay varios mecanismos para incluir las mismas dentro del SM, no hay evidencia suficiente para saber cuál es la forma correcta, sumado a los nuevos desafíos teóricos que implica dicha inclusión (por ejemplo, existencia de nuevas partículas aun no observadas).

Por último cabe destacar que varias predicciones de la teoría han sido medidos con una elevada precisión, desviándose de los valores predichos por el SM. Uno de especial interés en la actualidad es la anomalía en la medida del momento dipolar magnético del muon (‘muon $g - 2$ ’) [34]. Estas diferencias no necesariamente significan un defecto en el SM, pero muchas veces puede ser una motivación para la formulación de nuevas teorías.

1.2. Supersimetría

Retomando otro problema de jerarquía, el término de masa del Higgs recibe correcciones virtuales de cada partícula que se acople al campo de Higgs. Considerando el potencial de la Ecuación 1.8, si el campo de Higgs acopla a un fermión f con un término en el Lagrangiano de la forma $-\lambda_f \bar{f} \phi f$ entonces el diagrama de Feynman que aparece en la Figura 1.4 genera una corrección:

$$\Delta m_h^2 = -\frac{|\lambda_f|}{8\pi^2} \Lambda_{\text{UV}}^2 + \dots \quad (1.17)$$



Figura 1.4: Correcciones cuánticas a un *loop* al parámetro de masa del Higgs m_H^2 debido un fermión de Dirac f (izquierda) y debido un campo escalar S (derecha).

donde Λ_{UV} es la escala de energía donde el SM deja de ser válido y nuevos fenómenos físicos pueden ser apreciables. Cualquier fermión del SM puede tomar el rol de f pero la mayor corrección viene de parte del *top* quark con un $\lambda_f \sim 1$, y un factor 3 adicional por las cargas de color. Si Λ_{UV} es del orden de M_P , las correcciones a la masa del Higgs son casi 30 órdenes de magnitud mayores a su valor medido. Si bien los demás bosones y fermiones del SM no tienen este problema de forma directa, al obtener la masa a partir de $\langle H \rangle$ terminan siendo sensibles a esta escala de la misma forma.

Una forma de solucionar esto es considerando la existencia de un escalar complejo S , con masa m_S , que acopla al Higgs mediante un término del lagrangiano $-\lambda_S |\phi|^2 |S|^2$, generando en el diagrama de la Figura 1.4 una corrección del tipo:

$$\Delta m_H^2 = -\frac{|\lambda_S|}{16\pi^2} [\Lambda_{\text{UV}}^2 - 2m_S^2 \ln \Lambda_{\text{UV}}/m_S + \dots] \quad (1.18)$$

Considerando la diferencia de signos entre el *loop* fermiónico y bosónico, si cada fermión del SM estuviera acompañado por dos campos complejos con $\lambda_S = |\lambda_f|^2$ generaría una cancelación automática de los términos, eliminando de este modo las divergencias generadas. Esto motiva la inclusión de una nueva simetría a la teoría, entre fermiones y bosones, llamada Supersimetría (SUSY). Las secciones siguientes que describen la teoría supersimétrica fueron basadas en la Referencia [35].

1.2.1. Álgebra de SUSY

Una transformación supersimétrica transforma un estado bosónico en un fermiónico y viceversa. El operador Q que genera tal transformación tiene que ser un espinor anticonmutativo:

$$Q|\text{Bosón}\rangle = |\text{Fermión}\rangle \quad Q|\text{Fermión}\rangle = |\text{Bosón}\rangle \quad (1.19)$$

Los espinores son objetos complejos, por lo que Q^\dagger es también un generador de la simetría. Como Q y Q^\dagger son operadores fermiónicos (tienen spin 1/2), supersimetría es una simetría espaciotemporal, y deben cumplir las siguientes reglas de (anti)comutación:

$$\begin{aligned}\{Q, Q^\dagger\} &= P^\mu \\ \{Q, Q\} &= \{Q^\dagger, Q^\dagger\} = 0 \\ [P^\mu, Q] &= [P^\mu, Q^\dagger] = 0\end{aligned}\tag{1.20}$$

donde P^μ es el cuadrvector generador de las traslaciones espaciotemporales (los índices sobre los operadores Q y Q^\dagger fueron suprimidos intencionalmente).

Los estados de partícula son representaciones irreducibles del álgebra de SUSY y se denominan supermultipletes. Cada uno contiene ambos estados bosónico y fermiónico, denominados supercompañeros. Como el operador $-P^2$ (cuyos autovalores son las masas) conmuta con los operadores Q y Q^\dagger y con los operadores de traslación y rotación, los supercompañeros dentro de un supermultiplete deben tener la misma masa. A su vez, como los operadores Q y Q^\dagger conmutan con los generadores de las transformaciones de gauge, los supercompañeros deben tener misma carga eléctrica, isospin débil y carga de color.

Cada supermultiplete debe contener igual número de grados de libertad fermiónica y bosónica, n_F y n_B respectivamente. Una forma posible de construir un supermultiplete con estas características es que tenga un solo fermión de Weyl con $n_F = 2$ (dos estados de helicidad) y dos campos escalares reales cada uno con $n_B = 1$ (los cuales se combinan en un campo escalar complejo). Este tipo de supermultipletes se denominan escalares o quirales. Otra posibilidad es combinar un bosón vectorial de spin 1 (bosón de gauge no masivo con dos estados de helicidad, $n_B = 2$), con un fermión de Weyl no masivo de spin 1/2 (con dos estados de helicidad, $n_F = 2$). Por como se transforman los bosones de gauge, sus supercompañero fermiónicos deben tener las mismas propiedades de las transformaciones de gauge para sus componentes izquierdas y derechas. Este tipo de supermultiplete se denominan vectoriales o de gauge. Si incluimos a la gravedad, entonces el gravitón de spin 2 ($n_B = 2$) tiene un supercompañero con spin 3/2, y si es no masivo con dos estado de helicidad $n_F = 2$. Hay otras posibilidades de partículas para generar supermultipletes, pero en general se terminan reduciendo a combinaciones de supermultipletes quirales y de gauge, excepto en teorías con supersimetrías adicionales. En nuestro caso inicial, la teoría se la denomina SUSY $N = 1$, donde N es el número de supersimetrías (o el número de conjuntos de operadores Q y Q^\dagger).

1.2.2. El Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo

El Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo (MSSM) es la extensión del SM que requiere incluir la mínima cantidad de partículas para completar los supermultipletes. Los supermultipletes solamente pueden ser escalares o vectoriales, pero solo los escalares pueden contener fermiones cuyas partes izquierdas y derechas se transformen distinto frente a los grupos de gauge, y como los fermiones del SM tienen esta propiedad se los incluye en este tipo de supermultiplete. Cada componente izquierda y derecha de los fermiones son separadas en fermiones de Weyl con diferentes transformaciones de gauge, por lo que cada una tiene su compañero complejo escalar, un bosón de spin 0. Los nombres de estos bosones son iguales al de su fermión correspondiente pero anteponiendo una ‘s’

(por escalar en inglés), y lo mismo ocurre con su símbolo pero con una tilde. Por lo que tendríamos los *selectrons* (\tilde{e}_L , \tilde{e}_R), *smuons* ($\tilde{\mu}_L$, $\tilde{\mu}_R$), *squarks* (\tilde{q}_L , \tilde{q}_R), etc (también vale *sleptons* o *sfermions* para el conjunto). Cabe mencionar que el índice en los sleptons representa la helicidad del fermión correspondiente, y no su propia helicidad (que no tienen por ser de spin 0). En el caso de los neutrinos al ser siempre izquierdos sus *sneutrinos* no necesitan subíndice salvo para indicar su sabor: $\tilde{\nu}_e$, $\tilde{\nu}_\mu$ o $\tilde{\nu}_\tau$. Las interacciones de los sfermions son las mismas que su correspondiente fermión, por lo que los sfermions_L acoplan con el bosón W pero los sfermions_R no.

El bosón de Higgs debe encontrarse en un supermultiplete escalar debido a que tiene spin 0, pero a su vez el MSSM requiere de la existencia de dos dobletes escalares complejos de Higgs, en lo que se denomina el modelo de doble doblete de Higgs (2HDM) Tipo II. A esos dobletes de $SU(2)_L$ con $Y = 1/2$ e $Y = -1/2$ se los llama $H_u = (H_u^+, H_u^0)$ y $H_d = (H_d^0, H_d^-)$ respectivamente. El bosón escalar de Higgs del SM es una combinación lineal de las componentes de isospin débil neutras de ambos dobletes (H_u^0 y H_d^0). Los supercompañeros de los bosones se los denomina agregando ‘ino’ de su nombre, por lo que los supercompañeros de los dobletes de Higgs son los *higgsinos*, $\tilde{H}_u = (\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_u^0)$ y $\tilde{H}_d = (\tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-)$.

Por otro lado, los bosones de gauge del SM deben estar contenidos en un supermultiplete vectorial con sus respectivos supercompañeros denominados *gauginos*. El gluón tiene un supercompañero de spin 1/2 denominado *gluino* (\tilde{g}). Por su parte, la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$ asociada a los bosones de gauge W^+ , W^0 , W^- y B^0 tienen sus supercompañeros \tilde{W}^+ , \tilde{W}^0 , \tilde{W}^- y \tilde{B}^0 , llamados *winos* y *bino*. Luego de la ruptura de simetría electrodébil los estados de gauge W^0 y B^0 se mezclan en los estados de masa Z^0 y γ , y de la misma forma lo hacen los \tilde{W}^0 y \tilde{B}^0 para dar lugar al *zino* (\tilde{Z}^0) y *photino* ($\tilde{\gamma}$).

En la Tabla 1.2 se resume todas las partículas requeridas por el MSSM, donde vale remarcar que ninguno de los supercompañeros del SM mencionados anteriormente ha sido observado experimentalmente hasta la fecha. Otro comentario de interés es que tanto el supermultiplete vectorial H_d (H_d^0 , H_d^- , \tilde{H}_d^0 , \tilde{H}_d^-), como el de los sleptons izquierdos ($\tilde{\nu}$, \tilde{e}_L , ν , e_L) tienen los mismos números cuánticos. Esto podría llevar a pensar que no es necesario incluir un nuevo doblete de Higgs y en cambio utilizar el de los sleptons izquierdos. Si bien esto es posible, conlleva a diversos problemas fenomenológicos como violaciones en el número de leptones y necesidad de neutrinos del SM muy masivos, lo que motiva a descartar esto.

1.2.3. Ruptura de SUSY

Como se mencionó anteriormente, la formulación presentada hasta ahora del MSSM propone la existencia de nuevas partículas cuyas masas son iguales a las masas de las partículas del SM. Por ejemplo, el selectron_L debería tener una masa de 511 keV, el photino y gluino masas nulas, y de la misma forma con todas las demás partículas del SM que no superan los 200 GeV. Este rango de energía ha sido ampliamente estudiado por distintos experimentos a lo largo de los años, y de existir partículas con esas masas

Tabla 1.2: Espectro de partículas del MSSM. Solo una de las tres familias de fermiones y sfermions es mostrada. Por convención, las componentes derechas de los mismos aparecen como conjugados/adjuntos. También al lado del nombre de los supermultiplets escalares aparece el símbolo para representar al supermultiplete como un todo. La barra arriba de los fermiones y sfermions derechos es parte del nombre y no representa una conjugación.

[[[Entender esto último y por qué la negrita y la barra en los números]]]

Supermultipletes escalares	Spin 0	Spin 1/2	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$
squarks, quarks	Q	$(\tilde{u}_L \tilde{d}_L)$	$(\mathbf{3}, \mathbf{2}, \frac{1}{6})$
	\bar{u}	\tilde{u}_R^*	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, -\frac{2}{3})$
	\bar{d}	\tilde{d}_R^*	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, \frac{1}{3})$
sleptons, leptones	L	$(\tilde{\nu} \tilde{e}_L)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$
	\bar{e}	\tilde{e}_R^*	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 1)$
Higgs, higgsinos	H_u	$(H_u^+ H_u^0)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, +\frac{1}{2})$
	H_d	$(H_d^0 H_d^-)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$

Supermultipletes vectoriales	Spin 1/2	Spin 1	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$
gluino, gluon	\tilde{g}	g	$(\mathbf{8}, \mathbf{1}, 0)$
winos, bosones W	$\widetilde{W}^\pm \widetilde{W}^0$	$W^\pm W^0$	$(\mathbf{1}, \mathbf{3}, 0)$
bino, bosón B	\widetilde{B}^0	B^0	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$

debería haber sido una tarea fácil observarlas. Como este no ha sido el caso, se dice que supersimetría es una simetría débilmente rota. Se define ‘débilmente’ ya que se necesita que esté rota para que aparezca la asimetría en masas, pero lo mínimo y necesario para preservar las características que solucionaban el problema de jerarquía. El lagrangiano efectivo del MSSM toma la forma:

$$\mathcal{L}_{\text{MSSM}} = \mathcal{L}_{\text{SUSY}} + \mathcal{L}_{\text{soft}} \quad (1.21)$$

donde $\mathcal{L}_{\text{SUSY}}$ contiene todas las interacciones de gauge y Yukawa y preserva la invarianza frente a supersimetría, y $\mathcal{L}_{\text{soft}}$ viola supersimetría pero contiene solo términos de masa y parámetros de acoplamiento con dimensiones positivas de masa. La diferencia de masas que hay entre las partículas del SM y sus supercompañeros dependerá de la escala de masa más grande asociado al término soft (m_{soft}). Esta escala no puede ser indiscriminadamente grande ya que se perdería la solución al problema de jerarquía, ya que las correcciones a la masa del Higgs serían extremadamente grandes. Se puede estimar que m_{soft} , y por ende las masas de los supercompañeros más livianos, deben estar en la escala del TeV. Esto es una de las motivaciones más importantes en las búsquedas experimentales, principalmente en los experimentos del LHC-CERN.

En una teoría supersimétrica renormalizable, la interacción y las masas de todas las partículas están determinadas solamente por las propiedades de sus transformaciones de gauge y por el superpotencial W_{MSSM} . Del MSSM hasta ahora tenemos el grupo de

gauge, las partículas del mismo y las propiedades de las transformaciones de gauge, resta describir entonces el superpotencial que tomar la forma:

$$W_{\text{MSSM}} = \bar{u}\mathbf{y}_{\mathbf{u}}QH_u - \bar{d}\mathbf{y}_{\mathbf{d}}QH_d - \bar{e}\mathbf{y}_{\mathbf{e}}LH_d + \mu H_u H_d \quad (1.22)$$

Los campos que aparecen son los mismos de la Tabla 1.2, y las matrices 3×3 $\mathbf{y}_{\mathbf{u}}$, $\mathbf{y}_{\mathbf{d}}$, $\mathbf{y}_{\mathbf{e}}$, son los parámetros adimensionales del acoplamientos de Yukawa. Los índices para las transformaciones de gauge y familia de sabores fueron omitidos por practicidad. El último término con el parámetro μ es la versión supersimétrica de la masa del Higgs del SM.

Por su parte, el término que describe el rompimiento de supersimetría de la forma más general toma la forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{2} \left(M_3 \tilde{g}\tilde{g} + M_2 \tilde{W}\tilde{W} + M_1 \tilde{B}\tilde{B} + c.c. \right) \\ & - \left(\tilde{\bar{u}}\mathbf{a}_{\mathbf{u}}\tilde{Q}H_u - \tilde{\bar{d}}\mathbf{a}_{\mathbf{d}}\tilde{Q}H_d - \tilde{\bar{e}}\mathbf{a}_{\mathbf{e}}\tilde{L}H_d + c.c. \right) \\ & - \left(\tilde{q}^\dagger \mathbf{m}_{\mathbf{Q}}^2 \tilde{q} - \tilde{L}^\dagger \mathbf{m}_{\mathbf{L}}^2 \tilde{L} - \tilde{\bar{u}}\mathbf{m}_{\mathbf{u}}^2 \tilde{\bar{u}}^\dagger - \tilde{\bar{d}}\mathbf{m}_{\mathbf{d}}^2 \tilde{\bar{d}}^\dagger - \tilde{\bar{e}}\mathbf{m}_{\mathbf{e}}^2 \tilde{\bar{e}}^\dagger \right) \\ & - m_{H_u}^2 H_u^* H_u - m_{H_d}^2 H_d^* H_d - (b H_u H_d + c.c.) \end{aligned} \quad (1.23)$$

donde M_1 , M_2 y M_3 son los términos de masa del bino, wino y gluino. Las matrices complejas de 3×3 con unidades de masa $\mathbf{a}_{\mathbf{u}}$, $\mathbf{a}_{\mathbf{d}}$ y $\mathbf{a}_{\mathbf{e}}$, se corresponden con los acoplamientos de Yukawa del superpotencial. El resto de los términos contienen los términos de masa de los sfermions y sector de Higgs.

Si bien esta es la forma más general de enunciar la ruptura de SUSY, existen diferentes mecanismos para realizarlo donde más adelante se describirán brevemente alguno de ellos.

1.2.4. Mecanismos para la ruptura de SUSY

En el MSSM la ruptura de supersimetría simplemente se introduce explícitamente. Toda ruptura de una simetría global genera un modo no masivo de Nambu-Goldstone con los mismos números cuánticos que el generador de la simetría rota. Para el caso de la supersimetría global, el generador es la carga fermiónica Q_α , por lo que la partícula de Nambu-Goldstone será un fermión de Weyl no masivo neutro, llamado goldstino. El rompimiento espontáneo de SUSY requiere un extensión del MSSM, agregando un sector oculto de partículas sin acoplamientos directos con los supermultipletes quirales del sector visible del MSSM. Estos dos sectores comparten interacciones, que median el rompimiento de SUSY desde el sector oculto al observable como se esquematiza en la Figura 1.5, que dan lugar a los términos soft del lagrangiano del MSSM. Las interacciones mediadoras entre el sector oculto y el observable pueden ser de distinta naturaleza, por lo que existen muchos modelos que intentan explicar de esta forma el rompimiento de SUSY. Uno de

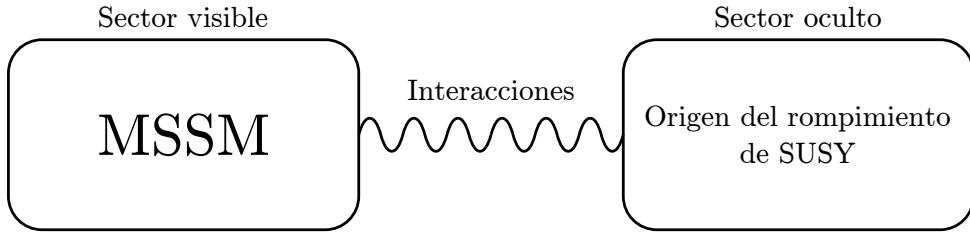


Figura 1.5: Estructura esquemática de la ruptura de supersimetría.

ellos es mediante interacciones gravitacionales, con modelos que se enmarcan en lo que se conoce como *Planck scale mediated supersymmetry breaking* (PMSB), debido a que la gravedad entra cerca de la escala de Planck. Si SUSY se rompe en el sector oculto por un valor de expectación de vacío ($\langle F \rangle$), entonces los términos soft en el sector visible serán:

$$m_{\text{soft}} \sim \langle F \rangle / M_P \quad (1.24)$$

Para m_{soft} del orden de ~ 100 GeV, la escala de rompimiento de SUSY en el sector oculto es $\sqrt{\langle F \rangle} \sim 10^{11}$ GeV. Cuando se tiene en cuenta la gravedad, SUSY debe ser una simetría local y la teoría se conoce como supergravedad. En este caso, el gravitón de espín 2 tiene un supercompañero fermión de espín 3/2, el gravitino, inicialmente no masivos. Una vez que SUSY es espontáneamente rota, el gravitino absorbe al goldstino, adquiriendo masa, que se convierte en sus componentes longitudinales (helicidad $\pm 1/2$). La masa del gravitino $m_{3/2}$, se puede estimar de la Ecuación 1.24, y se espera que sea comparable a la masa de las partículas del MSSM $\sim 100 - 1000$ GeV.

Si se considera interacciones de gauge electrodébiles y QCD ordinarias, se tienen los modelos *Gauge Mediated Supersymmetry Breaking* (GMSB) [36–38] (se considera aquí que estas interacciones siempre dominan sobre gravedad). Los términos soft del MSSM provienen de diagramas a un loop que involucran partículas mensajeras, que son nuevos supermultipletes quirales que se acoplan al VEV $\langle F \rangle$ que rompe SUSY, y tienen a su vez interacciones $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ que generan la conexión con el MSSM. Se tiene en este caso:

$$m_{\text{soft}} \sim \frac{\alpha_a}{4\pi} \frac{\langle F \rangle}{M_{\text{mens}}} \quad (1.25)$$

donde α_a es el factor de loop para diagramas de Feynman involucrando interacciones de gauge, y M_{mens} es la escala característica de las masas de los campos mensajeros. En caso que M_{mens} y $\langle F \rangle$ sean comparables, se pueden tener m_{soft} en el correcto orden de magnitud con sólo $\langle F \rangle \sim 10^4$ GeV.

El marco más general se conoce como General Gauge Mediation (GGM), en el cual se define al mecanismo de mediación por campos de gauge como el límite en que las constantes de acoplamiento del MSSM $\alpha_i \rightarrow 0$, la teoría se desacopla en el MSSM y un sector oculto separado que rompe SUSY. Como característica principal, la masa del gravitino es $m_{3/2} \ll M_W$, típicamente del orden del eV, lo que implica que es la LSP de la

teoría. Es interesante notar que debido a que la LSP es siempre el gravitino, la partícula más liviana del MSSM es la NLSP de la teoría y su naturaleza determina entonces el estado final que se encuentra en un colisionador.

1.2.5. Paridad R

El superpotencial de la ecuación 1.22 es mínimamente suficiente para producir la fenomenología necesaria para el modelo. Sin embargo, existen otros términos que se pueden incluir que si bien cumplen los requisitos, no se los incluye debido a que violan el número bariónico (B) o el leptónico (L). Por ejemplo:

$$\begin{aligned} W_{\Delta B=1} &= \frac{1}{2} \lambda''^{ijk} \bar{u}_i \bar{d}_j \bar{d}_k \\ W_{\Delta L=1} &= \frac{1}{2} \lambda^{ijk} L_i L + j \bar{e}_k + \lambda^{ijk} L_i Q_j \bar{d}_k + \mu'^i L_i H_u \end{aligned} \quad (1.26)$$

Los supermultipletes Q tienen $B = +1/3$, los \bar{u}_i y \bar{d}_i tienen $B = -1/3$ y el resto $B = 0$, en cambio los L_i tienen $L = +1$, los \bar{e}_i tienen $L = -1$ y el resto $L = 0$. Por lo que la primera igualdad de la Ecuación 1.26 viola el número bariónico en una unidad, y la segunda el número leptónico en una unidad. En caso de cumplirse esa relación el protón tendría la posibilidad de decaer, por ejemplo a un pion y un electrón, en una fracción muy pequeña de tiempo. Esto contradice las observaciones experimentales donde se ponen cotas superiores al tiempo de vida media mayores a 10^{32} años. Motivada por esta y otras conservaciones se podría postular directamente la conservación de B y L directamente en el MSSM, pero esto sería un retroceso con respecto al SM, donde esta conservación sale de forma ‘accidental’. Para resolver esto se introduce una nueva simetría que elimina la posibilidad de una violación de B y L :

$$P_R = (-1)^{3(B-L)+2s} \quad (1.27)$$

donde s es el spín de la partícula. Las partículas del SM más los bosones de Higgs tienen $P_R = +1$ mientras que el resto de las partículas del MSSM tienen $P_R = -1$. Si P_R se conserva, no puede haber mezcla entre las partículas con P_R opuestos, y cada vértice de interacción de la teoría debe tener un número par de partículas con $P_R = -1$. Esto a su vez implica que la partícula supersimétrica más liviana (LSP, por sus siglas en inglés) debe ser completamente estable. En caso de ser la LSP neutra, debe interactuar débilmente con la materia ordinaria y por ende es un candidato interesante para materia oscura. Por otro lado, cada partícula supersimétrica que no sea la LSP, debe decaer a un estado con número impar de partículas supersimétricas, que eventualmente termina en la LSP. También a partir de esta simetría se puede concluir que en experimentos de colisión las partículas supersimétricas son producidas de a número par, generalmente de a dos.

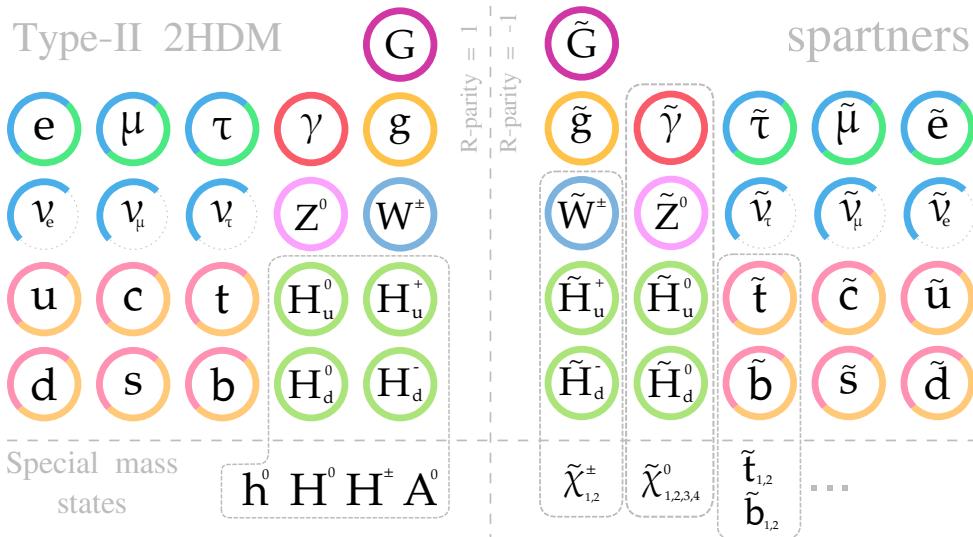


Figura 1.6: Estados de gauge y masa del MSSM. [[[[Esta figura va a ser mejorada.]]]]

1.2.6. Espectro de masa del MSSM

Como ocurre en el SM, los estados de gauge que se muestran en la tabla 1.2 no son necesariamente los estados de masa que se pueden observar experimentalmente, sino combinaciones de los mismos. En el MSSM no es una tarea trivial obtener los distintos autovalores de masa, ya que ahora hay dos dobletes complejos de Higgs, y varios conjuntos de partículas con los mismos números cuánticos que pueden dar una mezcla. La Figura 1.6 resume los estados de gauge y masa del MSSM, los cuales se listan a continuación.

Neutralinos y charginos

Los higgsinos y los gauginos electrodébiles se mezclan debido a la ruptura de la simetría electrodébil. Los higgsinos neutrales (\tilde{H}_u^0 y \tilde{H}_d^0) y los gauginos neutrales (\tilde{B} , \tilde{W}^0) se combinan para formar cuatro estados de masa llamados neutralinos ($\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_2^0$, $\tilde{\chi}_3^0$, $\tilde{\chi}_4^0$). Los higgsinos cargados (\tilde{H}_u^+ y \tilde{H}_d^-) y los winos (\tilde{W}^+ , \tilde{W}^-) se combinan para formar dos estados de masa con carga \pm llamados charginos ($\tilde{\chi}_1^\pm$, $\tilde{\chi}_2^\pm$). Por convención se utiliza el subíndice para ordenarlos de forma ascendente a partir de su masa. En general se supone al neutralino más liviano, $\tilde{\chi}_1^0$, como la LSP ya que es la única partícula del MSSM que es buen candidato a materia oscura³. A partir de los estados de gauge, los valores de las masas se obtienen entonces diagonalizando las matrices que entran en el término de masa del lagrangiano. En el caso de los neutralinos la matriz 4×4 no es fácil resolver analíticamente. Una de las posibles aproximaciones propone que la ruptura de simetría electrodébil se puede considerar como una pequeña perturbación en la matriz de masa de los neutralinos. Entonces si se asume:

³Esto no ocurre en modelos con gravitinos más livianos, o con violación de la paridad R

$$m_Z \ll |\mu \pm M_1|, |\mu \pm M_2| \quad (1.28)$$

se obtienen neutralinos prácticamente ‘bino-like’ ($\tilde{\chi}_1^0 \approx \tilde{B}$), ‘wino-like’ ($\tilde{\chi}_2^0 \approx \tilde{W}^0$) y ‘higgsino-like’ ($\tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0 \approx (\tilde{H}_u^0 \pm \tilde{H}_d^0)\sqrt{2}$), con autovalores:

$$\begin{aligned} m_{\tilde{\chi}_1^0} &= M_1 - \frac{m_Z^2 s_W^2 (M_1 + \mu \sin 2\beta)}{\mu^2 - M_1^2} + \dots \\ m_{\tilde{\chi}_2^0} &= M_2 - \frac{m_W^2 (M_2 + \mu \sin 2\beta)}{\mu^2 - M_2^2} + \dots \\ m_{\tilde{\chi}_3^0} &= |\mu| + \frac{m_Z^2 (I - \sin 2\beta)(\mu + M_1 c_W^2 + M_2 s_W^2)}{2(\mu + M_1)(\mu + M_2)} + \dots \\ m_{\tilde{\chi}_4^0} &= |\mu| + \frac{m_Z^2 (I + \sin 2\beta)(\mu - M_1 c_W^2 - M_2 s_W^2)}{2(\mu - M_1)(\mu - M_2)} + \dots \end{aligned} \quad (1.29)$$

donde M_1 y M_2 se asumen reales y positivos, μ real con signo $I = \pm 1$. Un parámetro que aparece en las masas es el ángulo β , que se define a partir de los valores de expectación de vacío de H_u^0 y H_d^0 :

$$\tan(\beta) \equiv \frac{v_u}{v_d} = \frac{\langle H_u^0 \rangle}{\langle H_d^0 \rangle} \quad (1.30)$$

El subíndice de cada neutralino debe ser acomodado de tal forma de que queden ordenados por su masa. Lo mismo ocurre con los charginos⁴ que terminan siendo ‘wino-like’ y ‘higgsino-like’ con masas:

$$\begin{aligned} m_{\tilde{\chi}_1^\pm} &= M_2 - \frac{m_W^2 (M_2 + \mu \sin 2\beta)}{\mu^2 - M_2^2} + \dots \\ m_{\tilde{\chi}_2^\pm} &= |\mu| + \frac{Im_W^2 (\mu + M_2 \sin 2\beta)}{\mu^2 - M_2^2} + \dots \end{aligned} \quad (1.31)$$

Gluinos, squarks y sleptons

El gluino no puede mezclarse con ninguna otra partícula del MSSM debido a que es un fermión de color de ocho componentes. La masa la obtiene del término de ruptura de SUSY incluido en $\mathcal{L}_{\text{soft}}$, cuyo parámetro de masa es M_3 .

Para el caso de los squarks y sleptons, como en principio todo escalar con la misma carga eléctrica, paridad R y color puede mezclarse entre sí, los estados de masa se obtienen diagonalizando las matrices de masa cuadrada de 6×6 para los squarks de tipo ‘up’ ($\tilde{u}_L, \tilde{c}_L, \tilde{t}_L, \tilde{u}_R, \tilde{c}_R, \tilde{t}_R$), de tipo ‘down’ ($\tilde{d}_L, \tilde{s}_L, \tilde{b}_L, \tilde{d}_R, \tilde{s}_R, \tilde{b}_R$), sleptons cargados ($\tilde{e}_L, \tilde{\mu}_L, \tilde{\tau}_L, \tilde{e}_R, \tilde{\mu}_R, \tilde{\tau}_R$) y sleptons neutros ($\tilde{\nu}_e, \tilde{\nu}_\mu, \tilde{\nu}_\tau$). [[[se puede mencionar algo sobre los $t_{1,2}$ y $b_{1,2}$]]] En general se puede asumir que la mayoría de los ángulos de mezcla son pequeños facilitando las expresiones para la masa, las cuales no son de interés para esta Tesis.

⁴Esta matriz sí tiene solución analítica:

$$m_{\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm}^2 = \frac{1}{2} \left[|M_2|^2 + |\mu|^2 + 2m_W^2 \mp \sqrt{(|M_2|^2 + |\mu|^2 + 2m_W^2)^2 - 4|\mu M_2 - m_W^2 \sin 2\beta|^2} \right]$$

Escalares de Higgs

Los campos de Higgs escalares en le MSSM se componen de dos dobletes de $SU(2)$ complejos, con ocho grados de libertad. Cuando ocurre la ruptura de simetría electrodébil tres de ellos son los bosones de Nambu-Goldstone que se convierten en los modos longitudinales de los bosones Z^0 y W^\pm . Los cinco restantes consisten en dos escalares neutrales CP-par h^0 y H^0 , un escalar neutral CP-impar A^0 , y dos escalares cargados H^+ y H^- . Por convención h^0 es el bosón de Higgs del SM y las masas de los mismos se pueden escribir como:

$$\begin{aligned} m_{A^0}^2 &= 2b/\sin(2\beta) \\ m_{h^0, H^0}^2 &= \frac{1}{2} \left(m_{A^0}^2 + m_Z^2 \mp \sqrt{(m_{A^0}^2 - m_Z^2)^2 + 4m_Z^2 m_{A^0}^2 \sin^2(2\beta)} \right) \\ m_{H^\pm}^2 &= m_{A^0}^2 + m_W^2 \end{aligned} \quad (1.32)$$

1.2.7. Decaimientos de las partículas supersimétricas

A continuación se describe los posibles decaimientos de las partículas supersimétricas. En general se asume que se conserva la paridad R y se considera al $\tilde{\chi}_1^0$ como la LSP, aunque también se describe el caso donde el \tilde{G} es la LSP.

Decaimientos de los neutralinos y charginos

Los posibles decaimientos de los neutralinos y charginos pueden ser:

$$\begin{aligned} \tilde{\chi}_i^0 &\rightarrow Z\tilde{\chi}_j^0, \quad W^\mp\tilde{\chi}_j^\pm, \quad h^0\tilde{\chi}_j^0, \quad \ell\tilde{\ell}, \quad \nu\tilde{\nu}, \quad [A^0\tilde{\chi}_j^0, \quad H^0\tilde{\chi}_j^0, \quad H^\pm\tilde{\chi}_j^\mp, \quad q\tilde{q}] \\ \tilde{\chi}_i^\pm &\rightarrow W^\pm\tilde{\chi}_j^0, \quad Z\tilde{\chi}_j^\pm, \quad h^0\tilde{\chi}_1^\pm, \quad \ell\tilde{\nu}, \quad \nu\tilde{\ell}, \quad [A^0\tilde{\chi}_1^\pm, \quad H^0\tilde{\chi}_1^\pm, \quad H^\pm\tilde{\chi}_j^0, \quad q\tilde{q}'] \end{aligned} \quad (1.33)$$

Los estados en corchetes son los que están mayormente suprimidos cinemáticamente. Puede ocurrir también que todos estos decaimientos a dos cuerpos estén cinemáticamente prohibidos para un cierto gaugino, principalmente $\tilde{\chi}_1^\pm$ y $\tilde{\chi}_2^0$. En ese caso pueden ocurrir decaimientos a tres cuerpos de forma *off-shell* a partir de bosones de gauge, escalares de Higgs, sleptons y squarks:

$$\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow ff\tilde{\chi}_j^0, \quad \tilde{\chi}_i^0 \rightarrow ff'\tilde{\chi}_j^\pm, \quad \tilde{\chi}_i^\pm \rightarrow ff'\tilde{\chi}_j^0, \quad \tilde{\chi}_2^\pm \rightarrow ff\tilde{\chi}_1^\pm \quad (1.34)$$

donde f es una notación genérica para los leptones y quarks, y f' es el otro miembro del multiplete de $SU(2)_L$. La Figura 1.7 muestra los diagramas de decaimientos a los estados finales más comunes de los neutralinos y charginos.

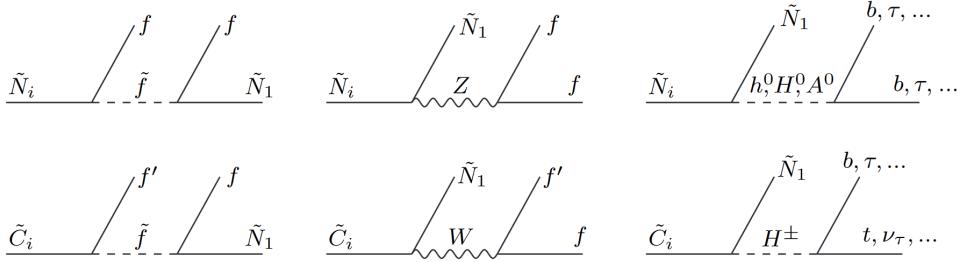


Figura 1.7: Decaimientos a tres cuerpos más comunes de los neutralinos y charginos.

Decaimientos de los gluinos, squarks y sleptons

El gluino solo puede decaer a través de un squark, ya sea *on-shell* o virtual. Si el decaimiento a dos cuerpos está abierto, este va a dominar debido al acoplamiento gluino-quark-squark es fuerte. En el caso de que todos los squarks sean más pesados que el gluino, este va a decaer solo vía squarks virtuales.

$$\begin{aligned} \tilde{g} &\rightarrow q\tilde{q} \\ \tilde{g} &\rightarrow qq\tilde{\chi}_i^0, \quad qq\tilde{\chi}_i^\pm \end{aligned} \tag{1.35}$$

Los decaimientos posibles de los sfermions son:

$$\begin{aligned} \tilde{\ell} &\rightarrow \ell\tilde{\chi}_i^0, \quad \tilde{\ell} \rightarrow \nu\tilde{\chi}_i^\pm, \quad \tilde{\nu} \rightarrow \nu\tilde{\chi}_i^0, \quad \tilde{\nu} \rightarrow \ell\tilde{\chi}_i^\pm \\ \tilde{q} &\rightarrow q\tilde{g}, \quad q\tilde{\chi}_i^0, \quad q'\tilde{\chi}_i^\pm \end{aligned} \tag{1.36}$$

Decaimientos a gravitinos

Como se mencionó anteriormente, en modelos como GGM la LSP es el gravitino. En general, el decaimiento $\tilde{X} \rightarrow X\tilde{G}$ no compite frente a los otros posibles decaimientos de la sparticle, excepto cuando esta es la NLSP ya que esta necesariamente debe decaer al gravitino más su supercompañero. De particular interés es cuando la NLSP es el $\tilde{\chi}_1^0$, en ese caso los posibles decaimientos son a $\gamma\tilde{G}$, $Z\tilde{G}$, $h^0\tilde{G}$, $A^0\tilde{G}$ y $H^0\tilde{G}$. De estos decaimientos, los últimos dos son muy poco probables cinemáticamente. Los decaimientos a Z^0 y h^0 están sujetos a una fuerte supresión cinemática proporcional a $(1 - m_Z^2/m_{\tilde{\chi}_1^0}^2)^4$ y $(1 - m_{h^0}^2/m_{\tilde{\chi}_1^0}^2)^4$, pero aún juegan un papel importante en la fenomenología si $\langle F \rangle$ no es demasiado grande ($\lesssim 10^9$ TeV), $\tilde{\chi}_1^0$ tiene un contenido considerable de zino o higgsino y $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ es significativamente mayor que m_Z o m_{h^0} . En general la probabilidad de decaimiento del $\tilde{\chi}_1^0$ depende los parámetros de mezcla de los neutralinos, del ángulo de Weinberg y también de su masa, por lo que en definitiva depende de los parámetros que las definen en las Ecuaciones 1.29.

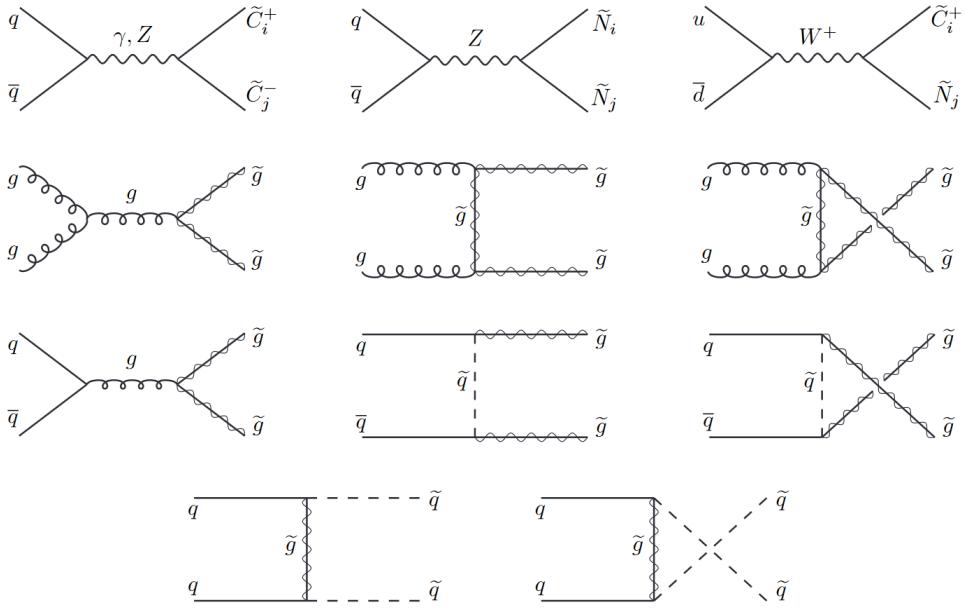


Figura 1.8: Algunos ejemplos de diagramas de Feynman de producción de partículas supersimétricas en colisionadores de hadrones. Las tres de arriba representan la producción electrodébil de gauginos, mientras que el resto la producción fuerte de gluinos y squarks.

1.2.8. Producción de partículas supersimétricas en colisionadores de hadrones

Asumiendo la conservación de la paridad R, en colisionadores de hadrones las partículas supersimétricas pueden producirse de a pares a partir de colisiones de partones con interacciones fuertes:

$$\begin{aligned}
 gg &\rightarrow \tilde{g}\tilde{g}, \tilde{q}_i\tilde{q}_j^* \\
 gq &\rightarrow \tilde{g}\tilde{q}_i \\
 q\bar{q} &\rightarrow \tilde{g}\tilde{g}, \tilde{q}_i\tilde{q}_j^* \\
 qq &\rightarrow \tilde{q}_i\tilde{q}_j
 \end{aligned} \tag{1.37}$$

o interacciones electrodébiles:

$$\begin{aligned}
 q\bar{q} &\rightarrow \tilde{\chi}_i^+\tilde{\chi}_j^-, \tilde{\chi}_j^0\tilde{\chi}_j^0 \quad u\bar{d} \rightarrow \tilde{\chi}_i^+\tilde{\chi}_j^0 \quad d\bar{u} \rightarrow \tilde{\chi}_i^-\tilde{\chi}_j^0 \\
 q\bar{q} &\rightarrow \tilde{\ell}_i^+\tilde{\ell}_j^-, \tilde{\nu}_l\tilde{\nu}_l^* \quad u\bar{d} \rightarrow \tilde{\ell}_L^+\tilde{\nu}_l \quad d\bar{u} \rightarrow \tilde{\ell}_L^-\tilde{\nu}_l^*
 \end{aligned} \tag{1.38}$$

En la Figura 1.8 se puede observar los principales diagramas de Feynman de las distintas producciones. En la Figura 1.9 se muestran las secciones eficaces de producción de los distintos procesos, donde se manifiesta que la producción electrodébil tiene una sección eficaz notablemente menor a la fuerte.

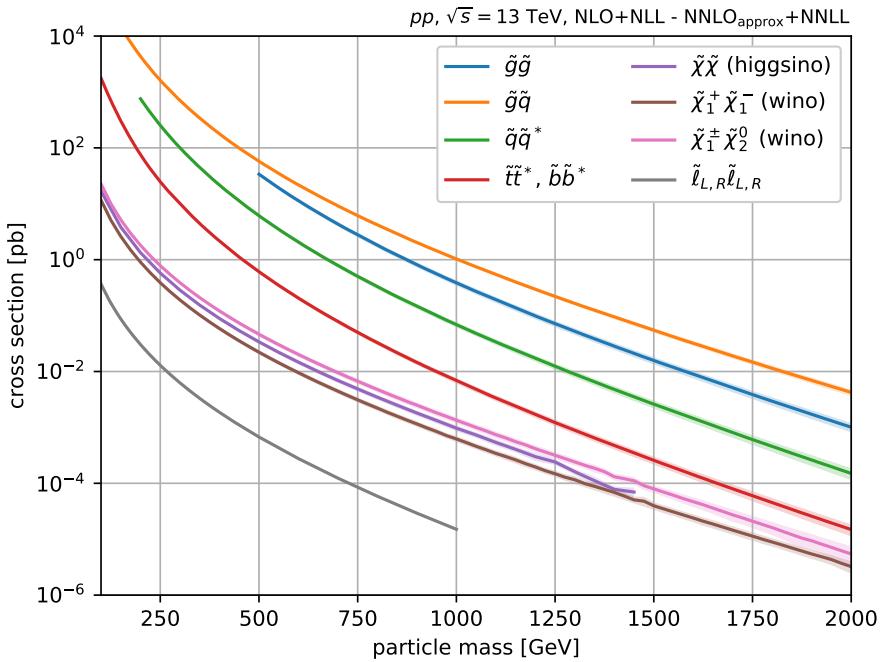


Figura 1.9: Sección eficaz de producción de partículas electrodébiles en colisionadores de hadrones [39].

Las búsquedas de SUSY realizadas por la colaboración ATLAS hasta la fecha han impuesto límites en la sección eficaz de producción y masas de las partículas supersimétricas, considerando diferentes tipos de producción y canales de decaimiento. La Figura 1.10 resume algunos de estos resultados obtenidos hasta Junio de 2021.

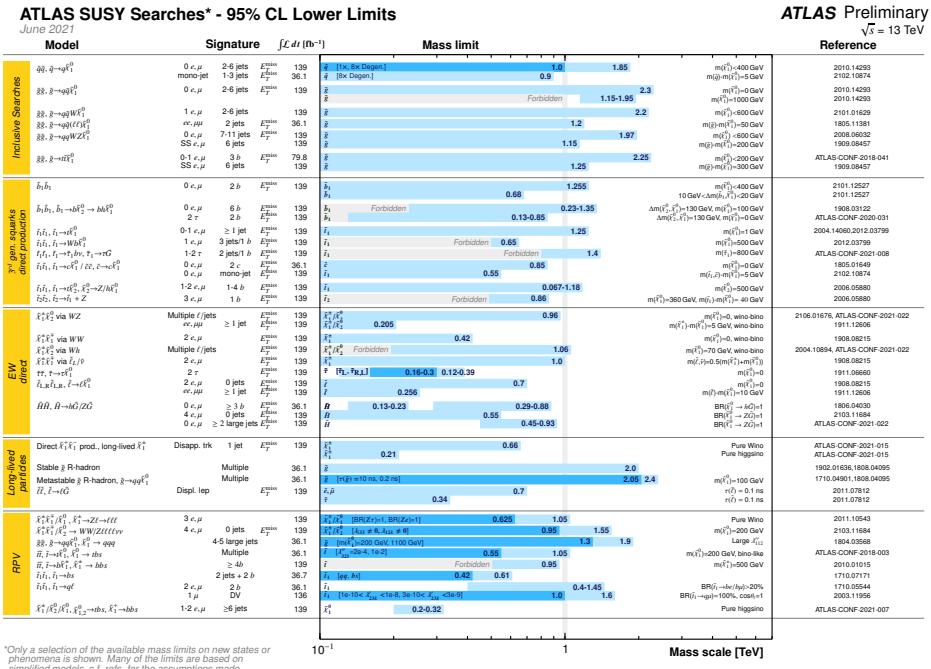


Figura 1.10: Estado actual de los límites obtenidos para las masas de las partículas supersimétricas, considerando diferentes tipos de producción y canales de decadimento [40].

Capítulo 2

LHC y detector ATLAS

El Gran Colisionador de Hadrones (*Large Hadron Collider* (LHC)) [41] es el acelerador de hadrones de la Organización Europea para la Investigación Nuclear (CERN, por su antigua sigla en francés), ubicado en la frontera entre Francia y Suiza. El mismo consiste en un anillo de 27 km de circunferencia construido en el mismo túnel en el que funcionaba el acelerador e^+e^- LEP (entre 1989 y 2000) [42], a una profundidad variable entre 50 m y 174 m de la superficie.

El LHC está diseñado para colisionar protones a un máximo de energía de centro de masa¹ de $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$. Para ello el CERN posee un complejo de aceleradores que en sucesivas etapas incrementan la energía de los protones, para luego inyectarlos en el LHC y hacerlos colisionar en cuatro puntos distintos donde se encuentran los detectores más importantes: ATLAS [43], CMS [44], LHCb [45] y ALICE [46].

La producción de protones comienza extrayendo los electrones de un contenedor con gas de hidrógeno mediante campos magnéticos. Luego los protones pasan por un complejo de aceleradores que en el pasado funcionaban como experimentos y que actualmente se utilizan para incrementar la energía de los protones en sucesivas etapas, como muestra la Figura 2.1. Inicialmente los protones son inyectados al acelerador lineal LINAC 2, que mediante cavidades de radiofrecuencia, acelera a los protones a una energía de 50 MeV. Desde aquí son dirigidos al *Proton Synchrotron Booster* que consiste en cuatro anillos superpuestos con un radio de 25 m que aceleran los protones hasta una energía de 1.4 GeV. Este último inyecta los protones en el *Proton Synchrotron*, cuya circunferencia de 628 m e inyecta protones de hasta 26 GeV en el *Super Proton Synchrotron*, y este a su vez tiene una circunferencia de 7 km e inyecta protones de hasta 450 GeV en ambos anillos del LHC.

El último de los aceleradores es el LHC, donde los protones circulan en direcciones opuestas por cavidades de ultra alto vacío a una presión de 10^{-10} torr. El mismo cuenta con 1232 dipolos magnéticos superconductores de 15 m de largo enfriados a 1.9 K mediante helio superfluído, que generan un campo magnético de 8.4 T y permiten mantener en su órbita circular a los protones. Los dipolos están equipados con sextupolos, octupolos y

¹Definida como la raíz cuadrada de la variable de Mandelstan, $\sqrt{s} = |p_1 + p_2|$, donde p_1 y p_2 representan los cuadrimomentos de las partículas incidentes.

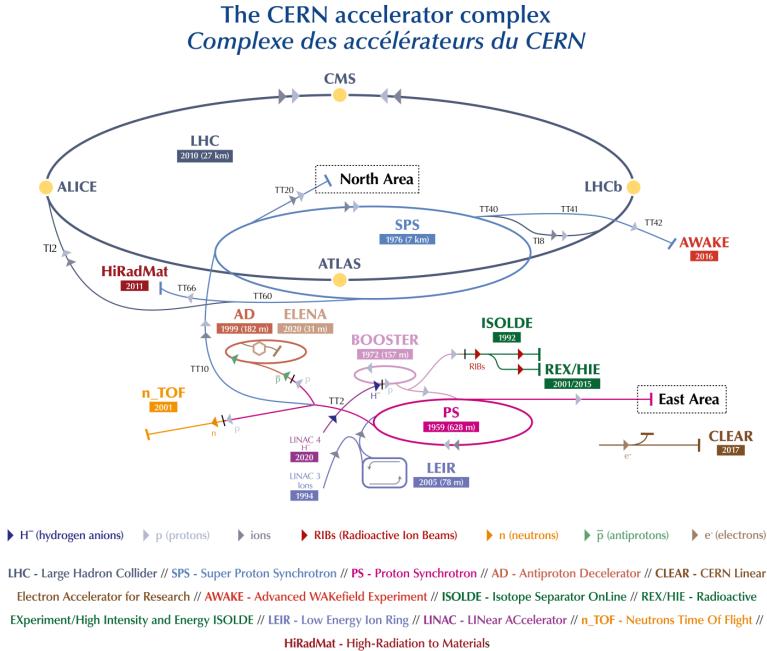


Figura 2.1: Complejo de aceleradores del LHC [47].

decapolos, que permiten corregir las pequeñas imperfecciones del campo magnético en las extremidades de los dipolos. Para aumentar la probabilidad de colisión, existe un sistema de focalización de los haces en las proximidades de los detectores, que estrecha el camino que recorren los protones. El mismo consiste de 392 cuadrupolos magnéticos que generan campos magnéticos de 6.8 T.

Los protones son acelerados mediante cavidades de radiofrecuencia que generan una diferencia de potencial longitudinal a una frecuencia específica. En esa frecuencia los protones sincronizados con la energía deseada no van sufrir aceleración alguna, mientras que aquellos desincronizados van a ser acelerados o desacelerados hasta obtener la energía deseada. De esta forma el haz de protones se divide en paquetes discretos denominados *bunches*, cada uno conteniendo del orden de 10^{11} protones. El número de paquetes totales posibles en un haz con un espaciado de 25 ns es de 3564^2 . Considerando los tiempos que se necesitan para la inyección y descarte del haz, junto con los tiempos que necesita cada detector para procesar la información, no todos los paquetes son llenados, sino que se dejan ‘espacios’ definidos por diferentes esquemas, dejando así el número efectivo de paquetes llenos a 2808.

Los aceleradores pueden ser caracterizados no solo por su energía de centro de masa sino también por su luminosidad instantánea (\mathcal{L}), que mide el número de colisiones por unidad de área que ocurren en un período de tiempo y se define como:

²Se obtiene al dividir la frecuencia de las cavidades, 400 MHz, por la frecuencia de revolución, 11 kHz, y considerando que sólo 1 de cada 10 paquetes es llenado para lograr el espaciado deseado

$$\mathcal{L} = \frac{1}{\sigma} \frac{dR}{dt} = f_{\text{rev}} n_b \frac{N_1 N_2}{A} \quad (2.1)$$

donde σ es la sección eficaz de la colisión y R el número de colisiones. La expresión se puede escribir para el caso de un acelerador circular como el LHC, donde f_{rev} es la frecuencia de revolución (~ 11 kHz), n_b es el número de paquetes por haz, N_i es el número de partículas en cada paquete y A es la sección efectiva del haz, que puede expresarse en términos de los parámetros del acelerador como:

$$A = \frac{4\pi\epsilon_n\beta^*}{\gamma F} \quad (2.2)$$

donde ϵ_n es la emitancia transversal normalizada (la dispersión transversal media de las partículas del haz en el espacio de coordenadas e impulsos), β^* es la función de amplitud en el punto de interacción (relacionada al poder de focalización de los cuadrupolos), γ es el factor relativista de Lorentz y F es un factor de reducción geométrico, debido al ángulo de cruce de los haces en el punto de interacción.

El número total de eventos esperados para un dado proceso con una sección eficaz σ , se obtiene como:

$$N = \sigma \int \mathcal{L} dt = \sigma \mathcal{L}_{\text{int}} \quad (2.3)$$

donde al factor integral se lo conoce como luminosidad integrada.

El LHC comenzó a funcionar en 2009 en lo que se denominó *Run 1*. Durante el 2011 se realizaron colisiones a una energía de centro de masa de 7 TeV, y durante el 2012 a 8 TeV, logrando finalmente recolectar una luminosidad total integrada de 28.2 fb^{-1} [48, 49], que era apta para análisis físicos³. En el 2013 finaliza la toma de datos y comienza el *Long shutdown 1*, período que se utilizó para realizar distintas actualizaciones tanto al LHC como a los detectores, y preparándose así para la siguiente toma de datos. En el 2015 comenzó el *Run 2* que operaba a una energía de centro de masa de 13 TeV y proveyendo una luminosidad total integrada de 139 fb^{-1} [50], para luego finalizar en el 2018 y dar lugar al *Long shutdown 2*. Este último estaba previsto con una duración de dos años, pero dada la situación epidemiológica de COVID-19 el mismo se terminó extendiendo hasta 2022. Los planes a futuro del LHC preveen un *Run 3* a 14 TeV de tres años de duración aproximada, y luego ingresar en un nuevo período de inactividad para realizar las mejoras necesarias para el *High Luminosity LHC* (HL-LHC). En la Figura 2.2 se puede observar un diagrama de los períodos del LHC desde el Run 1 hasta el HL-LHC. La Figura 2.3 muestra la luminosidad total integrada acumulada durante los días correspondientes al Run 2.

³El término ‘apto para física’ hace referencia a los datos que pasaron una selección de calidad mínima para ser empleados en análisis físicos, y naturalmente son menores a los detectados por ATLAS y más aún a los proveídos por el LHC.

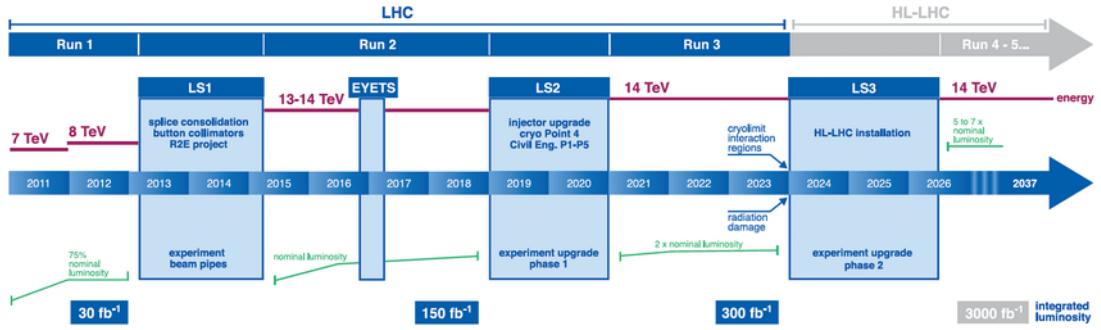


Figura 2.2: Períodos del LHC desde el Run 1 hasta el futuro HL-LHC. Se detalla en cada período de toma de datos, la energía de centro de masa y la luminosidad total proveída por el LHC [51].

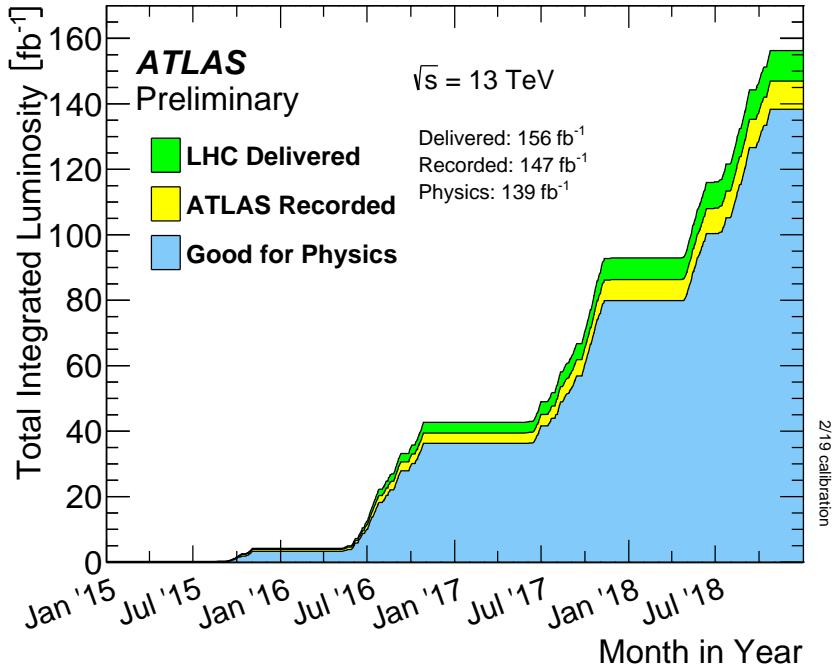


Figura 2.3: Luminosidad total integrada acumulada durante los días del Run 2 [52]. Se muestra la luminosidad proveída por el LHC (verde), la detectada por ATLAS (amarillo) y la apta para análisis físicos (celeste).

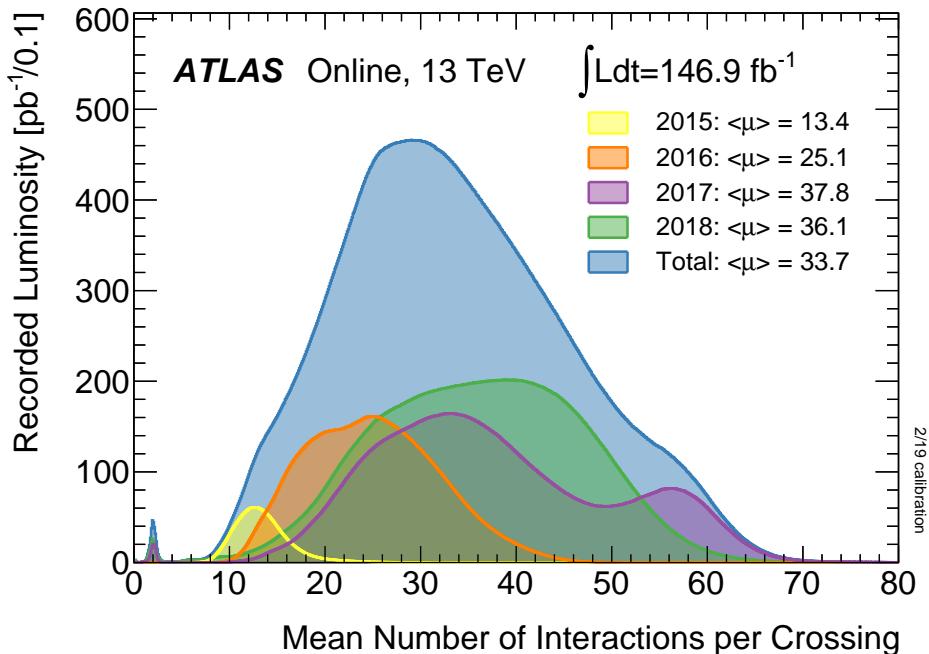


Figura 2.4: Interacciones por cruce de paquetes promedio durante el Run 2 [52].

Las nuevas condiciones del Run 2 significaron un desafío para la toma de datos, en particular el incremento de *pile-up*, que se define como el número promedio de interacciones por cruce de paquetes ($\langle\mu\rangle$). Cuando se cruzan dos paquetes de protones, varios protones de los mismos pueden interactuar, generando múltiples vértices primarios (*in-time pile-up*). Esto dificulta la reconstrucción de los objetos del evento, debido a que la trayectoria de los mismos debe estar correctamente asociada a su correcto vértice. Inclusive puede ocurrir la superposición de señales provenientes del paquete anterior o posterior, lo que implica una nueva dificultad. Estos efectos están contemplados en los distintos algoritmos de recorrsucción de obetos que se describen en el Capítulo 3. En la Figura 2.4 se puede observar el número promedio de interacciones por cruce de paquetes durante el Run 2. Allí se observa que en promedio se tuvieron 30 interacciones por cruce, y hasta un máximo de 70.

2.1. El detector ATLAS

ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*) [43] es uno de los experimentos multi-propósito del LHC, diseñado para estudiar las colisiones protón-protón a altas energías provistas por el LHC. El mismo tiene una simetría aproximadamente cilíndrica y está compuesto de distintos subdetectores, que cumplen diversas funciones en la identificación de las partículas producidas durante las colisiones.

En la zona más próxima al haz se encuentra detector interno de trazas (ID) cuyo

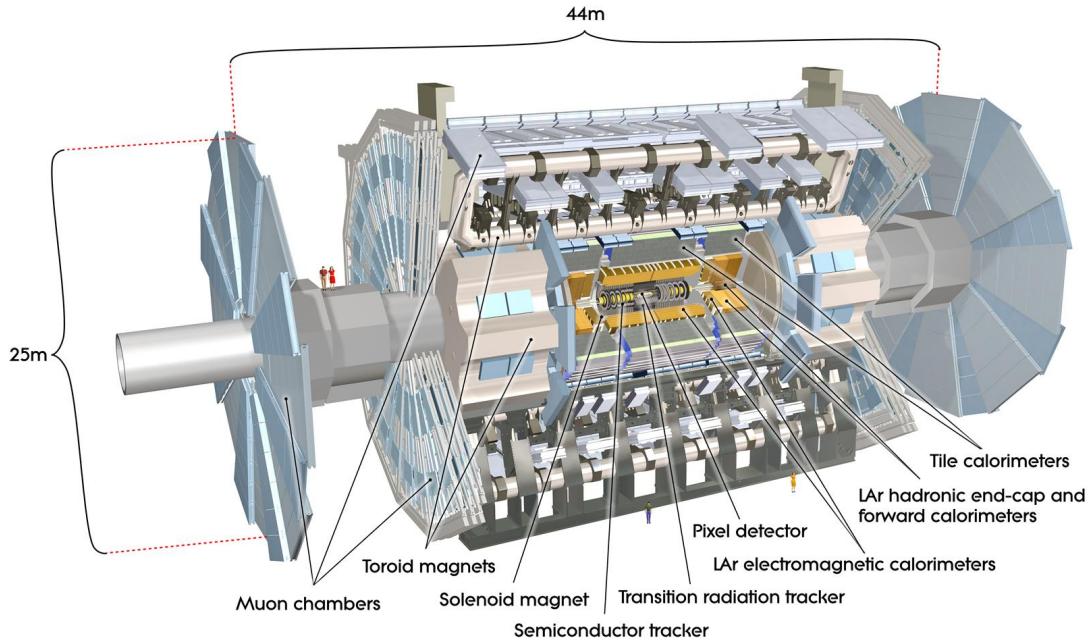


Figura 2.5: Esquema del detector ATLAS, indicando cada uno de los subdetectores que lo componen [53].

objetivo principal es reconstruir la trayectoria de las partículas cargadas. Está compuesto del *Insertable B-Layer* (IBL), un detector de píxeles, un detector de bandas de silicio (SCT) y un detector de radiación de transición (TRT). A su vez, envolviendo al ID, se encuentra un solenoide superconductor que genera un campo magnético de 2 T, el cual curva la trayectoria de las partículas cargadas permitiendo así medir su impulso. A continuación se ubica el sistema de calorímetros compuesto por el calorímetro electromagnético (ECAL) que mide principalmente la energía depositada por fotones y electrones, y el calorímetro hadrónico (HCAL) para medir la energía de los jets y hadrones. En la parte más externa, se encuentra el espectrómetro de muones (MS) diseñado para detectar la producción de muones y además medir su momento. Este último es el que le da a ATLAS su tamaño característico de 45 m de largo y 25 m de alto. Intercalado con el MS se encuentra un sistema de imanes toroidales, que generan un campo magnético de 4 T para curvar la trayectoria de los muones hacia el final del detector.

El detector ATLAS se divide geométricamente en dos regiones, la parte central denominada *barrel* y la región extrema denominada *endcap*. En la región barrel los detectores se ubican en forma de cilindros concéntricos alrededor del eje del haz, mientras en la región endcap se disponen como discos perpendiculares a la dirección del haz. La Figura 2.5 detalla todas las componentes que integran al detector ATLAS y son descriptas en detalle a en las siguientes secciones.

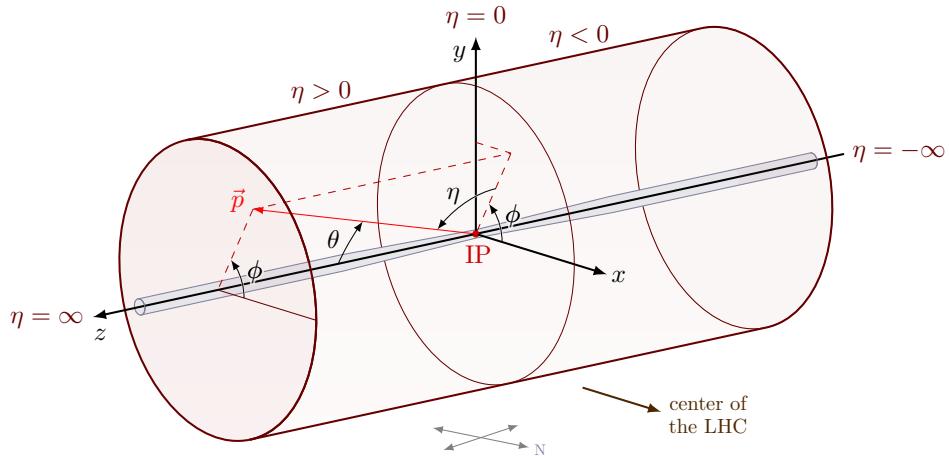


Figura 2.6: Esquema del detector ATLAS, indicando cada uno de los subdetectores que lo componen [54].

2.2. Sistema de coordenadas

El sistema de coordenadas de ATLAS corresponde a un sistema cartesiano, cuyo origen coincide con el punto de interacción nominal ubicado en el centro del detector. El eje z está orientado con hacia la dirección del haz, el eje x se define desde el punto de interacción hacia el centro del anillo del LHC, y el eje y se define apuntando hacia la superficie terrestre. Es conveniente además definir un sistema de coordenadas cilíndricas donde el radio R representa la distancia perpendicular al haz, el ángulo azimutal ϕ es medido alrededor del eje del haz, y θ es el ángulo con respecto al eje z . La Figura 2.6 muestra un diagrama del sistema de coordenadas de ATLAS.

Una variable utilizada en física experimental de altas energías es la rapidez:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (2.4)$$

donde E es la energía total de la partícula y p_z es la componente en la dirección del haz de su impulso⁴. En el límite de altas energías, en donde la masa de la partícula es despreciable frente a su momento, es posible aproximarla a la llamada pseudorapidez η :

$$\eta = -\ln \tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \quad (2.5)$$

estando completamente relacionada con el ángulo θ . La razón detrás de esta transformación de coordenadas se debe a que la multiplicidad de partículas producidas es aproximadamente constante como función de η , y que la diferencia de pseudorapidez entre dos

⁴Esta definición es un caso particular de la rapidez utilizada en relatividad especial, cuando se realiza una transformación en la dirección del haz del sistema de laboratorio a un sistema donde la partícula solo se mueve perpendicular al haz.

partículas es invariante frente a transformaciones de Lorentz a lo largo de la dirección del haz.

Como se mencionó anteriormente, al considerar colisiones hadrónicas de altas energías se hace uso del modelo de partones. Los partones acarrean una fracción del momento inicial de los hadrones, que a priori es desconocida. Si bien es posible medir una parte de ese momento, principalmente de los partones interactuantes que conforman la interacción fuerte, hay una fracción que escapa la detección. Esto imposibilita la reconstrucción del movimiento longitudinal del centro de masa en la interacción, y hacer uso de leyes de conservación sobre la cinemática total del evento. En cambio, teniendo en cuenta que el momento total de los partones en la dirección transversa al haz es nulo, el impulso total transverso se debe conservar durante la colisión. Por tal motivo, es común utilizar solo las componentes transversales en la descripción de la cinemática del evento, definidas en términos de la pseudorapidez, como por ejemplo el momento transverso:

$$p_T = p \sin \theta = \frac{p}{\cosh \eta} \quad (2.6)$$

donde p es el momento de la partícula. De esta forma es posible describir la cinemática de cada partícula en términos de (p_T, η, ϕ)

2.3. Sistema de imanes

El detector ATLAS posee un poderoso sistema de imanes [55] utilizado para curvar la trayectoria de las partículas cargadas, pudiendo así medir tanto su impulso de forma precisa como también su carga. El mismo consta de dos tipos de imanes superconductores, uno en forma solenoidal y otros tres forma toroidal, enfriados a una temperatura de 4.5 K para poder producir los fuertes campos magnéticos.

El solenoide rodea al detector interno, y tiene un tamaño de 5.6 m de largo y 2.56 m de diámetro, y con un espesor de apenas 4.5 cm. El mismo produce un campo magnético de ~ 2 T en la dirección del haz, por lo que las partículas cargadas son curvadas en la dirección de ϕ . Para minimizar la interacción de las partículas que lo atraviesan y ahorrar la mayor cantidad de material posible, el solenoide comparte la cámara de vacío del calorímetro de argón líquido (LAr) descripto en las siguientes secciones.

Los toroides de ATLAS se componen de ocho bobinas, que generan campos de hasta ~ 4 T en la dirección ϕ , por lo que las partículas que lo atraviesan (prácticamente solo muones) son curvadas en la dirección η . El más grande de ellos mide 25.3 m de largo y 20.1 m de diámetro, y se ubica en la parte más externa del detector barrel intercalado con el Espectrómetro de Muones descripto en las siguientes secciones. Los otros dos restantes se encuentran en la región endcap, por fuera de los calorímetros, y miden 5 m de largo y 10.7 m de diámetro. La Figura 2.7 muestra el esquema de imanes del detector ATLAS.

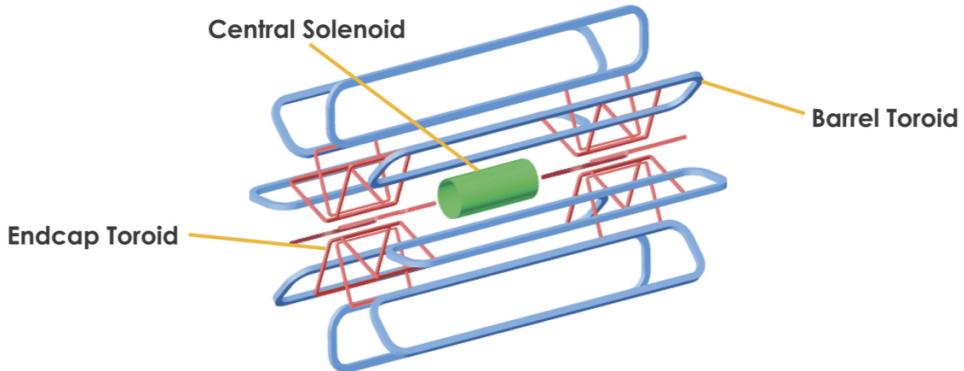


Figura 2.7: Sistema de imanes del detector ATLAS [56].

2.4. Los subdetectores de ATLAS

2.4.1. Detector interno

El detector interno es el más próximo al haz y su función principal es la reconstrucción de las trazas de las partículas cargadas, que a su vez sirve para medir la dirección, momento y carga de la misma, y la reconstrucción de los vértices primarios. Para ello combina detectores de muy alta resolución cerca del haz, junto con detectores continuos de trazas en la zona más alejada. El principio básico de funcionamiento consiste en utilizar su alta granularidad, para mapear las señales que dejan las partículas al atravesar cada celda, en coordenadas espaciales. El conjunto de esas señales son reconstruidas como trazas mediante algoritmos especializados. El detector interno contenido dentro del solenoide superconductor y mide 6.2 m de largo y 2.1 m de diámetro. Las Figuras 2.8 y 2.9 muestran un esquema del detector interno.

Detector de píxeles

El detector de píxeles fue construido para medir la posición de las trazas de partículas cargadas con la más alta precisión posible y es de vital importancia para la reconstrucción de los vértices primarios y secundarios. En la región barrel el detector se compone de tres capas cilíndricas, mientras que la endcap de tres discos. La capa más interna, denominada *InsertableB-Layer* (IBL) [59], se encuentra a 50.5 mm del punto de interacción. El principio de detección para partículas cargadas es la medida de la deposición de la carga inducida en una capa de silicio por ionización. El sistema contiene un total de 80 millones de sensores, cada uno con una resolución de $10\ \mu\text{m}$ ($R - \phi$) y $115\ \mu\text{m}$ (z). Estos módulos en la región barrel, se encuentran levemente solapados y rotados para proveer una cobertura total en el ángulo azimutal. La Figura 2.10 muestra un esquema completo del detector de píxeles.

La inclusión del IBL fue una de las actualizaciones del Run 2 motivada por el incremento de luminosidad del LHC, lo que podía significar un daño por radiación

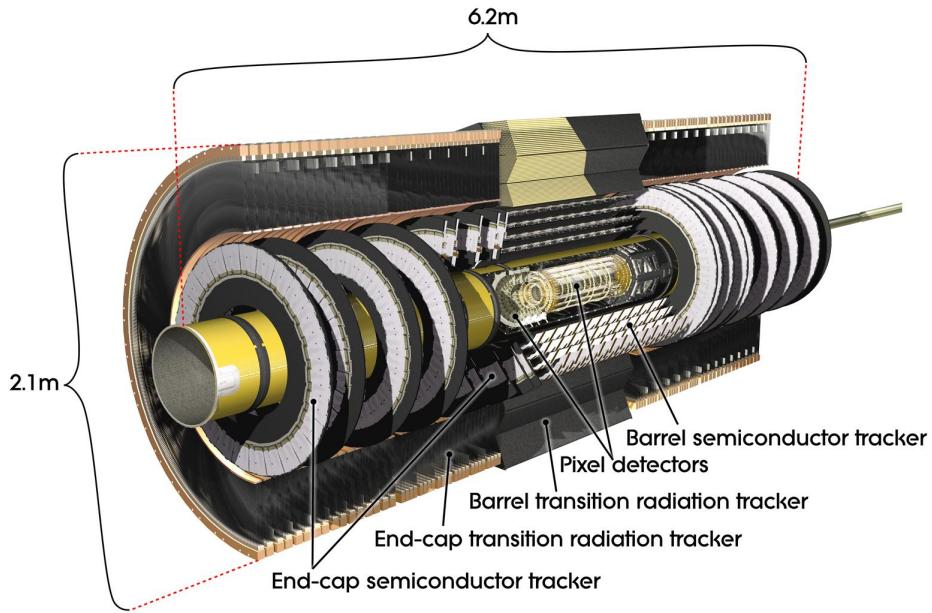


Figura 2.8: Esquema del detector interno de ATLAS [57].

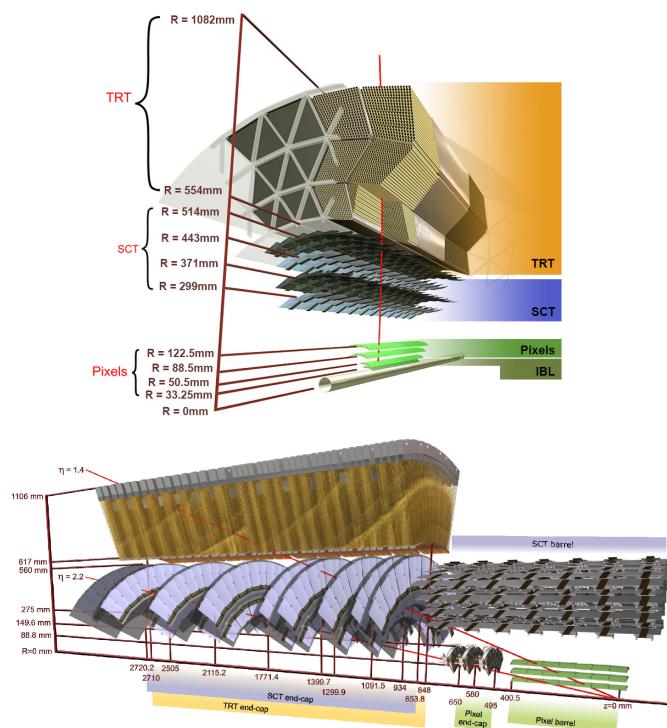


Figura 2.9: Diferentes vistas del detector interno de ATLAS [57, 58].

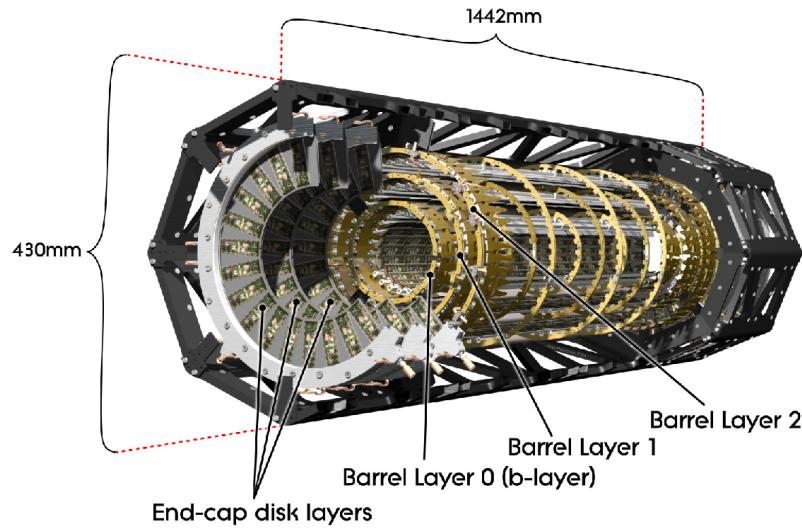


Figura 2.10: Esquema del detector de píxeles de ATLAS [60].

en los detectores internos. En vez de reemplazar las partes del detector de píxeles que podían ser dañadas, se decidió colocar una capa adicional entre el detector de píxeles y la tubería donde circulan los protones. El objetivo del mismo es mejorar la eficiencia en la identificación de trazas, vértices, y en la identificación de bottom quarks, que decaen típicamente fuera del radio del IBL. El IBL está compuesto por 8 millones de chips de rápida lectura y con sensores de silicio, que detectan el paso de partículas cargadas mediante la deposición de carga inducida. El tamaño de los píxeles es de $50 \times 250 \mu\text{m}^2$, con una resolución de $8 \mu\text{m}$ ($R - \phi$) y $40 \mu\text{m}$ (z). La distancia entre el IBL y la tubería es de 0.2 mm, y entre el tubo y el detector de píxeles es de 1.9 mm.

Detector Semiconductor de Trazas (SCT)

Se encuentra por fuera del detector de píxeles y está diseñado para medir las trazas con alta precisión en la zona intermedia del detector. A diferencia del detector de píxeles, estos sensores de silicio están segmentados en micro bandas, dado que es más baja multiplicidad de partículas es posible reducir la resolución al costo de aumentar el área de cobertura. La resolución de $17 \mu\text{m}$ ($R - \phi$) y $580 \mu\text{m}$ (z). En la región barrel los módulos de SCT están dispuestos en cuatro capas concéntricas, y levemente solapados y rotados para proveer una cobertura total en el ángulo azimutal. La región endcap consiste en nueve discos transversales al eje del haz.

Detector de Radiación de Transición (TRT)

Es el detector más externo del ID y está diseñado, no solo para detectar partículas cargadas, sino también para distinguir entre partículas pesadas y livianas. El TRT se compone de tubos detectores de 4 mm de diámetro, con un gas que se ioniza al ser atravesado por partículas cargadas. Los electrones producidos son colectados por una ánodo, y el tiempo de deriva es una medida de la distancia a la traza del mismo. Además, los tubos están rodeados de fibras de polipropileno con un índice de refracción diferente, por lo que las partículas que atraviesan el detector emiten radiación con una intensidad proporcional a $\gamma = E/m$, permitiendo al TRT distinguir partículas cargadas pesadas (π^\pm) de aquellas más livianas (e^\pm). La región barrel contiene 50000 tubos paralelos al eje del haz y la región endcap 320000 tubos orientados radialmente, cuya resolución es de 0.17 mm.

2.4.2. Calorímetros

El sistema de calorímetros de ATLAS está diseñado para medir la energía y la posición de las partículas, mediante la absorción de la energía depositada por las cascadas de partículas secundarias que estas generan en el material del mismo. Además, permite discriminar entre jets producidos por quarks o gluones de los electrones y fotones, detectar aquellas partículas neutras que no dejaron trazas en el ID y realizar la selección online de eventos potencialmente interesantes (Ver Sistema de trigger). Gracias a su amplia cobertura y a que absorbe la energía de prácticamente todas las partículas producidas (salvo muones) es de gran utilidad para poder medir el desbalance de energía transversa, magnitud discriminatoria utilizada en la mayoría de análisis fuera del SM.

Está compuesto de un calorímetro electromagnético (ECAL) dedicado principalmente a la medida de las deposiciones de partículas como fotones y electrones (partículas interactuantes principalmente vía interacción EM), y otro hadrónico (HCAL) dedicado a las cascadas de partículas producto de la hadronización de los quarks o gluones (jets) (partículas interactuantes principalmente vía interacción fuerte). La Figura 2.11 muestra un esquema de los calorímetros del detector ATLAS.

Calorímetro electromagnético (ECAL)

El ECAL es un calorímetro de muestreo (inhomogéneo) no compensado, que utiliza plomo como material absorbente y argón líquido como material absorbente. Consiste en varias placas de plomo dispuestas en forma de acordeón que se colocan de forma alterna inmersas en LAr. Las partículas incidentes interactúan con el Plomo creando una lluvia de partículas cargadas y neutras. Las partículas cargadas ionizan el medio activo, donde los electrones liberados son colectados en un electrodo central de kaptón/cobre hacia donde derivan por acción del campo eléctrico aplicado. La señal total en el medio activo es así proporcional a la energía total real de la partícula incidente. La ventaja de este método es la detallada reconstrucción de la forma de la cascada, al costo de no poder reconstruir la totalidad de la energía de la cascada debido al espacio que existe entre placa

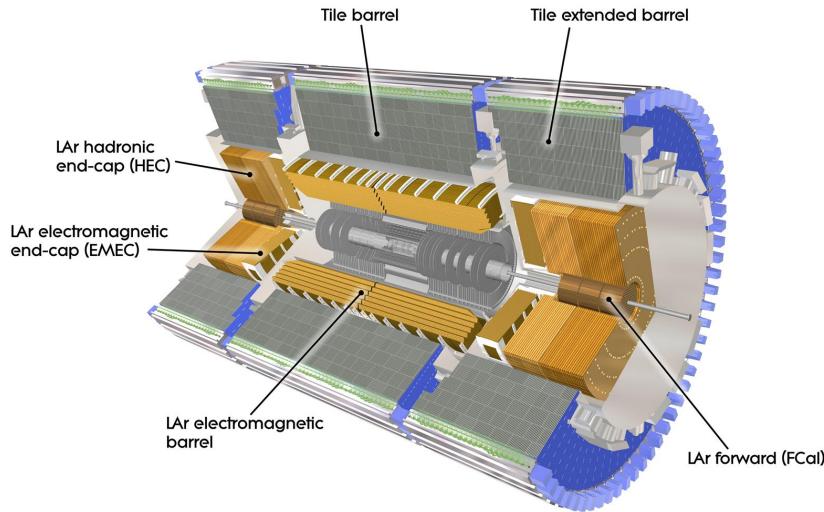


Figura 2.11: Esquema de los calorímetros del detector ATLAS [61].

y placa.

El ECAL está dividido en dos mitades dentro de la región barrel ($\eta < 1.475$) y en dos componentes (una a cada lado) en la región endcap ($1.375 < |\eta| < 3.2$). En la región de transición ⁵ entre el barrel y el endcap, comprendida entre $1.37 < |\eta| < 1.52$, se encuentra una zona no instrumentada donde se encuentra el cableado del detector. Allí naturalmente la calidad de detección es menor, y es por ese motivo que la mayoría de los análisis excluye a los candidatos a fotones o electrones que estén reconstruidos en esta región.

En la región diseñada para medidas de precisión ($\eta < 2.5$, excluyendo el crack), el ECAL está segmentado en tres capas longitudinales. La primera capa consiste de bandas con fina granularidad (en la dirección de η), para discriminar entre fotones aislados y pares de fotones espacialmente cercanos provenientes del decaimiento $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Para los electrones y fotones con alta energía transversa, la mayoría de la energía se colecta en la segunda capa, que tiene una granularidad lateral de 0.025×0.025 en (η, ϕ) . La tercera capa se encarga de la energía depositada en las colas de la lluvia. El espesor del ECAL es mayor a 22 longitudes de radiación (X_0) en la región barrel, y mayor a $24 X_0$ en los endcap, donde una longitud de radiación se define como la distancia promedio sobre la cual la energía de un electrón se reduce a $1/e$ de su energía inicial. Para el caso de los fotones, una reducción similar se obtiene a $9/7$ de X_0 . Por tanto, toda la energía electromagnética es absorbida en el ECAL y sólo parte de la componente hadrónica llega al HCAL. En la Figura 2.12 se observa un segmento del ECAL donde se muestra la granularidad de cada una de sus capas.

⁵Denominada también como región *crack*.

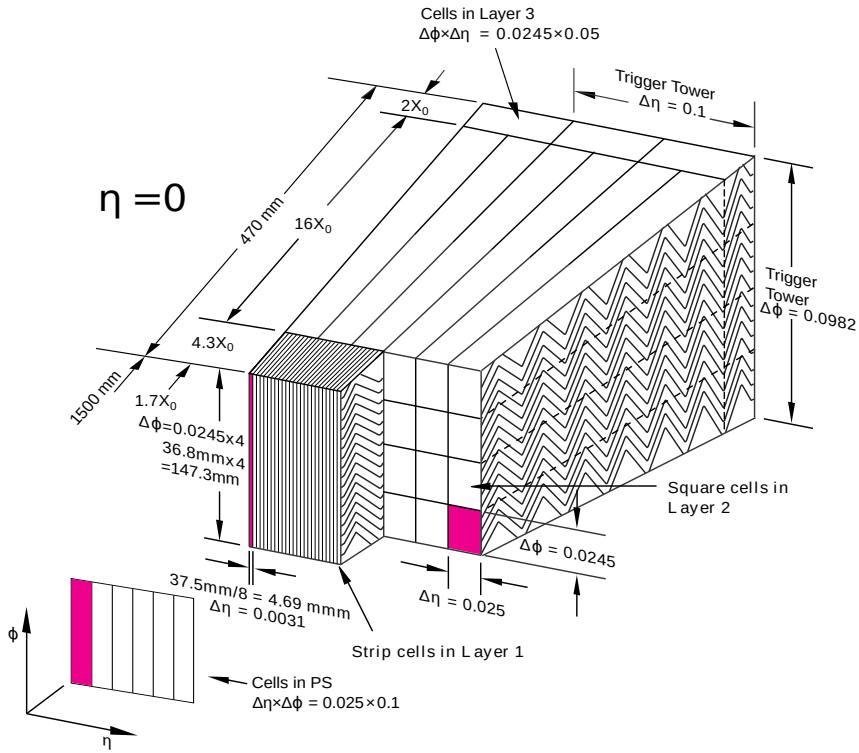


Figura 2.12: Segmento del ECAL del detector ATLAS en la región con $\eta = 0$ [62].

Calorímetro hadrónico (HCAL)

El HCAL es un conjunto de calorímetros que rodean al ECAL, extendiendo la aceptancia del calorímetro de ATLAS hasta cubrir prácticamente la totalidad de ángulo sólido del punto de colisión.

El primero de los calorímetros se denomina *Tile Calorimeter*, es un calorímetro de muestreo que utiliza acero como material absorbente y tejas centelladoras plásticas como material activo, se encuentra en la región barrel y está dividido en dos partes que tienen una cobertura de $|\eta| < 1.0$ y $0.8 < |\eta| < 1.7$ respectivamente. Los centelladores, dispuesto en un arreglo periódico, se conectan a una fibra óptica que transporta la luz producida por el paso de partículas, hacia un tubo fotomultiplicador. Este arreglo se extiende radialmente, de los 2.28 m a los 4.25 m. En la región endcap se encuentra un calorímetro hadrónico de muestreo (HEC) con placas de cobre como absorbente y argón líquido como material activo, que consiste en dos ruedas, una atrás de la otra con las placas planas de cobre dispuestas perpendicularmente al eje del haz, con un radio de 2.3 m. Finalmente se encuentra el *Forward Calorimeter* (FCAL), un calorímetro de muestreo que extiende la cobertura del sistema a $|\eta| < 4.9$, coaxial al eje del haz y ubicado a 4.7 m a cada lado del punto de interacción. El material principal de los módulos es argón líquido (con cobre o tungsteno), y si bien no se utiliza para mediciones de precisión, provee información para el cálculo de la energía transversa faltante y la reconstrucción de jets en regiones muy cercanas al eje del haz.

Por su parte, el HCAL tiene un espesor mayor a 7.7 longitudes de interacción hadrónica (λ) en la región barrel (9.7 λ en total si se cuenta el ECAL). De manera análoga a la longitud de radiación mencionada para el ECAL, una longitud de interacción hadrónica se define como la distancia promedio sobre la cual la energía de un hadrón se reduce a 1/e de su energía inicial. De esta forma, toda la energía con la que llegan los hadrones al HCAL, queda allí depositada.

2.4.3. Espectrómetro de muones

El espectrómetro de muones (MS) se encuentra situado en la parte más externa del detector ATLAS. Esto se debe a que los muones de alto p_T generados en el punto de interacción tienen un altísimo poder de penetración y son poco interactantes, siendo las únicas partículas detectables capaces de llegar a este detector. El mismo se encuentra intercalado con el sistema de imanes toroidales, y está diseñado para obtener mediciones de alta precisión de la posición e impulso de los muones, y para una rápida identificación para el sistema de trigger. Este es el subdetector más grande y el que le da a ATLAS su tamaño característico.

El MS se compone de diferentes tipos de cámaras de detección de muones (ver Figura 2.13). Las *Monitored Drift Tubes* (MDTs) son responsables de la mayoría de las medidas de precisión y cubren el rango de $|\eta| < 2.7$. Funcionan de forma similar al TRT, con tubos llenos de un gas que ioniza y un ánodo central que recoge los electrones producidos, y el tiempo de deriva se asocia con la distancia a la traza. En la región endcap se encuentran las *Cathode Strip Chambers* (CSCs) que poseen alta resolución espacio-temporal y una cobertura $|\eta| > 2.0$. Estas cámaras funcionan midiendo la carga depositada en un ánodo, producto de la cascada de electrones creados cerca del mismo. Las *Resistive Plate Chamber* (RPCs) proveen una estimación rápida del momento de los muones al primer nivel del trigger con una cobertura de $|\eta| < 1.05$. Las RPCs miden la descarga ocasionada entre dos placas resistivas paralelas sometidas a una alta diferencia de potencial, tras la ionización del volumen de gas interno causada por el paso de muones energéticos. Finalmente se encuentra en la región endcap las *Thin Gap Chambers* (TGCs), similares en funcionamiento a las CSCs. Proveen también información al sistema de trigger en esta región y tienen una cobertura de $|\eta| < 2.4$.

2.5. Sistema de trigger

Como se mencionó anteriormente, el diseño del LHC permite tener una frecuencia de cruces de paquetes de 40 MHz y del orden de 30 interacciones promedio por cruce de paquetes ($\langle\mu\rangle$), lo que da una tasa de interacción protón-protón del orden del GHz. Tal frecuencia requeriría un ancho de banda de escritura y una la capacidad de almacenamiento excesivos. De todas formas, no todos los eventos son de interés para la colaboración, como por ejemplo la colisión elástica de los protones que no genera ningún tipo de decaimiento. El sistema de trigger del detector ATLAS [64] es el encargado de filtrar esos eventos de

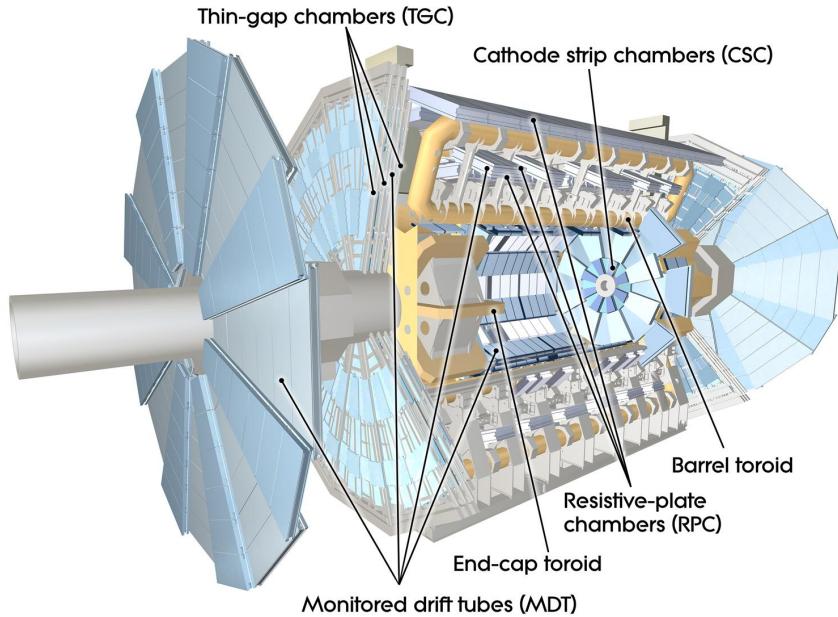


Figura 2.13: Espetrómetro de muones del detector ATLAS [63].

poco interés y, junto con el sistema de adquisición de datos (DAQ), almacena aquellos que potencialmente pueden llegar a ser de interés para los distintos análisis, reduciendo así la frecuencia de flujo de datos al orden del kHz. El sistema de trigger cumple un rol central en el correcto funcionamiento de todo el experimento, ya que en definitiva determina qué tipos de análisis se realizarán y qué nueva física podrá encontrarse. El mismo debe tener una alta eficiencia, para no desechar eventos importantes, pero con el compromiso de mantener el flujo de datos relativamente bajo.

El sistema de trigger está compuesto por dos niveles consecutivos capaces de realizar una identificación de partículas cada vez más compleja: un primer nivel de trigger (L1) basado en hardware y luego un trigger de alto nivel basado en software (HLT). La Figura 2.14 muestra un esquema del sistema trigger y DAQ del detector ATLAS. Una secuencia de algoritmos del L1 y del HLT se denomina cadena de trigger⁶, que impone requisitos sobre las características de los objetos presentes en el evento y a partir de ellas decide si el evento es aceptado. El conjunto de cadenas de triggers que se emplea durante la toma de datos se denomina *Trigger menu*, que se optimiza previamente para satisfacer las condiciones del LHC sin afectar la adquisición de datos. Para controlar la tasa de eventos aceptados, a algunos triggers se les asigna un valor denominado *prescale*, el cual puede estar tanto en el L1 como en el HLT. Para un prescale de valor n , el evento tiene una probabilidad $1/n$ de ser aceptado por dicho trigger. El valor del prescale puede ser mayor a uno, reduciendo así la tasa de eventos aceptados (inclusive anulándola por completo), o igual a uno ('sin prescale' o *unprescaled*). En este caso todos los eventos son evaluados, y se emplea en general para los triggers principales orientados para su uso en análisis físicos. El prescale es modificado de acuerdo a la luminosidad durante una toma

⁶En inglés *Trigger chain*, pero también dentro de la jerga se las puede llamar simplemente triggers

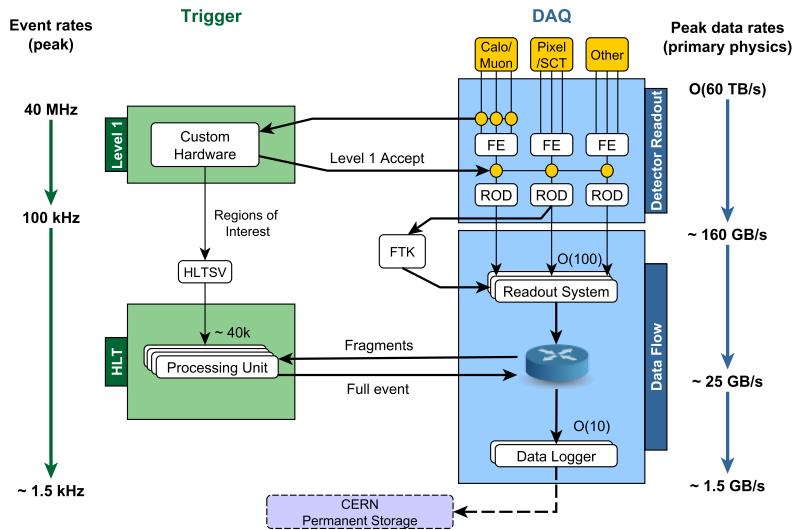


Figura 2.14: Esquema del sistema de trigger y el sistema de adquisición de datos de ATLAS [65].

de datos, para mantener la tasa de datos constante, sin saturar el ancho de banda. Para el caso de los triggers con prescale o aquellos directamente deshabilitados, se los puede configurar en un modo denominado *rerun*, para el cual los algoritmos del trigger se corren offline una vez que el evento fue aceptado por otro trigger. A continuación se describen los dos niveles que componen al sistema de trigger.

Level 1 (L1)

El primer nivel del trigger [66] está basado en hardware, y reduce los 40 MHz del LHC a menos de 100 kHz con una latencia de aproximadamente $2.5 \mu\text{s}$, tiempo determinado por el limitado tamaño de los *buffers* de memoria y por el tiempo que le toma a los muones producidos en el evento alcanzar el MS. Utiliza la información recolectada en una región reducida (capas) del calorímetro y del MS, para así reconstruir lo que se denominan Regiones de Interés (RoI). Las RoIs se determinan por la posición de la deposición de energía en el calorímetro por parte de las partículas consideradas de interés (en el caso de los muones es en el MS), permitiendo una rápida reconstrucción de su energía transversa, y aplicando un posible filtro en esta magnitud. El diseño del L1 permite tener una aceptancia en el rango de $|\eta| < 2.5$ para electrones, fotones, muones y taus, hasta $|\eta| < 3.2$ para jets, y $|\eta| < 4.9$ para el cálculo del momento transverso faltante. Las RoIs a su vez sirven como semilla para el HLT que realiza selecciones más detalladas a partir de las mismas.

High Level Trigger (HLT)

Cuando un evento es aceptado por el L1, el mismo pasa a ser analizado por High Level Trigger [67], que está basado en software y permite reducir la tasa de eventos que se almacena a 1.5 kHz con una latencia de 0.2 s. El mismo utiliza las RoIs previamente reconstruidas por el L1, y ejecuta una secuencia de algoritmos aplicados sobre el objeto candidato. Si uno de los pasos de la secuencia falla en los requisitos, los siguientes pasos no son aplicados para ahorrar tiempo de cómputo.

Los algoritmos del HLT constan de dos etapas: los algoritmos de reconstrucción rápida ejecutados primero, y luego los algoritmos de reconstrucción de precisión similar a los que se utilizan en la selección offline. Los algoritmos de reconstrucción rápida utilizan la información de los calorímetros y de las trazas sólo dentro de la RoI para realizar la selección e identificación de los candidatos, y realizar el rechazo de fondo lo más rápido y temprano posible. Si la partícula candidata pasa los criterios definidos por la selección de reconstrucción rápida, se ejecutan los algoritmos de selección de precisión. Estos tienen acceso a la información del detector fuera de la RoI, con la máxima granularidad e incluyendo detalles sobre la calibración de energía de los calorímetros, la alineación de los subdetectores y el mapa de campo magnético. Los eventos aceptados por el HLT son finalmente grabados a disco y distribuidos, accesibles offline para todos los diferentes estudios y análisis.

2.6. Modelo computacional y distribución de datos

La enorme cantidad de datos tanto producidos por las colisiones en el LHC (\sim PB al año), como por las simulaciones de MC requiere un sistema de cómputo de alta complejidad, que permita el acceso de los mismos a todos los miembros de la colaboración de una manera ágil y directa. Esto se logra mediante la *Worldwide LHC Computing Grid* (WLCG), la cual comparte el poder de procesamiento y la capacidad de almacenamiento entre distintos centros de cómputo distribuidos alrededor del mundo (*Tiers*). Todos los eventos son inicialmente almacenados en el Tier 0 del CERN, el cual contiene el 20 % de la capacidad de cómputo total del WLCG. A medida que se van procesando esos datos y reduciendo su tamaño, se van repartiendo entre acorde los Tier 1, 2 y 3.

Inicialmente los eventos aceptados por el HLT son almacenados como *Raw Data Objects* (RDOs), los cuales contienen una enorme cantidad de información del detector. Esta información es de poca utilidad para los usuarios, y por ende es procesada en distintos formatos que contienen los objetos finales útiles para los análisis. Para ello se aplican distintos criterios de *slimming* (se remueven los eventos que no son de interés), *skimming* (se remueve la información irrelevante de los objetos) y *thining* (se remueven objetos y/o colecciones de objetos irrelevantes) según los estudios y análisis que se vayan a realizar sobre los datos colectados. Los RDOs son empleados para la reconstrucción y calibración de objetos físicos, que se almacenan en el formato *Event Summary Data* (ESD). Adicio-

nalmente se realiza un procesamiento el cual descarta la mayoría de la información de las celdas, generando el formato *Analysis Object Data* (AOD), el cual tiene un tamaño de ~ 100 kB por evento. Para el Run 2, se empleó un formato adicional (**xAOD**) que reducía significativamente este formato (10-15 kB por evento). Estos últimos formatos son archivos accesibles vía el entorno de análisis de datos **ROOT** [68], que contienen el conjunto de objetos físicos finales reconstruidos, y son empleados por los usuarios para realizar los distintos análisis. El software de ATLAS se desarrolla dentro un entorno C++ común llamado **ATHENA** [69–71], en el que se realiza todo el procesamiento de datos.

Adicionalmente se puede aplicar una selección a los eventos de las **xAOD** para reducir aún más su tamaño. Esta selección produce el formato *Derived Analysis Objetc Data* (DAOD), o simplemente derivación, y existen varias dependiendo de la selección empleada por cada análisis. Las derivaciones de interés para esta tesis son las denominadas **EGAM3**, **EGAM4** y **SUSY1**. Las **EGAM3** y **EGAM4** son utilizadas en esta tesis para la medida de la eficiencia de los trigger de fotones, ya que preseleccionan eventos con bosones Z decayendo radiativamente a partir de electrones o muones respectivamente. La derivación **SUSY1** es utilizada en esta tesis para preseleccionar los eventos para la búsqueda de supersimetría, y en general selecciona eventos con objetos energéticos. A continuación se lista un resumen de las selecciones que deben cumplir los eventos para ser aceptados por estas derivaciones:

- **EGAM3:** El evento debe tener al menos dos electrones de carga opuesta y un fotón, en general con $p_T > 9.5$ GeV. Este último requisito varía dependiendo de los criterios de calidad de los electrones. A su vez se solicita una masa invariante de los leptones mayor a 40 GeV.
- **EGAM4:** Similar a **EGAM3** pero seleccionando muones en vez de electrones.
- **SUSY1:** Selecciona eventos con jets o fotones cuya suma de momentos transversos supere los 150 GeV. A su vez selecciona eventos con al menos un electrón, muón o fotón con $p_T > 100$ GeV, o al menos dos electrones o muones con $p_T > 20$ GeV, o al menos dos fotones con $p_T > 50$ GeV.

2.7. Simulaciones de Monte Carlo

El método de Monte Carlo utiliza una serie de algoritmos computacionales basados en la repetición de eventos con un factor variable y aleatorio, que permite obtener resultados numéricos globales. En el contexto de la física de partículas no solo se utiliza para reproducir la aleatoriedad impuesta por la mecánica cuántica, sino también para realizar diferentes aproximaciones, como es el caso de integrales numéricas. Las simulaciones de Monte Carlo cumplen un rol fundamental a la hora de realizar predicciones de la teoría, teniendo un rol primordial en prácticamente todos los análisis realizados por la colaboración ATLAS.

Las simulaciones de colisiones de protones se realizan a partir de complejos cálculos basados en la teoría de QCD y descriptas brevemente en la Sección 1.1.4. El punto

central de la simulación es la dispersión dura (*Hard Scatter*, HS) que se calcula a un dado orden de la teoría de perturbaciones. Para ello se emplean programas generadores de elementos de matriz (ME), las cuales contienen la información de la función de onda para los partones entrantes y salientes, y depende principalmente del acoplamiento fuerte y la escala de energía de la dispersión. La evolución de los partones producidos se realiza mediante un modelo de lluvia de partones (*Parton Shower*, PS) que conecta la escala dura de los partones de color, con la escala de la hadronización donde se generan los hadrones de color, y es el límite de validez del régimen perturbativo $\Lambda_{\text{QCD}} \sim 1 \text{ GeV}$. En esta etapa los partones son transformados en hadrones primarios aplicando modelos de fragmentación puramente fenomenológicos, generando así una cascada de partículas formada por un gran número de gluones y quarks de baja energía. La combinación entre la dispersión dura y la lluvia partónica debe realizarse con especial cuidado de no duplicar en la PS los partones ya producidos y evitar así el doble conteo. Las estrategias principales para esto se conocen como CKKW (Catani-Krauss-Kuhn-Webber) [72, 73] y MLM [74]. Finalmente los hadrones son decaídos en partículas estables que son las que observa el detector.

Adicional al HS existen otros procesos QCD que ocurren en la colisión. Debido a que los quarks son cargados bajo QCD y los gluones tienen acoplamientos triples y cuádruples, puede suceder que los partones emitan quarks o gluones antes de la dispersión dura (*Initial State Radiation*, ISR). De manera análoga, los partones salientes pueden emitir gluones o producir pares de quarks/anti-quarks (*Final State Radiation*, FSR). A su vez, pueden darse interacciones adicionales entre partones pertenecientes a los protones originales, que no participaron de la dispersión dura, dando lugar a múltiples interacciones en el evento, mayoritariamente interacciones de bajo momento. La actividad no asociada con la dispersión dura se llama evento subyacente (*Underlying Event*, UE), que debido a la baja energía de las interacciones que lo componen, no puede ser tratado de manera perturbativa y se requieren de modelos fenomenológicos para describirlos. En la Figura 2.15 se puede observar el diagrama de una colisión entre partones, junto con la cascada de partículas producto de la misma.

Algunos de los programas empleados para la generación de eventos y simulación de PS son **Sherpa** [76–78], **PYTHIA** [79] y **MadGraph** [80]. A su vez pueden ser utilizados con un conjunto de parámetros ajustados por la colaboración ATLAS, en lo que se denomina *tuning* A14 [81] para el conjunto de PDFs CTEQ6L1 [27], MSTW2008LO [28–30], NNPDF23LO [31].

Luego de la generación de los eventos y las partículas presentes en el mismo, se simula la interacción de las partículas con el detector. Para ello se emplean programas que simulan el paso de partículas a través de la materia, junto con una simulación completa del detector ATLAS, en donde se detalla precisamente los materiales empleados y las dimensiones de los mismos. Este paso se realiza mediante el programa **Geant4** [82] para simulaciones completas del detector. A su vez se puede realizar una simulación de la interacción en el calorímetro de forma simplificada para ahorrar recursos y tiempo de cómputo, denominada **ATLFAST-II** [83, 84]. Una vez realizada la simulación del detector, los eventos son reconstruidos con los mismos algoritmos empleados para datos. Se realizaron tres campañas de simulaciones, **mc16a**, **mc16d** y **mc16e**, generadas con la distribución prevista

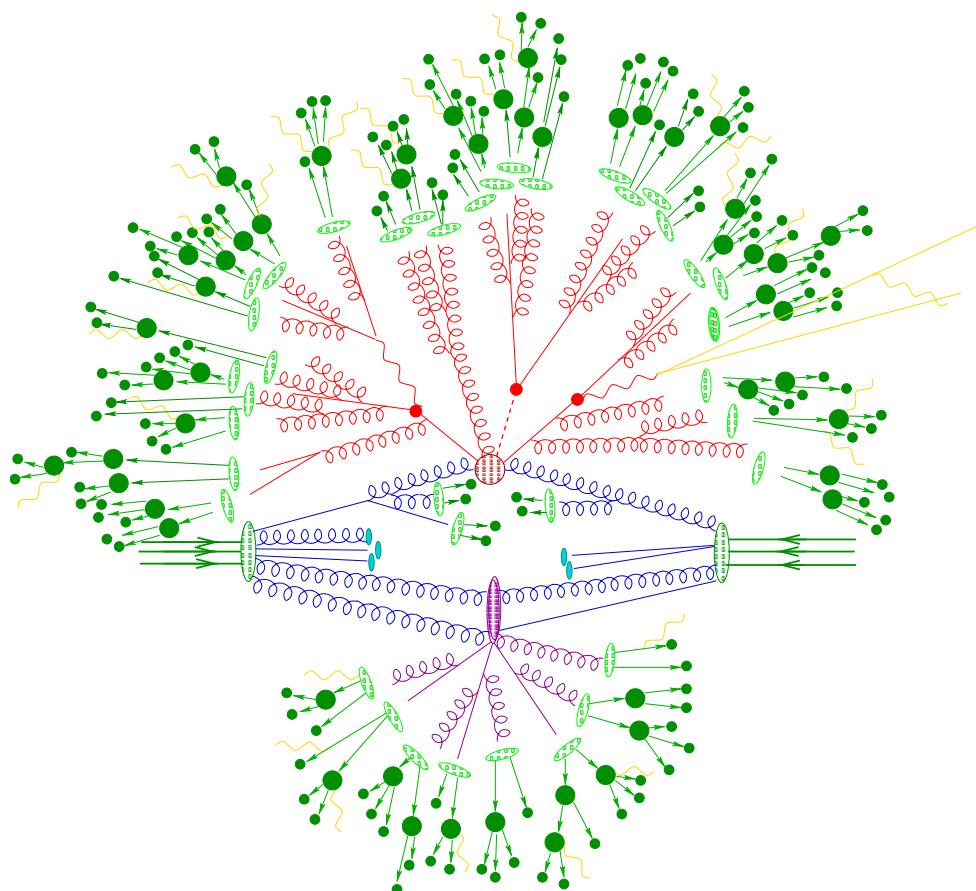


Figura 2.15: Esquema de una colisión protón-protón simulada por un generador de eventos de Monte-Carlo. La región roja en el centro representa la dispersión dura, rodeada por una estructura representativa de radiación de QCD simulada por los PS. La parte violeta indica un evento subyacente de dispersión dura. Las transiciones de partones a hadrones están representadas por las partes verdes claras, mientras que las partes verdes oscuras indican el decaimiento de los hadrones. Finalmente, las líneas amarillas señalan la radiación de fotones [75].

de pile-up para los datos tomados en los años 2015+2016, 2017 y 2018 respectivamente.

Correcciones a las simulaciones

Si bien las simulaciones logran reproducir muchos procesos con una alta eficacia, es necesario aplicarles a las mismas una serie de correcciones tanto a nivel generador, como en la instancia de reconstrucción de objetos. En general estas correcciones se aplican como pesos a los eventos, los cuales aumentan o disminuyen el impacto de dicho evento en el análisis.

La primer corrección proviene de los generadores que producen los eventos con un peso intrínseco, propio de los cálculos que hace, los cuales deben ser aplicados siempre a cada evento. Estos pesos en general toman valores cercanos a la unidad, pero no hay un impedimento sobre los mismos que inclusive a veces toman valores negativos. Si bien no ocurre con la mayoría de eventos, esto puede generar que en una selección muy estricta de un análisis la suma total de eventos dé negativa, algo que uno no esperaría en un experimento de conteo. Si bien no es fácil entender de forma directa estos pesos, en general existen para evitar un doble conteo de un cierto proceso. Aún así no pueden ser descartados y de deben encontrar métodos alternativos para lidiar con ellos.

Otra de las correcciones que se aplican a las simulaciones es la normalización por luminosidad. En la Ecuación 2.3 se puede observar la relación entre la luminosidad y el número de eventos de un proceso con una dada sección eficaz. Como las simulaciones son generadas con un número arbitrariamente grande de eventos (N), se les aplica un peso a las mismas para que el número de eventos final corresponda al de la producción de dicho proceso un período con una cierta luminosidad, $w_{\text{lumi}} = \mathcal{L}\sigma/N$. Por otro lado, existe una corrección asociada al pile-up que se debe aplicar a las simulaciones. Las tres campañas de simulaciones fueron generadas con la distribución prevista de pile-up, y mediante la aplicación de un peso a los eventos, se puede corregir tal distribución para que se asemeje a la observada en datos.

Las simulaciones hacen uso de distintos algoritmos para la reconstrucción general del evento y sus objetos, entre los que se encueran algoritmos del trigger, y los empleados para la reconstrucción, identificación y aislamiento de objetos. Si bien estos algoritmos son los mismos que se usan para los datos, los resultados obtenidos para las simulaciones no siempre se asemejan a ellos, y por eso se les aplica un factor multiplicativo denominado factor de escala (SF). Estos factores son aplicados multiplicativamente al evento en el caso de que el mismo haya hecho uso del algoritmo asociado al factor de escala, generando un peso de la forma:

$$w_{\text{SF}} = \text{SF}_{\text{Reco}} \times \text{SF}_{\text{ID}} \times \text{SF}_{\text{Iso}} \times \text{SF}_{\text{Trigger}} \times \text{SF}_{\text{Opcional}} \quad (2.7)$$

donde el último factor engloba correcciones opcionales, como por ejemplo a la carga de los electrones o de reconstrucción en la región forward. En general estos factor son muy cercanos a la unidad y se calculan en función de alguna de las variables del objeto. En

la Sección 4.4 se describe un método para obtener los factores de escala asociados a la eficiencia del trigger de fotones.

Correcciones adicionales pueden ser aplicadas a las simulaciones. Por ejemplo los cálculos a NLO pueden ser encapsulados en un factor denominado *k-factor*, que es el cociente entre la sección eficaz de un dado proceso a NLO y a LO. Este factor multiplicativo puede ser aplicado a las simulaciones hechas a LO para incluir de alguna forma simple las correcciones a NLO. De forma equivalente se puede obtener un *k-factor* para cálculos de orden superior a NLO. También puede ocurrir que al generar un cierto proceso, solo sea necesario quedarse con aquellos eventos que pasen con una cierta selección, evitando almacenar el resto de los eventos que no lo hagan. Para ello se aplica un filtro a nivel generador, que en el caso de aplicarlo es necesaria la corrección de dichas simulaciones a partir de un factor multiplicativo que tenga en cuenta este filtrado.

Capítulo 3

Reconstrucción e identificación de objetos físicos

El diseño del detector ATLAS permite la reconstrucción e identificación de prácticamente todas las partículas producidas en la colisión pp . La mayoría de las partículas del SM son inestables por lo que decaen rápidamente en otras partículas estables. Esto reduce considerablemente las posibles partículas que llegan al detector, ya que solo van a ser aquellas que sean estables o vida media suficientemente larga, siendo estas principalmente: γ , e^\pm , μ^\pm , ν y algunos hadrones como p , n , piones y kaones. El diseño de los distintos subdetectores permite aprovechar las características de cada una de ellas, haciendo que cada una de las partículas anteriores depositen señales distintivas, permitiendo su reconstrucción e identificación. La Figura 3.1 muestra un esquema de las distintas señales producidas por cada una de las partículas en el detector ATLAS. Todos los procesos de reconstrucción descriptos a continuación se realizan sobre los datos que fueron almacenados en disco (*offline*), a partir de eventos que pasaron los requisitos del sistema de trigger y almacenamiento durante la toma de datos (*online*).

3.1. Electrones y fotones

Los electrones y fotones producidos tanto en la colisión pp como aquellos producto del decaimiento de otras partículas, depositan la mayor parte de su energía en el ECAL. Estos depósitos están restringidos a un número de celdas vecinas cuyo conjunto se denomina *cluster*, y que tienen estructuras propias de estas partículas. Los depósitos que dejan ambas partículas son similares y con el objetivo de poder distinguirlas se utiliza además información del detector de trazas. Al ser el fotón una partícula neutra no deja traza en el ID, por lo que los clusters que no están asociados a trazas son considerados fotones, mientras que los que sí lo están son considerados electrones. En la Figura 3.2 se observa una ilustración esquemática del paso de un electrón a través del detector.

Procesos como la producción de pares electrón-positrón ($\gamma \rightarrow e^-e^+$), producto de la interacción de los fotones con el material del detector, pueden dejar trazas o múltiples

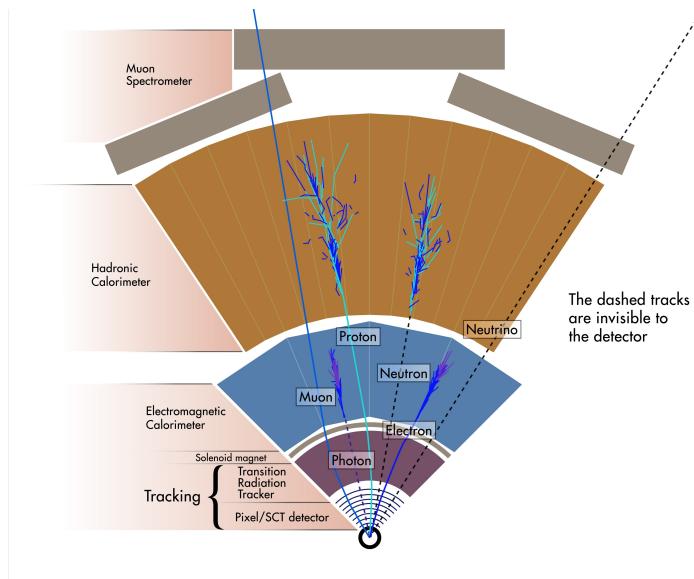


Figura 3.1: Esquema de los distintos tipos de señal que pueden dejar las partículas en el detector ATLAS. [[Mejorar imagen o al menos encontrar cita]]

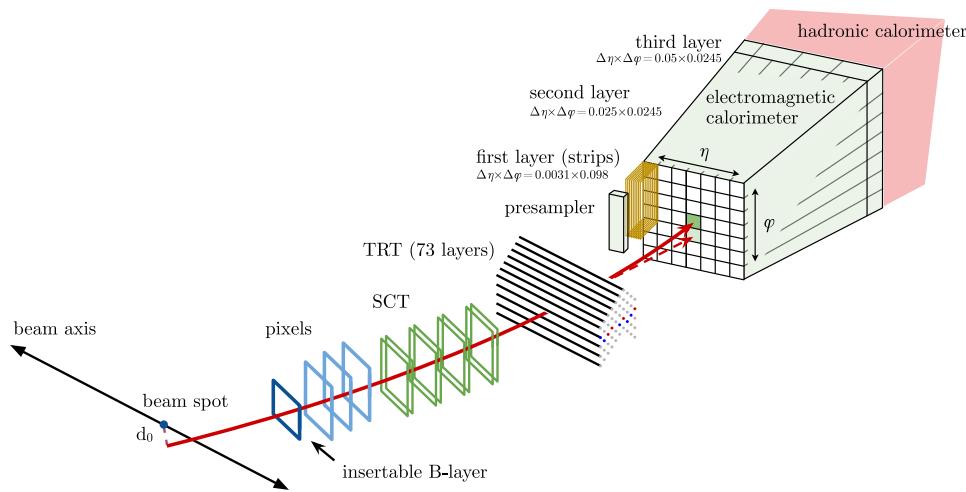


Figura 3.2: Esquema del paso de un electrón a través del detector. La línea roja muestra el trayecto hipotético del electrón, el cual atraviesa primero el detector interno, para luego llegar al calorímetro. La línea roja punteada representa el trayecto de un fotón producido por la interacción del electrón con el material [62].

depósitos, que genera una ambigüedad con el criterio anterior. El algoritmo de reconstrucción tiene en cuenta esto y puede reconstruir los vértices de dicha conversión, por lo que los clusters asociados a vértices de conversión son considerados fotones. Por otro lado, ciertos procesos (ej. $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) pueden generar depósitos que al estar muy juntos, pueden ser erróneamente reconstruidos como uno solo. Para reducir tal reconstrucción errónea se aplican entonces una serie de criterios de identificación y aislamiento, basados en las formas de los depósitos de energía, que permiten discriminar este tipo de procesos. La reconstrucción de electrones y fotones comienza de forma simultánea para ambos, identificando los clusters y trazas presentes. Luego de forma independiente se agrupan los clusters y se verifica si cumplen los requisitos para ser asignados como fotón o electrón. Finalmente se calibran y reconstruyen variables asociadas a los mismos de forma simultánea nuevamente.

3.1.1. Reconstrucción

La reconstrucción de electrones y fotones en el detector ATLAS se realiza utilizando un algoritmo para la reconstrucción de clusters dinámicos de tamaño variable, denominados *topo-clusters* que se agrupan además en *superclusters* [85]. Durante Run 1 el algoritmo reconstruía clusters de tamaño fijo [86–88], que si bien tenían una respuesta lineal energética y un estabilidad frente a pile-up, no permitía reconstruir eficientemente la energía de fotones *bremsstrahlung* o de electrones/positrones producto de la creación de pares. La implementación de superclusters durante el Run 2, junto con la calibración de la energía descripta en la Referencia [89] permite solucionar esto sin perder la linealidad y estabilidad de los clusters de tamaño fijo.

Topo-clusters

El algoritmo comienza buscando las celdas en el ECAL y el HCAL con una señal¹ cuatro veces mayor al ruido esperado dadas las condiciones de luminosidad y pile-up del Run 2. A partir de ellas agrega las celdas vecinas cuya señal sea dos veces mayor al ruido, que a su vez son utilizadas en la siguiente iteración del algoritmo, que se repite hasta que no haya más celdas adyacentes que cumplan este requisito. Finalmente se agregan todas las celdas vecinas a las celdas anteriores, independientemente de la intensidad de señal que tengan, formando lo que se denominan topo-clusters [88, 90]. Los topo-clusters que comparten celdas son unificados, mientras que los topo-clusters que tengan dos máximos locales son divididos. La reconstrucción de electrones y fotones comienza entonces a partir de la formación de los topo-clusters, y utiliza solo la energía de las celdas del ECAL. Para continuar se requiere que dicha energía supere los 400 MeV y que la fracción de la misma con respecto a la energía total del topo-cluster sea mayor a 0.5 (reduciendo una gran parte de los efectos del pile-up).

¹Para los topo-clusters electromagnéticos la medida de la señal se realiza en la escala electromagnética, que es la escala adecuada para medir los depósitos de energía de las partículas producidas en lluvias electromagnéticas de forma correcta

Trazas y vértices de conversión

La reconstrucción de trazas se realiza utilizando un algoritmo de búsqueda de patrones de trazas estándar [62, 91, 92] en todo el ID. A su vez, utiliza los depósitos en el ECAL que presenten una forma compatible con la de una lluvia electromagnética para definir regiones de interés. En caso de que el algoritmo anterior falle, se utiliza en estas regiones otro algoritmo de búsqueda de trazas [93], permitiendo reconstruir trazas adicionales. Luego se realiza una serie de ajustes (χ^2 [94], GSF [95]) de las trazas permitiendo obtener correctamente los parámetros que la caracterizan. Finalmente las trazas son asociadas a los topo-clusters extrapolando a la misma desde el perigeo hasta la segunda capa del ECAL. Una traza se considera asociada con un topo-cluster si $|\eta_{\text{traza}} - \eta_{\text{cluster}}| < 0.05$ y $-0.10 < q \cdot (\phi_{\text{traza}} - \phi_{\text{cluster}}) < 0.05$, donde q es la carga de la traza. A su vez, el momento de la traza es escalado para que coincida con al energía del topo-cluster asociado. Si múltiples trazas son asociadas a un mismo topo-cluster se clasifica a las mismas utilizando criterios de calidad, siendo la mejor clasificada la que se utiliza para reconstruir a los electrones.

Los vértices de conversión son reconstruidos a partir de pares de trazas con cargas de signo opuesto y consistentes con el decaimiento de una partícula sin masa. Adicionalmente se pueden reconstruir vértices de conversión a partir de una sola traza que no haya dejado señal en las capas más internas del ID. En ambos casos se busca que la traza tenga altas probabilidad de ser un electrón en el TRT [96] pero baja en el SCT. Es esperado que las trazas de los vértices de conversión estén muy cerca una de otra, en general compartiendo *hits*, haciendo que una de las trazas no llegue a reconstruirse. Para ello se utilizan trazas con requisitos de asociación a topo-clusters más relajados que los anteriormente descriptos, y con distintos criterios de ambigüedad ante solapamiento. Finalmente los vértices son asociados a los topo-clusters, y en caso de múltiples vértices asociados a un mismo topo-cluster se prioriza aquellos reconstruidos a partir de dos trazas y cuyo radio sea menor.

Superclusters

La reconstrucción de los superclusters para electrones y fotones se realiza de forma independiente y en dos etapas: primero se encuentran los topo-clusters semilla y luego se le adjuntan los topo-clusters satélites producidos generalmente por *bremstrahlung* o por la división de topo-clusters. El algoritmo comienza ordenando todos los topo-clusters por E_T , y comienza por el más energético a verificar si pasan los requerimientos para ser un topo-clusters semilla asignados para electrones o fotones. En el caso de los electrones el requisito es tener E_T mayor a 1 GeV y una traza asociada con al menos cuatro *hits* en el SCT, mientras que el de los fotones es tener E_T mayor a 1.5 GeV y ningún requisito sobre trazas o vértices de conversión. Cuando un topo-cluster pasa estos requisitos se busca sus topo-clusters satélites asociados y el mismo no puede ser utilizado como satélite en las siguientes iteraciones. Los topo-clusters satélites son aquellos que se encuentran dentro de una ventana de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.075 \times 0.125$ alrededor del centro del topo-cluster inicial.

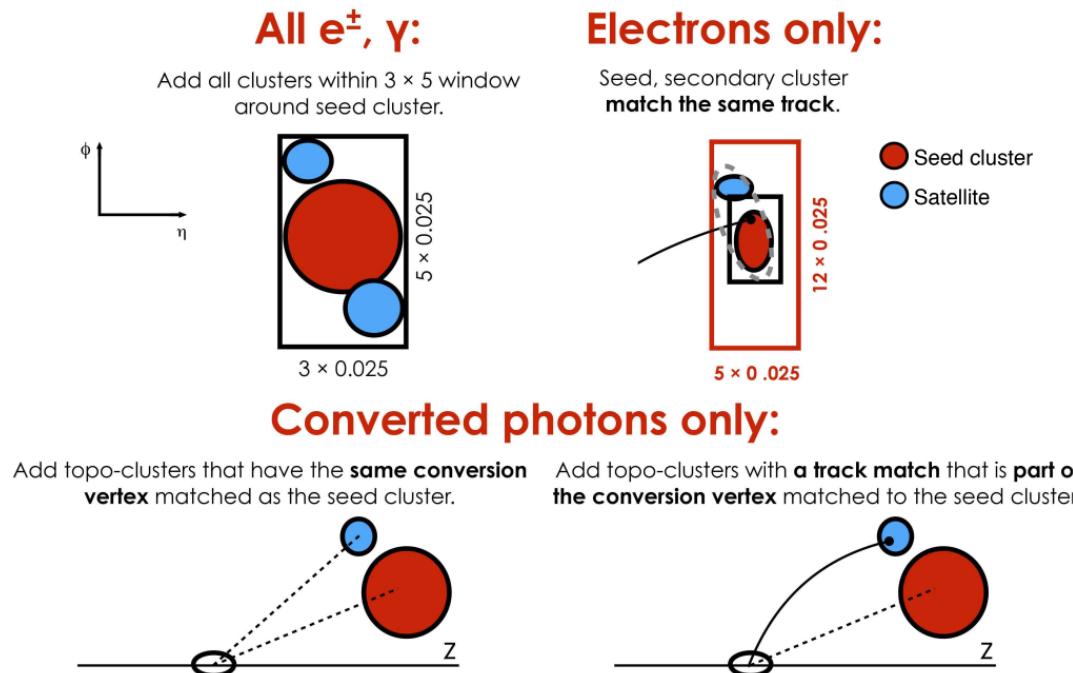


Figura 3.3: Esquema de formación de superclusters para electrones y fotones. En rojo se muestran los topo-clusters semilla, y en celeste los satélites [85].

Para electrones además se consideran topo-clusters satélites aquellos que se encuentran dentro de una ventana de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.125 \times 0.3$ cuya traza mejor ajustada coincide con la traza mejor ajustada del topo-cluster inicial. Para fotones convertidos además se consideran topo-clusters satélites aquellos que comparten el vértice de conversión con el topo-cluster inicial. El conjunto de un topo-cluster semilla junto con sus satélites asignados se denominan supercluster. En la Figura 3.3 se muestra el esquema de formación de superclusters para fotones y electrones. Para limitar la sensibilidad de los superclusters al pile-up, el tamaño de cada topo-cluster constituyente es restringido a un máximo de 0.075 (0.125) en la dirección de η en la región barrel (endcap).

Como el algoritmo se utiliza de forma independiente tanto para electrones como para fotones, puede ocurrir que un mismo supercluster se asocie tanto a un electrón como a un fotón simultáneamente. En ese caso se utilizan una serie de criterios de ambigüedad que permiten determinar si el candidato es un electrón o un fotón. En el caso que aún no pasen los criterios de ambigüedad, el candidato es guardado como electrón y fotón simultáneamente, pero marcados como ambiguos y es decisión de cada análisis incluirlos en el mismo.

Finalmente se calibra la energía de los superclusters, las trazas son nuevamente ajustadas pero ahora utilizando los superclusters anteriores, y la energía es recalibrada teniendo en cuenta este nuevo último ajuste siguiendo el procedimiento descripto en la Referencia [89].

3.1.2. Identificación

Como se mencionó anteriormente, distintos criterios de identificación son utilizados para poder discriminar los objetos prompt de aquellos que no lo son. Para ello se definen una serie de variables (*Shower shapes*) basadas en la información del calorímetro y del ID, que mediante distintas técnicas permiten la correcta identificación de los objetos. Finalmente se definen diferentes puntos de trabajo (*Working Points*, WP) que permiten mejorar la pureza de los objetos seleccionados al costo de tener una menor eficiencia de selección.

La identificación de electrones tiene como principal objetivo discriminar los electrones prompt de los fotones convertidos, de jets que depositaron energía en el ECAL y de electrones producidos en el decaimiento de hadrones de sabor pesado. Esta identificación se basa en un método de likelihood que utiliza algunas de las variables descriptas en la Tabla 3.1, y cuyas PDFs se obtienen de eventos con decaimientos de J/Ψ y Z para electrones de bajo y alto E_T respectivamente [97]. Para electrones se definen tres WPs: **Loose**, **Medium** y **Tight**, cuyas eficiencias de identificación promedio son 93 %, 88 % y 80 % respectivamente.

La identificación de fotones esta diseñada para seleccionar eficientemente fotones prompt. y rechazar los fotones falsos provenientes de jets, principalmente del decaimiento de mesones livianos ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$). La identificación se basa en una serie de cortes rectangulares sobre las variables presentes en la Tabla 3.1. Las variables que utilizan la primer capa del ECAL son esenciales para discriminar los decaimientos del π^0 en dos fotones muy colimados, ya que los depósitos de energía de este decaimiento se extienden en más celdas de este capa en comparación con el depósito de un fotón real. En la Figura 3.4 se puede observar la comparación de ambos procesos. Para la identificación de fotones también se definen tres WPs: **Loose**, **Medium** (empleado solamente en la reconstrucción en el HLT) y **Tight**, cada uno inclusivo con respecto al anterior, y en la Tabla 3.1 se muestran las variables empleadas por cada uno de ellos. En la Figura 3.5 se observa un esquema de algunas de las variables empleadas. Como los depósitos de energía varían debido a la geometría del calorímetros, los tres WPs fueron optimizados para diferentes valores de $|\eta|$, y adicionalmente la selección **Tight** fue optimizada para distintos valores de E_T . Los depósitos de energía de los fotones convertidos difiere de los no convertidos, debido a la separación angular entre el e^- y el e^+ que se amplifica por el campo magnético, y debido a la interacción de los pares con capas más altas del calorímetro, permitiendo optimizar la selección **Tight** de forma separada para fotones convertidos de los no convertidos. Esto no fue posible para las selecciones **Loose** y **Medium** ya que la información que utilizan no permite saber si un fotón es convertido o no. La optimización fue realizada a bajo E_T utilizando simulaciones de decaimientos radiativos del bosón Z junto con datos con eventos con bosones Z , y a alto E_T con simulaciones de producción de fotones inclusiva y jets. La eficiencia de identificación para la selección **Tight** supera el 80 % para fotones con $E_T > 20$ GeV [85].

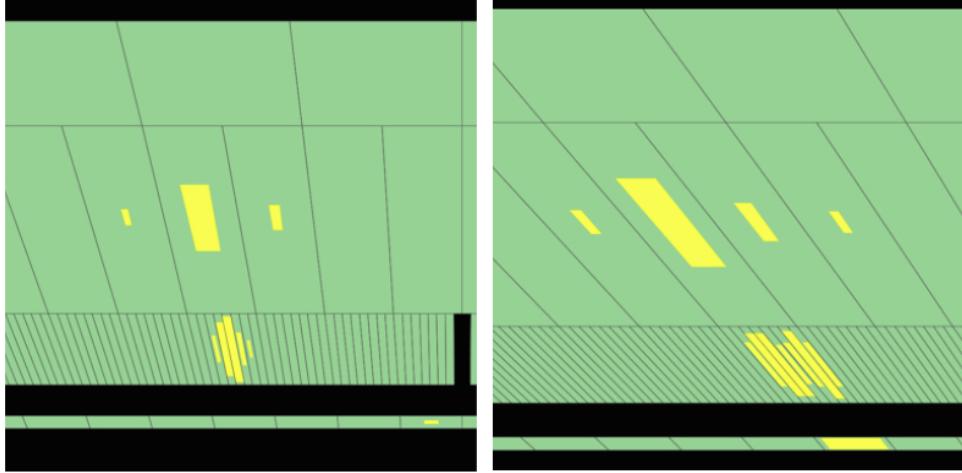


Figura 3.4: Depósitos de energía característicos de un fotón aislado (izquierda) y un π^0 (derecha) [98].

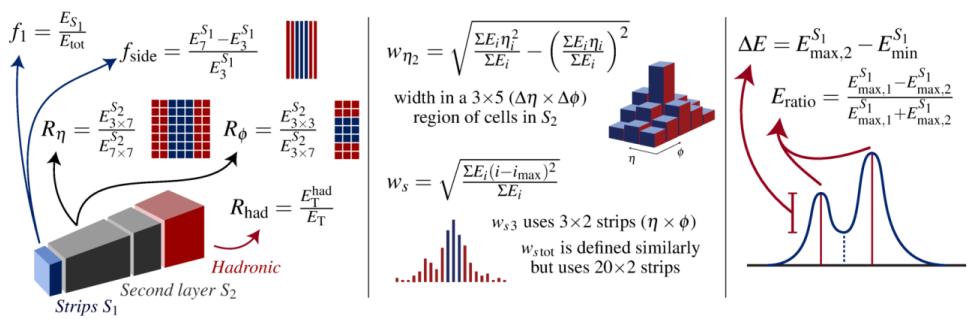


Figura 3.5: Esquema de algunas de las variables empleadas para la identificación de fotones. $E_C^{S_N}$ representa la energía en la capa N del ECAL en un cluster C [92].

Tabla 3.1: Variables utilizadas en la definición de los WPs de identificación de fotones, **Loose** (L), **Medium** (M) y **Tight** (T). La identificación de electrones utiliza, además de algunas de estas, variables adicionales que no se muestran en la tabla. Para las variables de la primer capa del ECAL, si el cluster tiene más de una celda en la dirección de ϕ a un dado η , las dos celdas más cercanas en ϕ al baricentro del cluster son combinadas y las variables se consideran utilizando esa celda combinada.

Categoría	Nombre	Descripción	L	M	T
Fuga hadrónica	R_{had_1}	Fracción de E_T en la primer capa del HCAL con respecto al E_T total del cluster (para $ \eta < 0.8$ y $ \eta > 1.37$)	✓	✓	✓
	R_{had}	Fracción de E_T en el HCAL con respecto al E_T total del cluster (para $0.8 < \eta < 1.37$)	✓	✓	✓
2^{da} capa del ECAL	$w_{\eta 2}$	Ancho lateral de la lluvia: $\sqrt{\frac{\sum E_i \eta_i^2}{\sum E_i} - (\frac{\sum E_i \eta_i}{\sum E_i})^2}$, donde la suma es calculada en una ventana de 3×5 celdas	✓	✓	✓
	R_η	Fracción de la suma de las energías contenida en un rectángulo de $\eta \times \phi = 3 \times 7$ celdas con respecto a un rectángulo 7×7 celdas, ambos centrados en la celda más energética	✓	✓	✓
	R_ϕ	Fracción de la suma de las energías contenida en un rectángulo de $\eta \times \phi = 3 \times 3$ celdas con respecto a un rectángulo 3×7 celdas, ambos centrados en la celda más energética	✗	✗	✓
1 ^{er} capa del ECAL	E_{ratio}	Fracción entre la diferencia de energías del máximo depósito y el segundo, y la suma de ambos	✗	✓	✓
	$w_{s \text{ tot}}$	Ancho lateral total de la lluvia: $\sqrt{\frac{\sum E_i (i - i_{\text{máx}})^2}{\sum E_i}}$, donde la suma se realiza sobre todas las celdas contenidas en una ventana de $\Delta\eta \approx 0.0625$ e $i_{\text{máx}}$ es la celda con mayor energía	✗	✗	✓
	$w_{s 3}$	Ancho lateral de la lluvia: $\sqrt{\frac{\sum E_i (i - i_{\text{máx}})^2}{\sum E_i}}$, donde la suma se realiza sobre todas las celdas contenidas en una ventana de tres celdas alrededor de la celda de mayor energía, $i_{\text{máx}}$	✗	✗	✓
	f_{side}	Fracción de energía fuera de un núcleo con tres celdas centrales y dentro de siete celdas	✗	✗	✓
ΔE_s		Diferencia entre la energía de la celda asociada con el segundo máximo, y la energía reconstruida en la celda con el valor menor entre el primer y segundo máximo	✗	✗	✓
	f_1	Fracción de energía medida en la primer capa del ECAL con respecto a la energía total del cluster electromagnético	✗	✗	✓

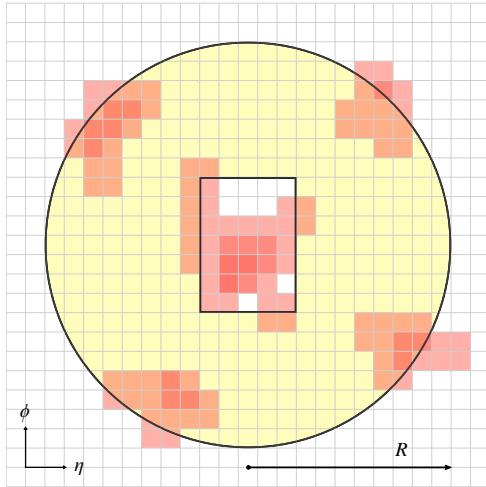


Figura 3.6: Esquema del cono utilizado para el cálculo de la variable de aislamiento calorimétrico.

3.1.3. Aislamiento

Criterios de aislamiento se pueden aplicar sobre los fotones y electrones para aumentar aún más calidad de selección de los mismos. A su vez, la presencia de otros objetos cerca del fotón o el electrón puede interferir en la correcta reconstrucción de las variables cinemáticas del mismo, como su energía. El aislamiento de estos objetos se puede cuantizar definiendo variables no solo para los depósitos de energía, sino también para las trazas.

La variable de aislamiento calorimétrico [62] ($E_T^{\text{cone}X}$) se define entonces como la suma de la energía transversa de todas las celdas contenidas en un cono centrado en el topo-cluster, y cuyo radio ΔR^2 (en el plano $\eta - \phi$) es igual a $X/100$. La contribución energética del objeto a aislar se sustrae ignorando las celdas contenidas en un rectángulo en el centro del cono, y cuyos lados miden $\Delta\eta \times \Delta\phi = 5 \times 7$ como muestra la Figura 3.6. Las filtraciones energéticas del candidato fuera del rectángulo son tenidas en cuenta junto con los efectos de pile-up [99]. Para electrones se utiliza un cono de radio $\Delta R = 0.2$ ($E_T^{\text{cone}20}$), mientras que para fotones se utiliza uno de $\Delta R = 0.2$ ($E_T^{\text{cone}20}$) o $\Delta R = 0.4$ ($E_T^{\text{cone}40}$) dependiendo del WP.

La segunda variable de aislamiento se obtiene en base a las trazas de los objetos reconstruidos ($p_T^{\text{cone}XX}$), se define como la suma del momento transverso de todas las trazas contenidas dentro de un cono centrado en la traza del electrón o en la dirección del cluster del fotón convertido. La traza asociada al electrón o al fotón convertido son excluidas de esta suma, al igual que aquellas que no pasen una serie de criterios de calidad mínima. Como los electrones producidos en el decaimiento de partículas pesadas pueden estar en cercanía de otras partículas, la variable de aislamiento de trazas utiliza un cono de radio variable, cuyo tamaño se reduce a alto p_T . La variable se denomina $p_T^{\text{varcone}XX}$ donde XX

² $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$

Tabla 3.2: Definición de algunos de los WPs de aislamiento para fotones y electrones. En particular los mostrados se definen a partir de cortes fijos en las variables (*fixed cuts*).

Objeto	Working Point	Aislamiento calorimétrico	Aislamiento de trazas
Fotón	FixedCutTight	$E_T^{\text{cone}40} < 0.022 \times E_T + 2.45 \text{ GeV}$	$p_T^{\text{cone}20}/E_T < 0.05$
	FixedCutTightCaloOnly	$E_T^{\text{cone}40} < 0.022 \times E_T + 2.45 \text{ GeV}$	-
Electrón	FCLoose	$E_T^{\text{cone}20}/p_T < 0.2$	$p_T^{\text{varcone}20}/p_T < 0.15$
	FCHighPtCaloOnly	$E_T^{\text{cone}20} < \max(0.015 \times p_T, 3.5 \text{ GeV})$	-

es el radio máximo utilizado, que para el caso de los electrones es $\Delta R_{\text{máx}} = 0.2$ ($p_T^{\text{varcone}20}$). En el caso de los fotones el radio del cono mide $\Delta R = 0.2$ ($p_T^{\text{cone}20}$).

A partir de estas variables se definen distintos WPs de aislamiento de electrones dependiendo de si se desea mantener constante la eficiencia o si se desea aplicar cortes fijos en las variables de aislamiento. Un ejemplo de WP de aislamiento para electrones es el **FixedCutLoose** con una eficiencia de selección mayor a 90 % para electrones con $E_T > 10 \text{ GeV}$ [85]. En el caso de fotones también se definen distintos WPs que pueden no utilizar todas las variables de aislamiento, como el caso del WP **FixedCutTightCaloOnly** que solo utiliza un corte en la variable $E_T^{\text{cone}40}$. Las definiciones de los distintos WPs de interés para esta tesis se listan en la Tabla 3.2. Es común definir las siguientes variables de aislamiento basadas en los WPs:

$$\begin{aligned} E_T^{\text{iso}} &= E_T^{\text{cone}40} - 0.022 \times E_T - 2.45 \text{ GeV} \\ p_T^{\text{iso}} &= p_T^{\text{cone}20}/E_T < 0.05 \end{aligned} \quad (3.1)$$

Quedando por ejemplo el WP **FixedCutTight** como $E_T^{\text{iso}} < 0 \text{ GeV}$ y $p_T^{\text{iso}} < 0.05$.

3.2. Muones

Las partículas que interactúan electromagnéticamente pierden energía por radiación de frenado al atravesar la materia. El muon tiene una masa de aproximadamente 200 veces la masa del electrón, lo que reduce enormemente la energía que pierde en su trayecto, a diferencia de los electrones que pueden ser totalmente absorbidos en el ECAL. A su vez, como el muón no interactúa mediante la fuerza fuerte, tampoco puede ser absorbido en el HCAL. Lo que lo convierte en prácticamente la única partícula detectable capaz de escapar de los calorímetros, y llegar a la parte más externa donde se encuentra justamente el Espectrómetro de Muones (donde tampoco son absorbidos). Lo mismo ocurre con los muones provenientes de los rayos cósmicos en la atmósfera, que logran atravesar la superficie terrestre y llegar a ser detectados de la misma forma. Estos eventos pueden ser caracterizados debido a que en general están alejados del punto de interacción, y además la trayectoria de los mismos va desde la parte externa del detector hasta la más interna.

La reconstrucción de muones se realiza de forma independiente en el detector interno y en el espectrómetro de muones. La información de los distintos subdetectores,

que incluye a los calorímetros, se combina para formar a los objetos finales utilizados en los análisis [100]. La reconstrucción en el ID se realiza de la misma forma que con cualquier otra partícula cargada [91, 101]. La reconstrucción en el MS comienza con una búsqueda de patrones de *hits* para definir segmentos en cada cámara de muones, que luego son combinados con un ajuste de χ^2 global. Luego se combina la información del ID, MS y los calorímetros, utilizando una serie de algoritmos que definen 4 tipos de muones dependiendo del subdetector que se utilizó en la reconstrucción:

- Muones Combinados (CB): reconstruidos en el ID y el MS de forma independiente, y luego mediante un ajuste se reconstruye una traza combinada.
- Muones Segmentados (ST): trazas del ID que al extrapolarlas al MS tienen asociadas un segmento en el MDT o el CSC. Se definen principalmente para reconstruir aquellos muones de bajo p_T o que atraviesan las regiones del MS con baja aceptancia.
- Muones Calorimétricos (CT): trazas del ID que están asociadas a depósitos de energía en el calorímetro compatibles con una partícula mínimamente ionizante. Este tipo de muones son los de menor pureza pero permite detectarlos en regiones donde el MS está parcialmente instrumentado.
- Muones Extrapolados (ME): reconstruidos utilizando solo el MS y requiriendo que hayan dejado traza en la región *forward* además de una mínima compatibilidad con el punto de interacción. Se definen principalmente para extender la aceptancia a la región $2.5 < |\eta| < 2.7$ donde el ID no llega a cubrir.

En caso de solapamiento entre los distintos tipos de muones se resuelve teniendo prioridad por los CB, luego por los ST y finalmente por los CT. Para los ME se priorizan aquellos muones con mejor calidad en el ajuste de la traza y mayor cantidad de *hits*.

La identificación de muones se realiza con el objetivo de discriminar muones prompt. de aquellos producidos principalmente en el decaimientos de piones y kaones, manteniendo una alta eficiencia y garantizando una medida robusta de su momento. Los muones producidos en el decaimiento de hadrones cargados dejan una traza en el ID con una topología enroscada que genera discrepancias entre el momento reconstruido en el ID y el reconstruido en el MS. La identificación se realiza aplicando una serie de cortes en diferentes variables [100] obtenidas a partir del estudio de simulaciones de producción de pares de quarks top. Se definen cuatro WPs, **Loose**, **Medium**, **Tight**, y **High-pT**, para satisfacer las necesidades de los distintos análisis. Por ejemplo, la selección **Loose** está optimizada para reconstruir candidatos del decaimiento del bosón de Higgs, la selección **Medium** es la selección más genérica para todos los análisis, y la selección **High-pT** está orientada a búsquedas de resonancias de alta masa del Z' y W' [102–105].

Finalmente se definen criterios de aislamiento que permiten distinguir aquellos muones producidos en los decaimientos de los bosones Z , W y Higgs que en general se producen de forma aislada, de aquellos producidos en los decaimientos semi-leptónicos que quedan embebidos en los jets. Para ello se definen diferentes WPs, utilizando las mismas

Tabla 3.3: Definición de algunos de los WPs de aislamiento para muones.

WP	Aislamiento calorimétrico	Aislamiento de trazas
FixedCutTight	$E_T^{\text{cone}20}/p_T < 0.06 \text{ GeV}$	$p_T^{\text{varcone}30}/p_T < 0.06$
FixedCutLoose	$E_T^{\text{cone}20}/p_T < 0.3 \text{ GeV}$	$p_T^{\text{varcone}30}/p_T < 0.15$

variables de aislamiento calorimétrico y de trazas utilizadas para fotones y electrones ($p_T^{\text{varcone}30}$ y $E_T^{\text{cone}20}$). Algunos WPs de interés para esta tesis están listados en la Tabla 3.3.

3.3. Jets

Como se mencionó en la Sección 1.1.4, debido al confinamiento de color los quarks o gluones, que tienen carga de color no nula, estos no pueden existir libres en la naturaleza. Al producirse quarks o gluones en la colisión estos crean nuevas partículas de color para generar partículas de carga de color nula. Este proceso que se denomina hadronización y produce en el detector un jet de partículas de forma similar a un cono alrededor de la partícula inicial. Como los jets están compuestos de un número elevado de partículas que a su vez dejan trazas y deposiciones de energía, es necesario utilizar algoritmos especiales que permitan reagrupar a todas esas señales en su respectivo jet de forma correcta. Existen dos técnicas para la reconstrucción de los jets, denominadas **EMTopo** y **PFlow**, las cuales hacen uso de distinta información del detector para llevarla a cabo.

La reconstrucción de los **EMTopo** jets comienza a partir de los depósitos de energía en el calorímetro generando topo-clusters de la misma forma que para electrones y fotones³ [88]. Luego, los topo-clusters son combinados mediante un algoritmo denominado *anti- k_t* [106] que realiza los siguientes pasos:

- Calcula la ‘distancia’ de todos los topo-clusters entre sí, y de cada topo-cluster con el haz:

$$d_{ij} = \min(p_{T,i}^{-2}, p_{T,j}^{-2}) \frac{\Delta_{ij}^2}{R^2} \quad (3.2)$$

$$d_{iB} = p_{T,i}^{-2} \quad (3.3)$$

Donde $\Delta_{ij}^2 = \Delta\phi_{ij}^2 + \Delta\eta_{ij}^2$ y R es un parámetro que asociado al radio del cono del jet a reconstruir, cuyo valor para el actual análisis es de 0.4

- Si el mínimo entre todas las distancias anteriormente calculadas es d_{iB} , se clasifica al topo-cluster i como un jet, y se lo descarta de sucesivas iteraciones

³En este caso los jets pueden ser calibrados tanto en la escala electromagnética como en la hadrónica (escala LCW), la cual tiene en cuenta las diferencias entre las interacciones electromagnéticas y hadrónicas en el detector ATLAS

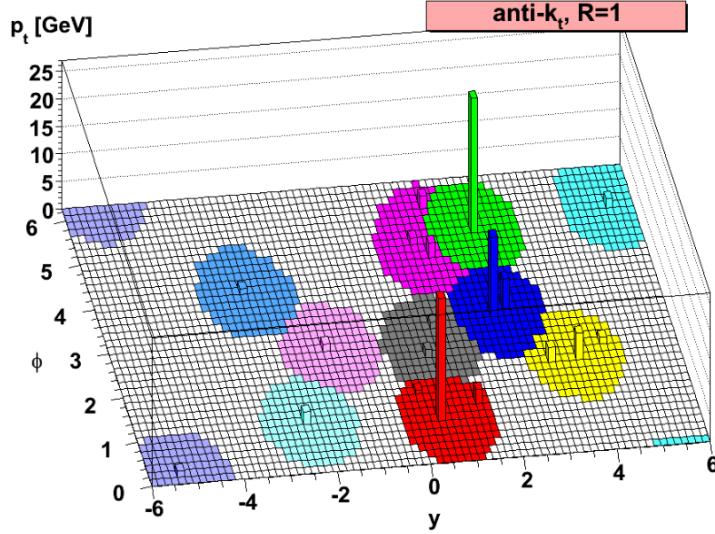


Figura 3.7: Esquema de agrupamiento de topo-clusters realizado por el algoritmo *anti- k_t* [106].

- Si el mínimo entre todas las distancias anteriormente calculadas es d_{ij} , los topo-cluster i y j son combinados, se vuelven a calcular todas las distancias con este nuevo topo-cluster y se itera nuevamente

Este algoritmo tiende a unificar las partículas *soft* con las *hard* y separar a las partículas *hard* entre sí, formando conos de radio R que van a resultar útiles para determinar el solapamiento con otros objetos reconstruidos del evento. La Figura 3.7 muestra esquemáticamente como el algoritmo *anti- k_t* tiende a agrupar los distintos topo-clusters. Jets provenientes de quarks o gluones son llamados en general *small-R* jets y se utiliza un $R = 0.4$ para su reconstrucción. En cambio, los jets que representan partículas masivas decayendo hadrónicamente son llamados *large-R* y utilizan un $R = 1$. Esto ayuda a incluir en el cono la mayoría de las partículas producto de su decadimento, con la desventaja de ser muy sensible al pile-up que modifica la geometría del mismo.

A continuación los jets pasan por una serie de correcciones y calibraciones antes de reconstruir el objeto final para los análisis. Primero se remueve la contribución por pile-up, en el caso de los *large-R* jets afecta principalmente a las distribuciones angulares que son necesarias para la reconstrucción de su masa invariante, y se remueve utilizando una técnica denominada *grooming* descripta en la Referencia [107]. Para los *small-R* jets primero se realiza una corrección del origen de su vértice y luego se suprime la contribución por pile-up utilizando métodos que tienen en cuenta la densidad de energía de pile-up [108] junto con variables asociadas a las trazas y al vértice primario [109]. A continuación se calibra la energía del jet utilizando simulaciones de MC. Esto es necesario debido a que gran parte del jet es invisible al detector, por ejemplo cuando el jet se encuentra en las zonas del mismo donde la sensibilidad es baja. Adicionalmente, las lluvias hadrónicas producto de las interacciones fuertes producen generalmente la creación de piones. Esto se lleva a cabo mediante la división de los núcleos, la cual requiere una energía de ligadura

que escapa a la detección. Para todo ello se tiene en cuenta la escala de energía del jet (*Jet Energy Scale*, JES) [110] obtenida a partir de simulaciones de MC. Se calcula entonces un factor de respuesta en bines de $|\eta|$ y p_T , que al aplicarlo a los datos corrige la energía de los jets. Para los *large-R* jets se aplica a su vez una corrección similar en la masa necesaria para la correcta reconstrucción de su masa invariante. Los *small-R* jets por su parte pasan por una calibración (*Global Sequential Calibration*, GSC) que mejoran la resolución de energía del jet (*Jet Energy Resolution*, JER). Finalmente se realiza una corrección basada en datos y aplicada exclusivamente a los mismos. Para reducir el número de jets con una fracción de energía considerable proveniente del pile-up, se hace uso del algoritmo *Jet Vertex Tagger* (JVT) [111]. El mismo reconstruye un discriminante multivariable, que combina entre otras cosas la *Jet Vertex Fraction* (JVF, fracción de momento entre las trazas asociadas a un jet que provienen de un vértice, y la totalidad de las trazas) y el número de vértices primarios del evento (N_{Vtx}). En particular, jets con una gran componente de trazas provenientes del pile-up tienen menos probabilidad de pasar los requisitos del JVT.

La técnica de PFlow jets [112] combina las medidas en el detector de trazas y el calorímetro para agruparlas en la detección de una sola partícula. Para ellos hace uso de que la resolución en energía del detector interno es mejor que la del calorímetro, sumado a que el umbral de energía mínima para la reconstrucción de una traza (400MeV), es menor que la requerida para la de los topo-clusters, incrementando así la aceptancia del detector. El algoritmo entonces remueve durante la reconstrucción del jet la energía en el calorímetro proveniente de hadrones cargados, y usa en cambio el momento medido por el detector interno. Esto mejor la eficacia de la medida de los hadrones cargados, reteniendo solo las medidas calorimétricas de partículas neutras. Inclusive con este método, es posible restar las trazas provenientes del pile-up, sabiendo que las mismas no provienen del mismo vértice. A altas energías, la resolución del calorímetro supera al del detector interno, y la reconstrucción se realiza combinando ambas medidas. La región $|\eta| > 2.5$ pierde la cobertura del detector interno, y solo topo-clusters son empleados para la reconstrucción de jets. El método de PFlow jets ha mostrado mejoras en la reconstrucción de jets [112], principalmente para aquellos con bajo p_T , y en la reconstrucción de E_T^{miss} [113], con mejoras al término *soft* del mismo.

3.3.1. Jets provenientes de quarks bottom (*b*-jets)

Los decaimientos de los hadrones pesados están gobernados principalmente por el hadrón más pesado en la cascada del decaimiento. Un hadrón *b* generalmente decae a través de una cascada a un hadrón *c*, que a su vez decae a un hadrón *s*, etc. Esto genera la existencia de múltiples vértices, que junto con la información de las trazas y la elevada vida media de los hadrones *b*, son utilizados por distintos algoritmos para poder distinguir los hadrones *b* de hadrones con sabores más livianos (*b-tagging*). Algunos ejemplos de algoritmos [114] son el MV2 basado en un *boosted decision tree* y compuesto de clasificadores de bajo nivel, y el DL1r [115, 116] basado en una red neuronal profunda que integra múltiples clasificadores de bajo nivel. Para cada algoritmo se definen WPs con distintas eficiencias de selección, que a mayor eficiencia mayor es la probabilidad de

identificar otros tipos de jets erróneamente como b -jets. Con el WP de 77% del algoritmo MV2 (DL1) 1 de cada 5 (5) c -jets, 1 de cada 15 (14) τ -jets y 1 de cada 110 (130) jets livianos son identificados erróneamente como b -jets [114].

3.4. Energía transversa faltante

El momento transverso faltante es una variable que se utiliza como análogo al momento de las partículas que prácticamente no interactúan con el detector, por ejemplo neutrinos o partículas más allá del SM, ya que estas naturalmente no pueden ser medidas por ninguno de los subdetectores. El momento en la dirección del haz que acarrea cada partón previo a la colisión es desconocido, pero en la dirección transversa al haz se puede considerar que es nulo. Por conservación del momento se puede deducir que luego de la colisión la suma de los momentos en el plano transverso de todas las partículas producidas debería ser nulo, y en caso de no serlo puede ser un indicio de una partícula que escapó la detección. La reconstrucción del momento transverso faltante se basa en esta conservación y se define como menos la suma de los momentos transversos de todas las partículas observadas en el evento. En esta suma se incluyen los electrones, muones, fotones, taus decayendo hadrónicamente y jets reconstruidos con los métodos descriptos en las secciones anteriores. Además se incluye un término (*soft*) que tiene en cuenta el momento en la traza de las partículas que dejaron señal en el ID pero que no llegaron a reconstruirse. Quedando la definición del vector momento transverso faltante como [117]:

$$\mathbf{E}_T^{\text{miss}} = - \sum_i \mathbf{p}_T^{e_i} - \sum_i \mathbf{p}_T^{\gamma_i} - \sum_i \mathbf{p}_T^{\tau_i} - \sum_i \mathbf{p}_T^{j_i} - \sum_i \mathbf{p}_T^{\mu_i} - \sum_i \mathbf{p}_T^{\text{Soft}_i} \quad (3.4)$$

En general no se utilizan las componentes de este vector sino que se utiliza su módulo (E_T^{miss}) y su ángulo (ϕ^{miss}), y cuando se menciona al momento transverso faltante se está haciendo referencia a su módulo. Cabe aclarar que esta definición introduce un sesgo a tener E_T^{miss} no nula en eventos donde no se produjo ninguna partícula no interactuante, debido a la incorrecta o insuficiente reconstrucción de todos los objetos presentes en el evento. Este tipo de E_T^{miss} se denomina instrumental, y tiene un rol importante en los procesos de fondo descriptos en el presente trabajo.

Como la reconstrucción se realiza de forma independiente para cada objeto, puede ocurrir que dos objetos distintos comparten algunas celdas calorimétricas. Para evitar el doble conteo, se define el siguiente orden de prioridad: electrones, fotones, taus y jets [118, 119]. Si alguna de estas partículas comparte celdas con otra de una prioridad mayor, la misma se elimina del cálculo de E_T^{miss} . Los muones son principalmente reconstruidos en el ID y el MS, por lo que el solapamiento con las demás partículas es mínimo y salvo algunos casos particulares ninguno es descartado. Muones no aislados que se solapan con los jets, jets que se solapan mínimamente con otros objetos, o jets reconstruidos a partir de un depósito de energía de muones o de pile-up tienen un tratamiento especial descripto en la Referencia [117]. En el término *soft* se incluyen solamente aquellas trazas provenientes del vértice principal que no estén asociadas las partículas anteriormente seleccionadas. Los

depósitos de partículas neutras *soft* no se incluyen en este término ya que en su mayoría son producto del pile-up y su inclusión reduce el desempeño en la reconstrucción de E_T^{miss} .

Para que los objetos sean considerados en el cálculo de E_T^{miss} deben cumplir diferentes requisitos mínimos, que son agrupados en una serie de WPs, dependiendo también si es emplearon EMTopo o PFlow jets. Algunas de las selecciones comunes se resumen a continuación:

- Electrones: identificación **Medium** con $p_T > 10 \text{ GeV}$ y $|\eta| < 1.37$ o $1.52 < |\eta| < 2.47$.
- Fotones: identificación **Tight** con $p_T > 25 \text{ GeV}$ y $|\eta| < 1.37$ o $1.52 < |\eta| < 2.47$.
- Muones: identificación **Medium** con $p_T > 10 \text{ GeV}$ y $|\eta| < 2.7$.
- Jets: $p_T < 60 \text{ GeV}$ y $|\eta| < 4.5$, o $20 \text{ GeV} < p_T < 60 \text{ GeV}$ y $2.4 < |\eta| < 4.5$, o $20 \text{ GeV} < p_T < 60 \text{ GeV}$ y $|\eta| < 2.4$ y $\text{JVT} > 0.59$.
- Trazas: $p_T > 400 \text{ MeV}$ y $|\eta| < 2.5$ asociadas al vértice primario, pero no asociadas a ningún objeto.

Capítulo 4

Eficiencia del trigger de fotones

En la Sección 2.5 se detalló el funcionamiento del sistema de trigger y su importancia para los distintos análisis que se realizan dentro de la colaboración. La medida precisa de la eficiencia de los triggers es empleada para tener conocimiento del rendimiento de los mismos y poder entonces determinar la aceptancia de los análisis físicos de interés que involucran cada uno de los triggers utilizados. En este Capítulo se discute en particular la medida de la eficiencia de los triggers de fotones, que son de especial importancia para esta tesis, y a su vez se detalla el cálculo de los factores de escala asociados a dichas eficiencias. El método empleado se basa una muestra de datos con fotones de alta pureza seleccionados a partir de eventos con bosones Z que decaen radiativamente. Este método se utiliza para la medida de la eficiencia de triggers con fotones de bajo E_T , debido a la baja estadística de la muestra cuando los fotones tienen $E_T > 60$ GeV. Complementariamente, para triggers con fotones de mayor E_T , se utiliza otro método denominado *Bootstrap*, que tiene una mayor estadística en ese rango a costa de una menor pureza, el cual no es descripto en esta Tesis.

La medida de la eficiencia de los triggers de fotones y el cálculo de sus factores de escala fueron parte de una cualificación de la colaboración de ATLAS para ser miembro autor de la misma. Tales resultados son empleados por todos los análisis que usen los triggers de fotones primarios para la selección de eventos.

4.1. Reconstrucción de fotones en el trigger

La reconstrucción de fotones [120] (y de forma similar la de electrones) en el trigger comienza en el L1 con la construcción de regiones de interés (RoIs) utilizando sólo la información del calorímetro. A partir de esas RoIs el HLT ejecuta algoritmos de reconstrucción rápida que utilizan adicionalmente información del detector interno dentro de la RoI, permitiendo una selección e identificación inicial de fotones junto con un temprano rechazo de fondo. En el caso de que el candidato cumpla los requisitos de selección rápidos se ejecuta a continuación los algoritmos de precisión, que utilizan información adicional en regiones del detector fuera de la RoI. Estos algoritmos son similares a los utilizados en

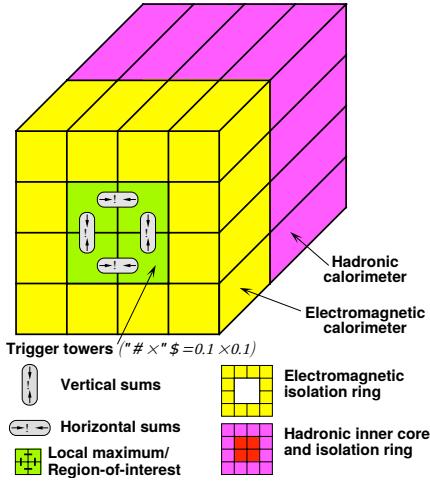


Figura 4.1: Esquema de torre de trigger empleada por los algoritmos del L1 [64].

la reconstrucción offline con la diferencia de que no reconstruyen superclusters de fotones. Utilizando sólo la información del calorímetro es suficiente para tener una alta eficiencia por lo que los mismos son reconstruidos bajo la hipótesis de que no son convertidos, no se reconstruyen trazas ni se aplican criterios de ambigüedad con los electrones, reduciendo notablemente el consumo de CPU. A continuación se detallan los mecanismos realizados en ambas etapas del trigger.

Reconstrucción de fotones en el L1

Los triggers del L1 utilizan la información del calorímetro en la región central ($|\eta| < 2.5$) para construir las RoIs, que consisten en torres (*trigger towers*) de 4×4 celdas del calorímetro de 0.1×0.1 en η y ϕ . Un algoritmo (*sliding-window* [88]) busca los conjuntos de celdas de 2×2 cuya suma de energía transversa de uno de los cuatro posibles pares de celdas vecinas más cercanas (1×2 o 2×1) supere el umbral de energía que define al trigger. La Figura 4.1 muestra un esquema de una torre de trigger que emplea dicho algoritmo, mientras que en la Figura 2.12 se detalla la región del ECAL que representa una torre del trigger.

Este umbral puede depender de η con una granularidad de 0.1, en general variando entre -2 GeV y 3 GeV con respecto al umbral nominal, y en ese caso se agrega una letra 'V' al final del nombre del trigger. A su vez se puede aplicar un rechazo de actividad hadrónica, donde se descarta al candidato si la suma de energía transversa de las celdas en el calorímetro hadrónico de la ventana de 2×2 es mayor a 1 GeV y supera $E_T/23\text{ GeV} - 0.2\text{ GeV}$. En ese caso se agrega una 'H' al final del nombre del trigger. Finalmente se puede incluir requisitos de aislamiento que rechazan a los candidatos si la suma de la energía transversa en las 12 celdas alrededor de la ventana de 2×2 es mayor a 2 GeV y supera $E_T/8\text{ GeV} - 1.8\text{ GeV}$, agregando una 'I' al nombre del trigger. Por ejemplo, el trigger L1_EM20VHI tiene un umbral de 20 GeV variable en η y utiliza el rechazo hadrónico y la selección de aislamiento. Tanto el rechazo hadrónico como la selección de aislamiento se

aplican solamente a triggers con umbral mayor a 50 GeV.

Reconstrucción de fotones en el HLT

La reconstrucción en el HLT comienza aplicando algoritmos de reconstrucción rápida para reconstruir clusters con las celdas de las RoIs obtenidas en el L1. Para acelerar el proceso estos algoritmos solo utilizan la segunda capa del calorímetro electromagnético para encontrar la celda con mayor energía transversa de la RoI (semilla). La posición del cluster se obtiene calculando el promedio de las posiciones pesadas por la energía dentro de una ventana de 3×7 ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.075 \times 0.175$) centrada en la celda semilla. Para calcular la energía acumulada en todas las capas del calorímetro se utiliza una ventana de 3×7 ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.075 \times 0.175$) en la región barrel y una ventana de 5×5 ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.125 \times 0.125$) en el endcap. Adicionalmente se realizan correcciones basadas en los algoritmos de reconstrucción que mejoran la resolución de la posición y energía del cluster. En esta etapa se realizan selecciones solamente basadas en la energía transversa del cluster y en los parámetros R_{had} , R_η y E_{ratio} .

Si el candidato pasa la selección anterior se utiliza una región levemente mayor a la RoI para ejecutar los algoritmos de precisión. Estos algoritmos son los mismos empleados en la reconstrucción offline [88] para construir el clusters y técnicas multivariable [89] para hacer correcciones en su energía. La identificación online de fotones utiliza las mismas variables discriminatorias que en la reconstrucción offline, definiendo tres WPs: **Loose**, **Medium** (empleado solamente en el HLT), y **Tight**. Adicionalmente es posible incluir requisitos de aislamiento calorimétrico utilizando topo-clusters, de forma similar a la reconstrucción offline. Para ello se reconstruye la totalidad de los topo-clusters presentes en el evento para calcular la densidad de energía del evento en el HLT, necesaria para sustraer el ruido de la señal en el cono de aislamiento. El cono se construye con un radio de $\Delta R < 0.2$ (0.4) alrededor del candidato para el punto de trabajo de aislamiento **Very-Loose** (**Tight**), denotado en el nombre del trigger como **icalovloose** (**icalotight**). Un fotón en el HLT se considera aislado si la fracción entre la energía transversa del topo-cluster y la del candidato es menor a 10% (3% con un corrimiento de energía de 2.45 GeV similar al de la Tabla ??). La reconstrucción de los topo-clusters del evento se realiza una sola vez en el evento y es utilizado por todos los triggers, inclusive aquellos que no utilizan fotones.

4.2. Nomenclatura y trigger primarios de fotones

A continuación se describe convención de nombres de triggers utilizada en el detector ATLAS. El nivel del trigger puede ser tanto L1 como HLT. La multiplicidad representa la cantidad de objetos que pretende seleccionar el trigger con esos mismo requisitos. Los posibles tipos de objetos para los triggers de fotones pueden ser ‘EM’ en el

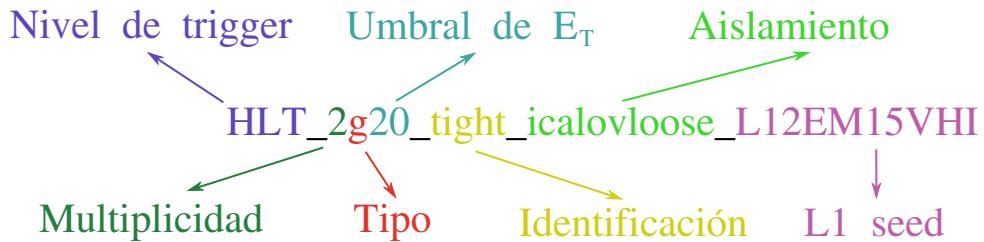


Figura 4.2: Convención para la nomenclatura de los triggers en ATLAS.

Tabla 4.1: Triggers principales de fotones utilizados a lo largo de cada año durante el Run 2.

Tipo de trigger	2015	2016	2017-2018
L1 simple	<code>L1_EM20VH</code>		<code>L1_EM22VHI</code>
L1 doble	<code>L1_2EM10VH</code>	<code>L1_2EM15VH</code>	<code>L1_2EM15VHI</code>
Primario simple	<code>HLT_g120_loose</code>		<code>HLT_g140_loose</code>
Primario doble	<code>HLT_g35_loose_g25_loose</code>		<code>HLT_g35_medium_g25_medium</code>
Loose doble	-		<code>HLT_2g50_loose</code>
Tight doble	<code>HLT_2g20_tight</code>	<code>HLT_2g22_tight</code>	<code>HLT_2g20_tight_icalovloose</code>

caso de triggers del L1 y ‘g’ para el HLT. En el caso de triggers del L1 es posible que incluyan los requisitos ‘I’, ‘H’ o ‘V’ descriptas anteriormente. Los triggers compuestos por la disyunción de otros dos trigger, incluyen ambas componentes en el nombre sucesivamente. Finalmente en los requisitos adicionales se incluye la identificación, y en caso de haber requisito de aislamiento se agrega a continuación. Opcionalmente para los HLT triggers se puede explicitar el trigger del L1 que se utilizó como semilla. En la Figura 4.2 se muestra un ejemplo de nomenclatura para el trigger `HLT_2g20_tight_icalovloose_L12EM15VHI`, el cual representa un trigger del HLT que selecciona eventos con al menos dos fotones con $E_T > 20$ GeV, ambos que pasen los requisitos de identificación `Tight` y de aislamiento `icalovloose`, y adicionalmente se especifica el seed L1 trigger que requiere de dos L1 EM clusters con un umbral dependiente en η y centrado en 15 GeV, con los requisitos de aislamiento y rechazo hadrónico.

Los principales triggers de fotones se detallan en la Tabla 4.1. El trigger primario de un fotón con menor umbral y sin prescale está diseñado para búsquedas de física nueva más allá del SM con fotones de alto E_T , mientras que el de dos fotones se utiliza principalmente para seleccionar eventos con bosones de Higgs decayendo a fotones. Los triggers de dos fotones con umbrales bajos e identificación `Tight` son empleados para estudios más allá del SM con resonancias de baja masa (~ 60 GeV).

4.3. Método del bosón Z decayendo radiativamente

Debido al amplio conocimiento adquirido en las últimas décadas sobre las propiedades del bosón Z , el mismo es empleado en la actualidad para realizar medidas de calibración y eficiencia. El decaimiento radiativo del bosón Z ocurre cuando uno de los productos del decaimiento leptónico irradia un fotón ($Z \rightarrow l^+l^-\gamma$, $l = e, \mu$). Este decaimiento en particular se utiliza cuando se desea obtener una muestra de fotones con una elevada pureza, debido a que al reconstruir la masa invariante de los tres objetos y requerir que sea compatible con la del bosón Z , la posibilidad de que el fotón haya sido erróneamente reconstruido es muy baja. Teniendo en cuenta la alta pureza de fotones de la muestra esta técnica no requiere de métodos de sustracción de fondo. La desventaja de este método es la baja estadística de eventos con estas características cuando el p_T del fotón es alto, por lo que es utilizado para medir eficiencias de triggers con umbrales menores a 60 GeV.

En el contexto de este trabajo, la eficiencia de un determinado trigger se define como la fracción de eventos que pasaron el mismo con respecto al total de eventos presentes en la muestra:

$$\epsilon = \frac{N_{\text{trig}}}{N_{\text{total}}} \quad (4.1)$$

La eficiencia se calcula en función de distintas variables como por ejemplo E_T y η del fotón reconstruido offline, o el $\langle \mu \rangle$ del evento. En el caso de una eficiencia teórica en función del E_T la forma de la misma debería ser una función escalón de Heaviside centrada en el valor de corte de E_T del trigger. El sistema de trigger toma una decisión basada en la reconstrucción de objetos online o tiempo real, sin embargo para los análisis físicos los objetos de interés son los reconstruidos offline de mayor precisión. Es por esto que las eficiencias se evalúan con respecto a estos últimos objetos, observando entonces un desvanecimiento de la curva escalón en el valor de selección online, en la llamada región de encendido (*turn-on*) del trigger en estudio. Los triggers y algoritmos de reconstrucción e identificación están diseñados para impedir una dependencia de la eficiencia en η o $\langle \mu \rangle$, por lo que al expresarla en función de estas variables se espera una curva plana muy cercana a 1. En el caso de triggers compuestos, se calcula la eficiencia de cada componente y la eficiencia total resulta como el producto de ambas.

A los eventos se les solicita tener al menos dos leptones de carga opuesta y un fotón, todos con $p_T > 10$ GeV. El fotón debe estar dentro de la región $|\eta| < 2.37$ y pasar el WP de identificación **Tight**. Las eficiencias se calculan para los distintos WPs de aislamiento del fotón utilizado, en este caso para **FixedCutTightCaloOnly** y **FixedCutLoose**. Los leptones deben estar dentro de la región $|\eta| < 2.47$, pasar el WP de identificación **Medium**, el de aislamiento **FixedCutLoose** y su traza asociada tener $|z_0| < 10$ mm y $\sigma(d_0) < 10$. A su vez el evento es rechazado si el ΔR entre el fotón y alguno de los leptones es menor a 0.2. Finalmente se realiza una selección en la masa invariante de los

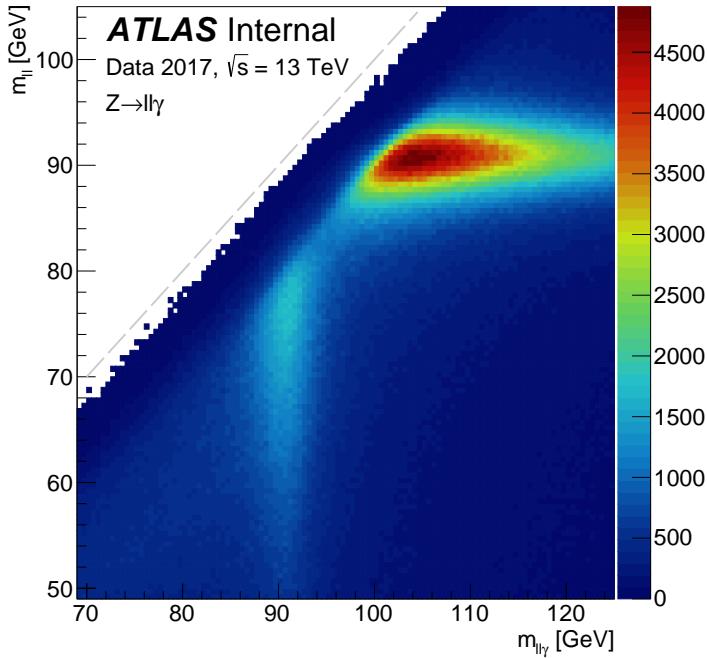


Figura 4.3: Masa invariante de dos leptones en función de la masa invariante de ambos leptones junto con un fotón. Las regiones con mayor concentración de eventos representan el decaimiento de un bosón Z a leptones o de forma radiativa.

leptones (m_{ll}) y la de los 3 objetos ($m_{ll\gamma}$). En la Figura 4.3 se muestra el gráfico de m_{ll} en función de $m_{ll\gamma}$. En la misma se puede observar que la mayoría de los eventos se encuentra en la región $m_{ll} \sim 91$ GeV y $m_{ll\gamma} > \sim 96$, estos representan eventos en los cuales un bosón Z decayó a un par de leptones, y que adicionalmente en el evento se encontraba un fotón proveniente de otro proceso. En cambio en la región $86 < m_{ll\gamma} < 96$ y $40 < m_{ll} < 83$ la masa invariante de los pares de leptones no alcanza la del bosón Z , pero al combinarlos con el fotón sí lo hace. Al aplicar este último corte se garantiza que un lepton necesariamente haya irradiado y que el fotón provenga del decaimiento del bosón Z y no de otro proceso. En el caso de tener en el evento más de un fotón o más de dos leptones que cumplan los requisitos, se seleccionó el trío cuya masa invariante sea la más cercana a la del bosón Z .

La muestra de datos se obtiene a partir de eventos que pasaron los triggers primarios de electrones o muones, utilizando la derivación EGAM3 (EGAM4) que preselecciona eventos con dos electrones (muones) y un fotón, con requisitos orientados a este tipo de decaimiento, descriptos en la Sección 2.6. El uso de triggers de leptones se debe a que si se utilizaran triggers de fotones se podría estar introduciendo un sesgo en las eficiencias.

Finalmente las eficiencias se obtienen contando el número de eventos que pasa esta selección, y que representa el denominador en la Ecuación 4.1. Para el numerador se cuenta cuántos de esos eventos, el fotón presente en el mismo pasó la selección del trigger a evaluar. Las eficiencias fueron calculadas para los triggers listados en la Tabla

Tabla 4.2: Triggers de fotones para los cuales se calcularon sus eficiencias y su respectivo año.

Trigger	2015	2016	2017	2018
HLT_g15_loose	✓	✓		
HLT_g15_loose_L1EM3			✓	✓
HLT_g20_loose	✓	✓		
HLT_g20_tight	✓	✓		
HLT_g20_tight_icalovloose_L1EM15VHI			✓	✓
HLT_g22_tight		✓		
HLT_g22_tight_L1EM15VHI			✓	✓
HLT_g25_loose	✓	✓	✓	✓
HLT_g25_loose_L1EM15	✓			
HLT_g25_medium_L1EM20VH			✓	✓
HLT_g35_loose	✓	✓		
HLT_g35_medium_L1EM20VH			✓	✓
HLT_g35_loose_L1EM15	✓			
HLT_g50_loose_L1EM20VH			✓	✓

4.2, empleando los datos correspondientes a su año. Las mismas son calculadas en función de E_T para fotones fuera de la región crack, y de η y $\langle\mu\rangle$ para fotones con E_T mayor a 5 GeV del umbral del trigger. En el caso de que el trigger o una de sus componentes se haya configurado con un prescale, el mismo se emplea en modo rerun para la medida de su eficiencia. En las Figuras 4.5, 4.6, 4.7 y 4.8 se pueden observar algunos de dichos resultados en función de distintas variables. En general todas son cercanas a la unidad y constantes, salvo para $\langle\mu\rangle$ que se observa una pequeña dependencia algo esperable dado el incremento de colisiones por cruce de haces. Esto se ve en mayor medida en los triggers HLT_g20_tight_icalovloose_L1EM15VHI y HLT_g22_tight_L1EM15VHI debido a que el aislamiento en el L1 no contemplaba ninguna corrección por pile-up. En la Figura 4.4 se muestra una comparación de las eficiencias calculadas con el método Bootstrap [121] y el método del bosón Z radiativo para un mismo trigger, en la que se puede observar una pequeña mejora en la eficiencia utilizando este último método, lo que motiva a su uso para triggers de bajo E_T .

La incertidumbre estadística para las eficiencias se obtiene como el intervalo de confianza de un estimador de Bayes con el método de Jeffrey [122]. Las incertezas sistemáticas se obtienen a partir de las variaciones en las eficiencias al modificar algunas de las selecciones empleadas en el método, principalmente las asociadas a los leptones para evitar un posible sesgo en esa selección. El requisito sobre las masas invariantes se varió de $36 < m_{ll} < 87$ GeV a $44 < m_{ll} < 79$ GeV, y de $82 < m_{ll\gamma} < 100$ GeV a $88 < m_{ll\gamma} < 94$ GeV, y se modificó el requerimiento de identificación de los leptones a **Tight** y **Medium**, y el de aislamiento a **FixedCutTight**. En general las incertidumbres totales tomaban valores menores al 10 %.

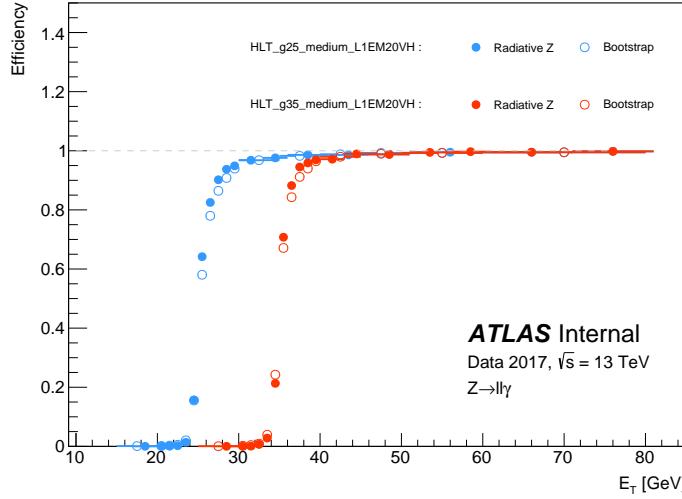


Figura 4.4: Comparación de las eficiencias utilizando el método Bootstrap y el método del bosón Z radiativo para dos triggers del 2017.

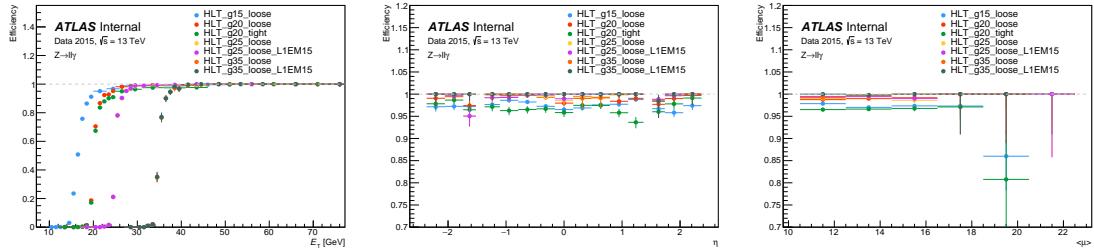


Figura 4.5: Eficiencias de los triggers de fotones para el año 2015 en función del E_T (izquierda), η (centro) y $\langle \mu \rangle$ (derecha).

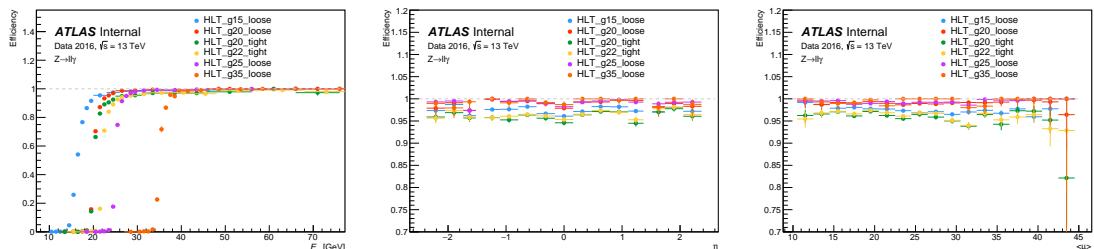


Figura 4.6: Eficiencias de los triggers de fotones para el año 2016 en función del E_T (izquierda), η (centro) y $\langle \mu \rangle$ (derecha).

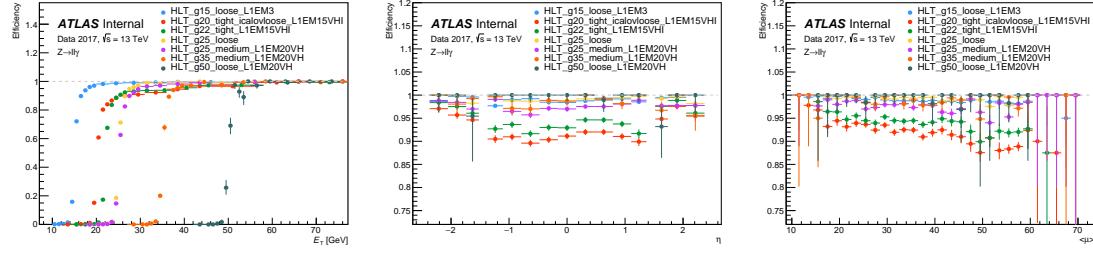


Figura 4.7: Eficiencias de los triggers de fotones para el año 2017 en función del E_T (izquierda), η (centro) y $\langle\mu\rangle$ (derecha).

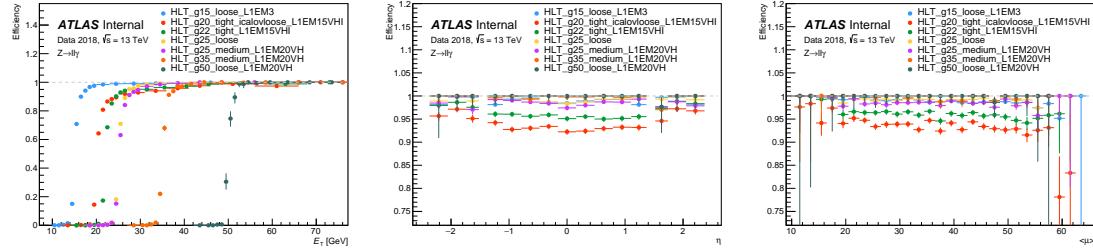


Figura 4.8: Eficiencias de los triggers de fotones para el año 2018 en función del E_T (izquierda), η (centro) y $\langle\mu\rangle$ (derecha).

4.4. Factores de escala de las eficiencias

Las simulaciones de Monte Carlo logran reproducir los procesos físicos en general con una alta precisión, pero naturalmente presentan imperfecciones principalmente relacionadas con la simulación de la interacción de las partículas con el material del detector. Estos efectos se traducen en eficiencias distintas (en general más altas) que las respectivas producidas en datos. Con el objetivo de corregir las simulaciones y que se asemejen lo más posible a los datos se calculan los Factores de Escala (SF), que son factores multiplicativos (pesos) aplicados luego a cada evento simulado según corresponda. Para el caso de la eficiencia del trigger de fotones, los SFs se definen como el cociente entre las eficiencias calculadas en datos y las calculadas con simulaciones:

$$\text{SF}(p_T, \eta) = \frac{\epsilon^{(\text{datos})}(p_T, \eta)}{\epsilon^{(\text{MC})}(p_T, \eta)} \quad (4.2)$$

Las eficiencias del trigger para simulaciones se calculan de la misma forma que en datos, pero utilizando simulaciones con procesos de producción de bosones Z decayendo a electrones o muones, los cuales pueden irradiar un fotón. Los SFs se calculan para los mismos triggers que se calculó la eficiencia listados en la Tabla 4.2, en bins de E_T y η simultáneamente y para distintos WPs de aislamiento. Las incertidumbres son calculadas directamente propagando las incertidumbres de ambos términos del cociente. Para valores de alto E_T el valor del SF es extrapolado a partir de los bins de bajo E_T , donde el método del bosón Z radiativo tiene validez. En la región con E_T menor al umbral y en la región

del crack, donde las eficiencias son prácticamente nulas, se fijan los SFs igual 1 ± 1 .

En las Figuras 4.9 y 4.10 se observan algunos de los SFs calculados para triggers de distintos años con WPs de aislamiento `FixedCutTightCaloOnly`. En todos los casos los SFs son muy cercanos 1, lo que deja en evidencia el buen diseño y construcción del sistema de trigger y las simulaciones. Tanto las eficiencias como los factores de escala obtenidos en este trabajo son utilizados actualmente por todos los análisis de la colaboración ATLAS que utilicen una selección de datos con triggers de fotones del Run 2.

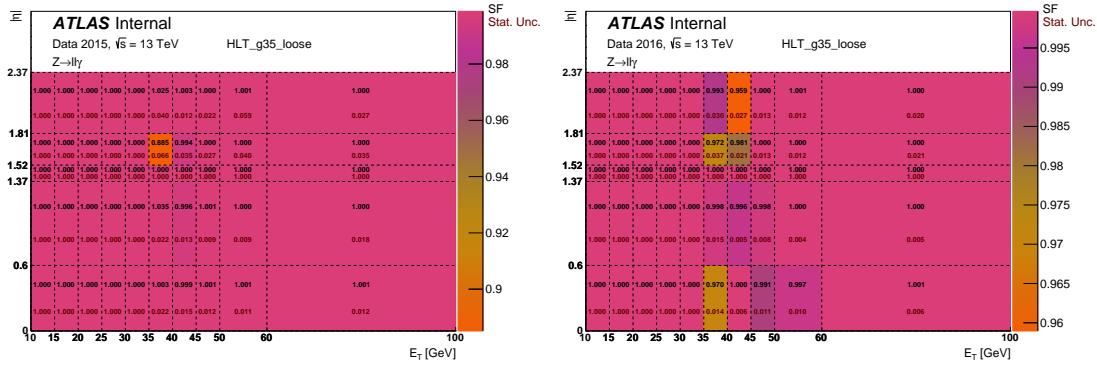


Figura 4.9: Scale Factors para el trigger `HLT_g35_loose` en función de E_T y η con un WP de aislamiento `FixedCutTightCaloOnly`, para el año 2015 (izquierda) y 2016 (derecha). En rojo las incertidumbres estadísticas.

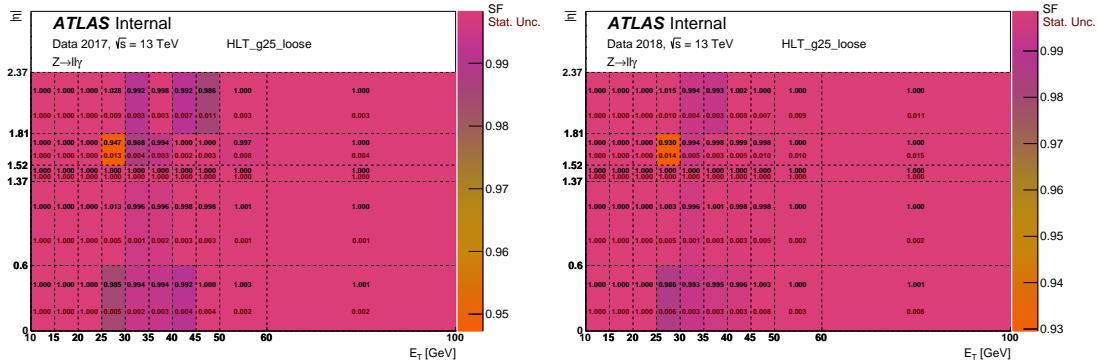


Figura 4.10: Scale Factors para el trigger `HLT_g25_loose` en función de E_T y η con un WP de aislamiento `FixedCutTightCaloOnly`, para el año 2017 (izquierda) y 2018 (derecha). En rojo las incertidumbres estadísticas.

Capítulo 5

Estrategia general y elementos estadísticos para una búsqueda de nueva física

Una estrategia para llevar a cabo una búsqueda general de nueva física, consiste a grandes rasgos en realizar un experimento de conteo de eventos con características asociadas al modelo de estudio, y su comparación con las predicciones que el Modelo Estándar hace de eventos con las mismas características. En caso de que haya un ‘buen acuerdo’ entre las predicciones del SM y los datos observados, es posible afirmar que bajo las condiciones del experimento no hay evidencia de nuevos procesos físicos y que las predicciones del SM son correctas. En el caso de observar una discrepancia entre las predicciones del SM y los eventos observados (en la jerga denominada ‘exceso’), se puede afirmar que el SM tiene una carencia en sus predicciones y que se podría estar en presencia de un nuevo fenómeno físico. Los criterios para definir ‘buen acuerdo’ y ‘exceso’ requieren evaluaciones estadísticas rigurosas y se explican en el presente Capítulo.

En el contexto de esta Tesis se denomina **señal** a los procesos del modelo teórico que motivan dicha búsqueda, y **fondo** a las predicciones del SM. Para poder identificar los eventos de señal es necesario conocer las características del mismo, y luego así, discriminarlos de otros procesos físicos presentes en el experimento. Se utilizan simulaciones de Monte Carlo para modelar la señal, reconstruyendo los observables cinemáticos que caracterizan a los eventos. Aplicando diferentes cortes en esas variables se puede favorecer ciertos procesos y desfavorecer otros, y el conjunto de dichos cortes define una **región** en el espacio de observables. Las regiones donde la señal abunda con respecto al fondo, y por ende donde se esperaría observar un exceso significativo en los datos, se denominan **Regiones de Señal (SR)**.

En este tipo de experimentos es fundamental un correcto modelado de los procesos de fondo. Existen diferentes técnicas para modelar estos procesos: basadas exclusivamente en datos, exclusivamente en simulaciones de Monte Carlo o basadas en simulaciones y corregidas con datos. La motivación de esta última se debe a que las simulaciones en general son validadas en regiones asociadas al proceso que modelan (SM por ejemplo), y

como en este caso es necesario utilizarlas en regiones de señal, probablemente alejadas o más extremas de donde se validó, es esperable que esas predicciones en esas regiones no sean del todo correctas. Para ello se definen **Regiones de Control (CR)** donde abundan eventos de algún proceso de fondo de interés, dedicadas a normalizar las simulaciones de ese proceso en particular a los datos observados en la misma.

Finalmente se definen **Regiones de Validación (VR)** que justamente se utilizan para validar la estimación de los fondos anteriormente mencionados. Es importante destacar que el diseño de todas las regiones se realiza sin utilizar en ningún momento los datos en las SRs (*blinding*) para evitar todo tipo de sesgo en el resultado del experimento. Por este motivo el diseño de todas las CRs y VRs debe ser ortogonal a las SRs, de tal forma que ningún evento de las mismas esté incluido en las SRs. Una vez que se tiene confianza en la estimación de los fondos mediante su validación en las distintas VRs, se procede a observar los datos en las SRs (*unblinding*).

El concepto central en cualquier resultado estadístico es la probabilidad del modelo, que asigna una probabilidad a cada resultado posible del mismo. Un ejemplo muy utilizado en física de partículas es el modelo de Poisson que describe el resultado de un experimento de conteo:

$$\text{Pois}(N|\mu) = \frac{\mu^N e^{-\mu}}{N!} \quad (5.1)$$

que define la probabilidad de observar N veces cierto proceso aleatorio, medido en un intervalo fijo de tiempo, donde μ es el número medio de eventos esperado. La distribución de Poisson es utilizada para describir múltiples fenómenos como decaimientos radiactivos o cualquier experimento de partículas que conste de contar eventos en un intervalo de tiempo. Es importante mencionar que las probabilidades obtenidas en esta distribución dependen estrictamente del modelo asumido como hipótesis, en este caso representado por el número medio de eventos esperados (μ). De tal forma que la probabilidad de obtener el número observado de eventos en el experimento va a depender del modelo a estudiar, los cuales por ejemplo pueden ser un modelo que sólo espera fondo, o un modelo que considera la composición de fondo y señal. La probabilidad de ocurrencia de los datos observados (x) bajo la hipótesis bajo estudio se denomina *likelihood*:

$$\mathcal{L}(x|\mu) = \text{Pois}(N = x|\mu) \quad (5.2)$$

5.1. Likelihood máximo

En el marco de esta Tesis se emplearon un conjunto de SRs, las cuales pueden ser consideradas como experimentos de conteo independientes con distribuciones de Poisson, cuyas predicciones se obtienen a partir de simulaciones. Es posible a su vez, realizar la búsqueda empleando distribuciones en alguna variable, las cuales requieren construir el modelo probabilístico que permita realizar predicciones de la misma. Si bien muchas distribuciones pueden ser derivadas de la teoría analíticamente, en general se utilizan

simulaciones para generarlas. Esas simulaciones se describen mediante histogramas de la variable observada, y cada clase puede ser considerada como un experimento de conteo independiente con una distribución de Poisson. Para ambos métodos el *likelihood* se escribe como el producto de las probabilidades de cada experimento:

$$\mathcal{L}((x_1, x_2, \dots, x_N) | \mu) = \prod_{i=1}^N \text{Pois}(N = x_i | \mu) \quad (5.3)$$

El likelihood puede ser utilizado adicionalmente para estimar parámetros de la teoría que estamos estudiando. Por ejemplo, si nuestro modelo está caracterizado por un conjunto de parámetros $\boldsymbol{\theta}$, y asumimos que el mismo es verdadero, se esperaría que la probabilidad de observar dichos datos para ese modelo sea máxima cuando los parámetros $\boldsymbol{\theta}$ sean lo más próximo a los valores reales del modelo. El estimador de máximo likelihood (MLE) consiste en obtener los valores, $\hat{\boldsymbol{\theta}}$, de $\boldsymbol{\theta}$ que maximicen a la función likelihood. En general, para facilitar a los algoritmos computacionales de maximización, se busca en realidad el mínimo del logaritmo del likelihood (LLH):

$$-\ln \mathcal{L}(\boldsymbol{\theta}) = -\sum_{i=1}^N \ln \text{Pois}(x_i | \boldsymbol{\theta}) \quad (5.4)$$

Los estimadores tienen un sesgo proporcional a $1/N$. Cuando se tiende el número de mediciones a infinito el mismo se vuelve consistente, por lo que el valor estimado de cada parámetro converge al valor verdadero ($\boldsymbol{\theta}_0$). En dicho límite, el valor esperado del estimador coincide con $\boldsymbol{\theta}_0$ (no sesgado) y adquiere su menor varianza (eficiente).

5.2. Contrastación de hipótesis

Como se mencionó anteriormente el experimento esta caracterizado por el conjunto de parámetros del modelo, denominados hipótesis. Con el objetivo de descubrir procesos de nueva señal se define la hipótesis nula (H_0), la cual se asume como verdadera y va a estar sujeta a prueba, evaluándola contra la hipótesis alternativa (H_1). En el contexto de esta búsqueda, la hipótesis nula (denominada también hipótesis de ‘solo fondo’) asume que no hay eventos de señal y que todo lo observado debería ser fondo. A diferencia de la alternativa (hipótesis ‘señal+fondo’) que sí predice eventos de señal. Si los resultados observados en el experimento difieren de los esperados bajo la hipótesis nula, es posible rechazar a la misma, y estar en presencia de un descubrimiento. Caso contrario de no poder rechazarla, es posible poner límites al modelo donde los roles de las hipótesis se invierten, y ahora la hipótesis nula incluye a la señal y la alternativa solo al fondo.

Las hipótesis pueden estar completamente determinadas o estar caracterizadas por distintos parámetros, y las mismas definen a las PDFs de los distintos observables. Para poder discriminar una hipótesis de otra se define un estadístico de prueba que es una función de los observables, $t(\mathbf{x})$. El mismo tendrá asociada una función de densidad

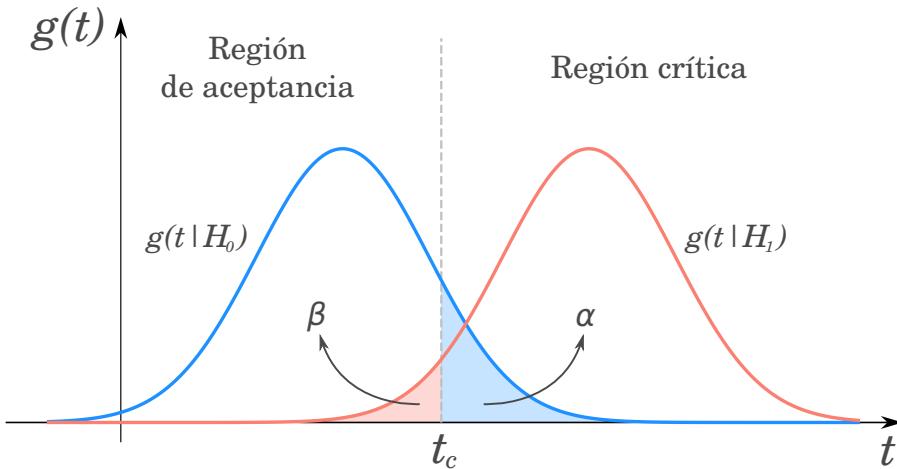


Figura 5.1: Distribución del estadístico de prueba bajo la hipótesis nula H_0 (azul) y la alternativa H_1 (roja). El corte en t_c define a la región crítica y de aceptancia. El área azul (α) se denomina error de tipo I, y representa la probabilidad de rechazar H_0 siendo esta es verdadera. El área roja (β) se denomina error de tipo II, y representa la probabilidad de aceptar H_0 siendo esta es falsa.

de probabilidad (pdf) dependiendo de la hipótesis ($g(t|H)$), que al aplicarle un corte en un dado valor (t_c) define una región critica en el espacio de observables. Si el valor de t evaluado en los datos observados (t_{obs}) se encuentra dentro de esa región, la hipótesis nula es rechazada, como se muestra en la Figura 5.1. En la misma se puede observar que la región pintada de azul (α), denominada error de tipo I, representa la probabilidad de rechazar H_0 siendo esta es verdadera. Mientras que el área roja (β), denominada error de tipo II, representa la probabilidad de aceptar H_0 siendo esta es falsa. En un caso ideal, el estadístico de prueba obtendría los valores más pequeños posibles para α y β .

Alternativamente, se puede cuantizar el acuerdo entre el resultado de dicha búsqueda y una hipótesis dada, calculando el *p-value*. El mismo se define como la probabilidad bajo dicha hipótesis de obtener un resultado igual o peor de incompatible con las predicciones de la hipótesis:

$$p_H = \int_{t_{obs}}^{\infty} g(t|H) dt \quad (5.5)$$

Un p-value chico implica una evidencia importante en contra de dicha hipótesis, y la misma se excluye si el p-value observado es menor a un cierto valor previamente definido. Alternativamente se puede convertir el p-value en la significancia equivalente, Z . La misma se define como el número de desviaciones estándar (σ) que se debe encontrar por encima de su media, una variable con distribución gaussiana para tener una probabilidad superior igual al p-value:

$$Z = \Phi^{-1}(1 - p) \quad (5.6)$$

donde Φ^{-1} es la inversa de la cumulativa (cuantil) de la distribución gaussiana.

5.3. Estadísticos de prueba

El lema de Neyman-Pearson [123] establece que el estadístico de prueba con mayor poder en la contrastación de hipótesis de ‘solo fondo’ frente a hipótesis de ‘señal+fondo’ (y viceversa), es el cociente de likelihoods:

$$t(\mathbf{x}) = \frac{\mathcal{L}(\mathbf{x}|H_1)}{\mathcal{L}(\mathbf{x}|H_0)} \quad (5.7)$$

En este caso la mejor región crítica son aquellos \mathbf{x} que satisfacen $t(\mathbf{x}) > c_\alpha$, donde c_α es una constante que se ajusta para que el tamaño de dicha muestra sea α .

El procedimiento común entonces para establecer un descubrimiento en física de partículas, se basa en un experimento frecuentista de significancia, empleando el cociente de likelihoods como estadístico de prueba. Como se mencionó anteriormente, los modelos bajo estudio están caracterizados por un conjunto de parámetros. De dichos parámetros se separan aquellos de interés (μ), de aquellos que a priori no se conoce su valor y deben ser ajustados a los datos, denominados *nuisance* ($\boldsymbol{\theta}$). En el contexto de una búsqueda de nueva física, el parámetro μ representa la intensidad de la señal, de tal forma que la hipótesis de ‘solo-fondo’ corresponde a $\mu = 0$, y la hipótesis de ‘señal+fondo’ a $\mu = 1$. En cada región del análisis uno esperaría tener una media de eventos dada por: $\langle n_i \rangle = \mu s_i + b_i$, donde s_i (b_i) es el número esperado de eventos de señal (fondo) en la región i . Por otro lado, los parámetros nuisance representan las incertezas sistemáticas, provenientes de defectos en el modelado del detector o de la teoría, que idealmente se esperarían que fuesen despreciables. Para acercarse lo máximo posible a este escenario, los mismos son incluidos como parámetros a ajustar, con la consecuencia de reducir la sensibilidad del experimento.

En el caso donde hay un único parámetro de interés μ , y el resto de parámetros son nuisance $\boldsymbol{\theta}$, es conveniente definir el *Profile Likelihood Ratio* (PLR) [124]:

$$\lambda(\mu) = \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\boldsymbol{\theta}})}{\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\boldsymbol{\theta}})} \quad (5.8)$$

donde en el denominador, los valores $\hat{\mu}$ y $\hat{\boldsymbol{\theta}}$ son los estimadores de MLE. De la misma forma en el numerador, los parámetros $\hat{\boldsymbol{\theta}}$ son los valores que maximizan la función likelihood pero para un valor fijo de μ . Este proceso de elegir valores específicos de los parámetros nuisance para un valor dado de μ se lo conoce como *profiling*. El PLR depende explícitamente de μ pero es independiente de los parámetros nuisance que han sido ‘eliminados’ vía el profiling. La presencia de los parámetros nuisance que son ajustados a los datos ensanchan la función likelihood como función de μ , respecto a la distribución si sus valores estuvieran fijos. De cierta forma reflejan una pérdida de información sobre μ debido a estos parámetros desconocidos.

5.4. Descubrimiento

De la definición de $\lambda(\mu)$ se puede observar que la misma puede tomar valores solamente entre 0 y 1, donde 1 implica un buen acuerdo entre los datos y el valor hipotetizado de μ . De forma equivalente es conveniente usar el estadístico de prueba:

$$t_\mu = -2 \ln \lambda(\mu) \quad (5.9)$$

donde ahora valores grandes de t_μ implica una gran incompatibilidad entre datos y μ .

[[[El paper de Cowan define estadísticos de prueba alternativos, pero no sé si son los que se usan con HF. Pongo esos pero capaz no van, y lo que sigue a continuación está de más.]]]

En muchos análisis la contribución del proceso de señal al valor medio de eventos se asume como no negativo, lo que implica que cualquier estimador de μ debería ser no negativo. Aún si no fuese así el caso, es conveniente definir un estimador efectivo $\hat{\mu}$ que maximice el likelihood y que tenga la posibilidad de tomar valores negativos (siempre y cuando los valores medios de Poisson, $\mu s_i + b_i$, sean no negativos). Esto va a permitir más adelante modelar a $\hat{\mu}$ como una variable con distribución gaussiana.

Para un modelo con $\mu \geq 0$ si se encuentra que su estimador es negativo ($\hat{\mu} < 0$) entonces el mejor nivel de acuerdo entre datos y cualquier valor físico de μ va a ser cuando $\mu = 0$. Por lo que se puede redefinir al PLR ($\tilde{\lambda}$) para generar un test estadístico alternativo que tenga en cuenta esto:

$$\tilde{t}_\mu = -2 \ln \tilde{\lambda}(\mu) = \begin{cases} -2 \ln \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{\mathcal{L}(0, \hat{\theta}(0))} & \hat{\mu} < 0 \\ -2 \ln \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\theta})} & \hat{\mu} \geq 0 \end{cases} \quad (5.10)$$

Un caso especial de este estadístico de prueba es cuando se analiza la hipótesis de ‘solo fondo’ ($\mu = 0$), ya que el rechazo de la misma puede llevar al descubrimiento de nueva señal:

$$q_0 = \begin{cases} -2 \ln \lambda(0) & \hat{\mu} \geq 0 \\ 0 & \hat{\mu} < 0 \end{cases} \quad (5.11)$$

Si los datos observados resultan menores a las predicciones del fondo, se tiene $\hat{\mu} < 0$. Esto podría significar una evidencia en contra de la hipótesis de ‘solo fondo’, pero en realidad no muestra que los datos estén compuestos de eventos de señal. Con esta definición entonces la posibilidad de descartar la hipótesis de ‘solo fondo’ ocurre solo cuando $\hat{\mu} > 0$, y en caso contrario $q_0 = 0$. El p-value para este estadístico de prueba queda entonces:

$$p_0 = \int_{q_0, \text{obs}}^{\infty} f(q_0 | 0) dq_0 \quad (5.12)$$

La comunidad de física de partículas tiende a definir un rechazo de hipótesis de ‘solo fondo’ con una significancia superior a los 5σ ($p = 2.87 \cdot 10^{-7}$) como un nivel apropiado para definir un descubrimiento. Para excluir hipótesis de señal se define en cambio a partir de 1.64 sigmas ($p = 0.05$). Cabe destacar que el rechazar la hipótesis de solo fondo es solo parte del proceso de descubrimiento de un nuevo fenómeno. La certeza de que un nuevo proceso está presente va a depender en general de otros factores, como la plausibilidad de una nueva hipótesis de señal, y el grado al cual la misma describe a los datos observados.

5.5. Límites superiores de exclusión

Cuando el p-value obtenido es mayor al límite definido para un descubrimiento, no es posible rechazar la hipótesis de ‘solo fondo’, y en ese caso se desea establecer límites sobre el modelo caracterizado. Para ello se busca rechazar la hipótesis ‘señal+fondo’, y encontrar el valor de μ para el cual no es más posible seguir haciendo ese rechazo (límite superior). Se define entonces un nuevo estadístico de prueba:

[[[Nuevamente estoy poniendo la versión alternativa del estadístico de prueba, pero no se si efectivamente se usa ese...]]]

$$\tilde{q}_\mu = \begin{cases} -2 \ln \tilde{\lambda}(\mu) & \hat{\mu} \leq \mu \\ 0 & \hat{\mu} > \mu \end{cases} = \begin{cases} -2 \ln \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{\mathcal{L}(0, \hat{\theta}(0))} & \hat{\mu} < 0 \\ -2 \ln \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\theta})} & 0 \leq \hat{\mu} \leq \mu \\ 0 & \hat{\mu} > \mu \end{cases} \quad (5.13)$$

[[[Este párrafo no lo entiendo bien]]]

La razón para poner $\tilde{q}_\mu = 0$ para $\hat{\mu} > \mu$ es que cuando se establece un límite superior, el hecho de que $\hat{\mu} > \mu$ representa menos compatibilidad con μ que los datos obtenidos, y por lo tanto no se considera parte de la región de rechazo de la contrastación. Cabe destacar que \tilde{q}_0 anteriormente definido no es un caso particular de este estadístico de prueba, ya que q_0 es cero si los datos fluctúan hacia abajo ($\hat{\mu} < 0$), pero \tilde{q}_μ es cero si los datos fluctúan hacia arriba ($\hat{\mu} > \mu$).

Con este estadístico de prueba se busca encontrar el valor de μ para el cual deja de ser posible el rechazo de la hipótesis ‘señal+fondo’ (o viceversa, hasta que valor de μ es posible un rechazo de la hipótesis). Para ello se definen el nivel de confianza [125]:

$$\text{CL}_s = \frac{p_\mu}{1 - p_b} \equiv \frac{\text{CL}_{s+b}}{\text{CL}_b} \quad (5.14)$$

donde

$$p_\mu = \int_{q_{\mu, \text{obs}}}^{\infty} f(q_\mu | \mu) dq_\mu \quad \text{y} \quad 1 - p_b = \int_{q_{\mu, \text{obs}}}^{\infty} f(q_\mu | 0) dq_\mu \equiv \text{CL}_b \quad (5.15)$$

siendo $f(q_\mu|\mu)$ la pdf del estadístico de prueba q_μ , y $f(q_\mu|0)$ la pdf bajo la hipótesis de ‘solo fondo’.

Cuanto más bajo es el CL_s , menos compatibilidad entre los datos y la hipótesis de ‘señal+fondo’. Se define por convención al límite superior (μ_{up}) como aquel μ que tiene un $\text{CL}_s = 5\%$, y se rechazan entonces los modelos con μ menores a μ_{up} .

5.6. Aproximación de las distribuciones de los estadísticos de prueba

Para hallar el p-value de una hipótesis es necesaria la función densidad de probabilidad del estadístico de prueba. Por ejemplo, para rechazar hipótesis nula se necesitaría calcular el p-value, que depende de $f(q_0|0)$ como muestra la Ecuación 5.12. Para poner límites superiores al modelo se necesitaría $f(q_\mu|\mu)$ y $f(q_\mu|0)$, como se ve en la Ecuación 5.15. Inclusive se requiere de $f(q_\mu|\mu')$ con $\mu \neq \mu'$, para hallar la significancia esperada, empleada en la evaluación a priori de la sensibilidad del análisis (Sección 5.7). En principio dichas pdfs son desconocidas analíticamente, pero es posible obtenerlas empleando métodos alternativos.

Considerando al PLR de la Ecuación 5.8, determinado por el parámetro μ , que puede ser cero (descubrimiento), o no (límites superiores), y suponiendo que los datos se distribuyen de acuerdo a un parámetro μ' . La distribución $f(q_\mu|\mu')$ se puede aproximar utilizando el teorema de Wald [126], que muestra que para el caso de un solo parámetro de interés:

$$-2 \ln \lambda(\mu) = \frac{(\mu - \hat{\mu})^2}{\sigma^2} + \mathcal{O}(1/\sqrt{N}) \quad (5.16)$$

donde μ sigue una distribución Gaussiana con una media μ' y una desviación estándar σ , y N representa el tamaño de la muestra. En el límite asintótico se puede mostrar que el estadístico de prueba t_μ sigue una distribución de χ^2 no central con un grado de libertad, y en ese caso el estadístico de prueba para descubrimiento (q_0) de la Ecuación 5.11 puede aproximarse como:

$$q_0 = \begin{cases} \frac{(\mu - \hat{\mu})^2}{\sigma^2} & \hat{\mu} \leq 0 \\ 0 & \hat{\mu} > 0 \end{cases} \quad (5.17)$$

De la misma forma, al p-value se lo puede aproximar como $p_\mu = 1 - \Phi(\sqrt{q_\mu})$ y a su correspondiente significancia equivalente como $Z_\mu = \sqrt{q_\mu}$. La misma aproximación vale para el estadístico de prueba para límites superiores (q_μ) de la Ecuación 5.13.

Cuando la estadística es reducida, se abandona el régimen asintótico, y las aproximaciones anteriores dejan de tener validez. [[[Explicar toys: todavía no entiendo bien qué es lo que se varía]]] [[[Debería explicar Asimov?]]]

5.7. Significancia esperada

El diseño de las regiones de señal para el análisis es un proceso denominado ‘optimización’, que define el conjunto de cortes óptimo para discriminar el fondo de la señal. Tal discriminación es cuantizada mediante la significancia de la Ecuación 5.6, la cual a priori es desconocida. Para estimar el valor de significancia (Z) que uno esperaría tener un experimento, que espera observar un número de eventos igual a la suma de las estimaciones de fondo y señal ($n = s + b$), se puede emplear la significancia esperada, que se define como la mediana de Z . Como el p-value y Z tienen una relación lineal y monotónica [124], la mediana de Z se puede obtener a partir de la mediana del p-value.

Por ejemplo, si tenemos una variable n que sigue una distribución de Poisson y tiene media $s+b$, si la media es lo suficientemente grande, es posible aproximar a la misma mediante una distribución gaussiana, con media $s+b$ y desviación estándar $\sqrt{s+b}$. El p-value para la hipótesis de ‘solo fondo’ ($s=0$) dada a observación x es:

$$p = 1 - \Phi\left(\frac{x - \mu}{\sigma}\right) = 1 - \Phi\left(\frac{x - b}{\sqrt{b}}\right) \quad (5.18)$$

A partir de esto se puede obtener la significancia para descubrimiento:

$$Z = \frac{x - b}{\sqrt{b}} \quad (5.19)$$

La media de Z coincide con la mediana, y como la media de x es $s+b$, se obtiene:

$$\text{med}[Z|s] = \frac{s}{\sqrt{b}} \quad (5.20)$$

Esta magnitud fue históricamente empleada en física de partículas para la estimación de la significancia esperada. La misma se puede interpretar como la fracción de eventos de señal esperados con respecto a la incertidumbre estadística del número esperado de eventos total asumiendo la ausencia de señal.

Si el numero esperado de eventos de fondo b es desconocido, debe ser incluido como parámetro nuisance. En ese caso b puede ser ajustado libremente al número de eventos observados, y sería imposible rechazar la hipótesis de ‘solo fondo’ ($s=0$) a menos que se introduzca información adicional que limite dicho parámetro. Para ellos se incluyen las regiones de control, donde no hay eventos de señal y donde la estimación del fondo en esta región puede relacionarse con la estimación en las regiones de señal. Estas regiones son incluidas la función likelihood como distribuciones de Poisson, de igual forma que las regiones de señal. Procediendo de forma similar que en el ejemplo anterior, empleando la hipótesis de ‘solo fondo’ ($s=0$) y la aproximación mediante ‘datos de Asimov’ [124], se puede obtener una expresión para la significancia esperada en función de la estimación del fondo basada en la región de control y su incertidumbre (σ_b):

$$Z = \sqrt{2(s+b) \ln \left[\frac{(s+b)(b+\sigma_b^2)}{b^2 + (s+b)\sigma_b^2} \right] - \frac{2b^2}{\sigma_b^2} \ln \left[1 + \frac{s\sigma_b^2}{b(b+\sigma_b^2)} \right]} \quad (5.21)$$

La estimación de la significancia esperada depende también del tipo de experimento que se desea realizar. En la práctica se emplea un método descripto en las Referencias [127–129], y que se engloba en una función del framework ROOT¹, que depende de la estimación de la señal y fondo, junto con su incertidumbre. En general, para la incertezza del fondo se hace una estimación conservadora del 30 %.

5.8. Modelo estadístico y flujo de búsqueda

La función de likelihood empleada para esta tesis se escribe como:

[[[Traté de que incluya la mayor información posible en una sola expresión, inclusive el ajuste solo fondo. Como en algunos ajustes se incluye el muSig en las CR (es cierto?), me pareció que podía poner a todas las regiones en una misma productoria (en el paper separan SR de CR porque a las CR no les incluye señal). También puse explícito el TF para los fondos que corresponda.]]]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(\mathbf{n}, \boldsymbol{\theta}^0 | \mu_{\text{sig}}, \boldsymbol{\mu}_b, \boldsymbol{\theta}) &= P_{\text{SR+CR}} \times C_{\text{syst}}(\boldsymbol{\theta}^0, \boldsymbol{\theta}) \\ &= \prod_{i \in \text{SR+CR}} \frac{(\mu_{\text{sig}} s_i + \boldsymbol{\mu}_b \cdot \mathbf{b}_i)^{n_i}}{n_i!} \prod_{j \in S} G(\theta_j^0 - \theta_j) \end{aligned} \quad (5.22)$$

La misma se compone de la distribución de los datos observados en cada SR y CR, y un factor adicional que engloba las incertezas sistemáticas. Los datos obedecen la distribución de Poisson con media $\mu_{\text{sig}} s_i + \boldsymbol{\mu}_b \cdot \mathbf{b}_i$, donde μ_{sig} es la intensidad de señal, s_i es la estimación de señal en la región i , \mathbf{b}_i es la estimación de cada fondo para la región i , y $\boldsymbol{\mu}_b$ son los factores de normalización de cada fondo (cuyo uso se explica más adelante). Las incertezas sistemáticas (S) son incluidas usando la pdf $C_{\text{syst}}(\boldsymbol{\theta}^0, \boldsymbol{\theta})$, donde $\boldsymbol{\theta}^0$ son los valores centrales medidos alrededor de los cuales el parámetro $\boldsymbol{\theta}$ puede fluctuar al realizar un ajuste. Las variaciones de estos parámetros nuisance tiene un impacto directo en las estimaciones de los fondos y señal (\mathbf{b}_i y s_i). Para parámetros nuisance independientes, esta pdf es simplemente el producto de cada incerteza, la cual corresponde con una gaussiana con media $\theta_j^0 - \theta_j$. [[[Mencionar pulls]]]

El estadístico de prueba empleado es el PLR descripto en la Ecuación 5.8 a partir del likelihood de la Ecuación 5.22, y modificado para la evaluación del descubrimiento (Ecuación 5.11) o para los límites de exclusión (Ecuación 5.13).

La búsqueda comienza con el diseño de las SRs a partir de la estimación de los procesos de señal y fondo, buscando maximizar la significancia esperada descripta en la Sección 5.7. Luego se diseñan las CRs con el objetivo de normalizar los fondos de MC principales a los datos observados, realizando lo que se denomina el **Ajuste de solo**

¹`ROOT.RooStats.NumberCountingUtils.BinomialExpZ`

fondo. Para ello se omite en el likelihood a las SRs en la productoria y se fija $\mu_{\text{sig}} = 0$. El objetivo de dicho ajuste es obtener el **factor de transferencia** (μ_b), que se aplica a cada fondo para corregir la estimación de los mismos a los datos en las CRs, y luego extrapolar dicha corrección a todas las regiones del análisis de la forma:

[[[Acá mes desvié un poco con la notación, corregir!]]]

$$N_p^{(SR)}(\text{est.}) = N_p^{(SR)}(\text{raw}) \times \frac{N_p^{(CR)}(\text{obs.})}{N_p^{(CR)}(\text{est.})} = \mu_p \times N_p^{(SR)}(\text{raw}) \quad (5.23)$$

Una ventaja de emplear este método es que las incertezas sistemáticas en las predicciones de los fondos se cancelan en dicha extrapolación. La incerteza total en el número de fondo en cada SR es una combinación de la incerteza estadística de las CRs, y el residual de las incertezas sistemáticas. Para ello se emplea en las CR cortes más relajados, con la idea de aumentar la estadística sin incrementar las incertezas residuales, lo cual reduce la extrapolación de las incertezas a las SRs. El factor de transferencia se emplea también para las VRs, que de alguna forma evalúan la calidad de dicha extrapolación. Una vez que se considera que el modelado de los fondos es el adecuado, se procede a observar los datos en las SRs (*unblinding*). A partir del unblind se puede evaluar si se está en presencia de un descubrimiento o no. El ajuste ahora es similar al anterior, con la hipótesis de ‘solo fondo’ $\mu_{\text{sig}} = 0$, pero incluyendo también las SRs y empleando los factores de transferencia calculados anteriormente [[[Esto es así?]]]. Finalmente se calcula el p-value del estadístico de prueba y dependiendo de su valor se determina si se puede afirmar la observación de un nuevo fenómeno.

En caso de no haber descubrimiento es posible imponer límites sobre el modelo estudiado, en lo que se denomina **Ajuste dependiente del modelo**. Entonces se realiza un ajuste similar al de solo fondo, solo que ahora se considera la contribución de la señal tanto en las SRs como en las CRs, corregidos por el parámetro de intensidad de señal $\mu_{\text{sig}} \neq 0$. Este ajuste se realiza para cada modelo de señal en cada SR, obteniéndose el μ_{sig} , empleado para obtener aquellos modelos con $\text{CL}_s = 5\%$. Los modelos en general se realizan variando algún parámetro (masa por ejemplo) y las simulaciones se realizan para valores discretos de dicho parámetro. En caso de que el límite se encuentre entre dos modelos, se realiza una extrapolación para calcular el límite adecuado.

Es posible a su vez establecer límites independientes del modelo, mediante lo que se denomina **Ajuste independiente del modelo**. Para ello se establecen límites superiores al número de eventos en cada SR, de tal forma de poder saber si algún modelo alternativo ya está excluido por el análisis actual, simplemente estimando el número de eventos de dicho modelo en las SRs. Para ello se realiza un ajuste similar a los anteriores, solo que ahora no se permite contaminación de señal en las CR [[[Por qué?]]], y como no se conoce los eventos esperados de señal, se emplea una señal *dummy* dejando la estimación $s_i = 1$. [[[Consultar efectivamente qué es lo que se obtiene de este fit]]] [[[Y ahora me surgió la duda: diferencias entre los expected y observed limits???]]]

Capítulo 6

Búsqueda de SUSY con fotones y Higgs en el estado final con producción fuerte

El trabajo realizado en esta Tesis se centra en la búsqueda de Supersimetría en eventos con un fotón energético y aislado, jets y gran cantidad de energía faltante en el estado final. La estrategia general de la búsqueda consiste en el conteo del número de eventos observado en exceso sobre el SM en una cierta región del espacio de observables rica en eventos de la señal considerada, siguiendo método descripto en el Capítulo 5. El objetivo es poder discriminar de los datos observados aquellos que podrían ser producto de un proceso supersimétricos (señal) de aquellos producto de procesos del SM (fondo).

6.1. Muestras de señal a partir de simulaciones Monte Carlo

El modelo supersimétrico que motiva a la presente búsqueda consiste en un modelo GGM, por lo tanto la LSP es el gravitino cuya masa será del orden de unos pocos eV. La NLSP es en este caso el neutralino más liviano, que va a consistir en un estado de gauge mezcla de bino y higgsino, lo que le permite acoplar a fotones, bosone Z y bosones de higgs. Análisis anteriores se centraron en los casos donde el neutralino acopla solamente a fotones y bosones Z [121, 130, 131], o solamente a fotones [132]. El trabajo realizado en esta Tesis se centra en el caso fenomenológico en el cual el neutralino más liviano decae en proporciones iguales a $\gamma + \tilde{G}$ y a $h + \tilde{G}$. Esto último es posible si se elige al parámetro $\mu < 0$ que favorece el decaimiento al higgs, y reduce el decaimiento al bosón Z , en cuyo caso ya fue previamente estudiado por otros análisis [121, 130]. Para la producción de partículas supersimétricas a partir de la colisión pp se consideró inicialmente la producción de gluinos. La parte del análisis que comprende la producción electrodébil se describe en el Capítulo 8. Los gluinos pueden decaer subsecuentemente en partículas

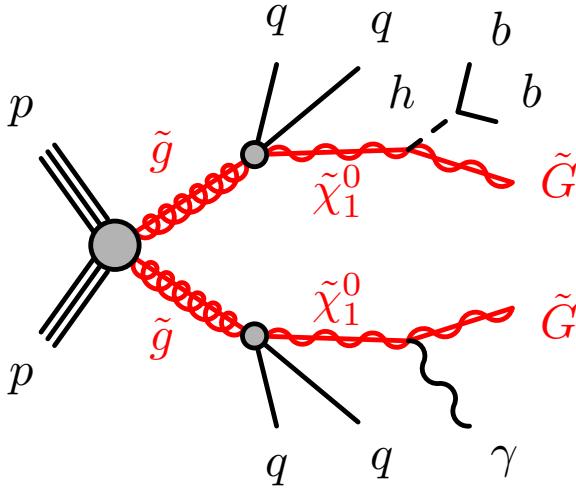


Figura 6.1: Ejemplo de cadena de decaimiento del modelo supersimétrico en el que se centra esta Tesis. [[Producción fuerte de gluinos y su decaimiento en el estado final estudiado]]

más livianas, hasta llegar a las NLSP y luego a la LSP, produciendo jets a su paso y generando el estado final buscado. Una cadena de decaimiento típica de este modelo se puede observar en la Figura 6.1.

En la Sección 1.2 se describe al MSSM junto con la gran cantidad de parámetros que lo caracteriza. Al realizar el estudio experimental, motivado por un dado modelo, se debe acotar la cantidad de parámetros y sus posibles valores, maximizando de esta forma la producción del estado final buscado. En este contexto, si bien se realizan búsquedas motivadas por un dado modelo, al seleccionar y definir las regiones de señal, se posibilita que el espacio de parámetros seleccionado pueda ser también inclusivo a otros potenciales modelos de nueva física.

El parámetro característico de este modelo es μ , el cual se elige negativo para habilitar el decaimiento del $\tilde{\chi}_1^0$ a Higgs. A su vez se desea suprimir completamente el decaimiento al bosón Z , y que el decaimiento a fotones tenga la misma proporción que al de Higgs, y para ello se eligió el valor óptimo de $M_1 \sim -\mu$. Con estos valores fue posible reducir el decaimiento al bosón Z hasta casi un 10 %, dejando a los otros dos decaimientos aproximadamente en un 45 % como muestra la Figura 6.2. La masa del \tilde{G} , la LSP impuesta por los modelos GGM, se determinó del orden de 1 eV.

Las muestras fueron generadas considerando la producción de gluinos a partir de la colisión pp . Para esto se determinó al gluino como la única partícula supersimétrica de color relevante, por lo que las masas de los squarks fueron fijadas a 5 TeV, evitando así toda posible producción de los mismos. Los gluinos producidos en la colisión podían decaer un par de quark-antiquark más algún gaugino como se muestra en la Ecuación 1.35. Esto ocurre mediante squarks virtuales los cuales son completamente degenerados, pudiendo ser cualquiera de los 12 estados de sabor/quiralidad. Además, se fijo a $M_2 = 3$ TeV y a $\tan \beta = 1.5$, observándose reducida sensibilidad a variaciones de dichos parámetros.

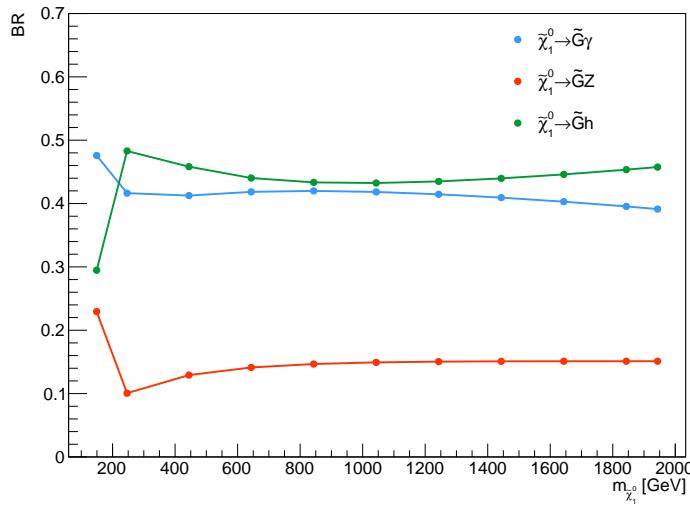


Figura 6.2: Fracción de decaimiento (BR) del $\tilde{\chi}_1^0$ en función de la masa del mismo.

Todos los términos de acoplamiento trilineal fueron fijados a 0. Se eligió a la masa de los sleptons igual a 5 TeV, para evitar así su producción la cual es estudiada por otros análisis. El bosón de higgs tiene una masa igual a la medida por las colaboraciones ATLAS y CMS [133], $m_h = 125$ GeV, y sus decaimientos son elegidos de acuerdo a las predicciones del SM, donde el predominante con un $\sim 58\%$ es a dos b -jets. Adicionalmente se pone al mismo en el régimen de desacoplamiento con $m_A = 2$ TeV. Al $\tilde{\chi}_1^0$ se le fija su vida media, $c\tau_{\text{NLSP}} < 0.1$ mm, de tal forma de que decaiga rápidamente para que su vértice no esté muy desplazado del punto de colisión. Finalmente se anularon los decaimientos directos de los gluinos, charginos y neutralinos 1, 2 y 3.

[[[mencionar decaimientos masas de los demás neutralinos y charginos]]]

Debido a que son varios los análisis que estudian la producción de gluinos, la colaboración ATLAS genera archivos comunes a todos los análisis donde ya tiene almacenada la información de varios eventos de producción de gluinos. Estos archivos se denominan Les Houches Event (LHE) Alwall:2006yp [134], que estandarizan esta etapa de simulación, y sólo resta generar las cadenas de decaimiento de los gluinos de acuerdo a los distintos modelos estudiados. En el presente análisis se omitieron correcciones radiativas así la masa de los los gluinos coincidía con el parámetro M_3 .

Los únicos parámetros libres del modelo son entonces μ y M_3 que determinan la masa de los $\tilde{\chi}_1^0$ y gluinos. Se simularon 80 modelos distintos (puntos) con 10000 eventos en función de ambos parámetros, donde $150 \text{ GeV} < m_{\tilde{\chi}_1^0} < (m_{\tilde{g}} - 50) \text{ GeV}$ y $1200 \text{ GeV} < m_{\tilde{g}} < 2800 \text{ GeV}$. El arreglo completo de puntos de señal (grid) se puede observar en la Figura 6.3. Las muestras se realizaron con la simulación rápida del detector ATLFAST-II. El espectro de masas completo, las fracciones de decaimiento de las sparticles y los anchos de decaimientos fueron calculados a partir del conjunto de parámetros anteriormente mencionados utilizando SUSPECT v2.43 [135], SDECAY v1.5 [136] y HDECAY v3.4 [137], que son parte del paquete SUSYHIT v1.5a [138]. Como ejemplo se muestra en la Figura 6.5 un

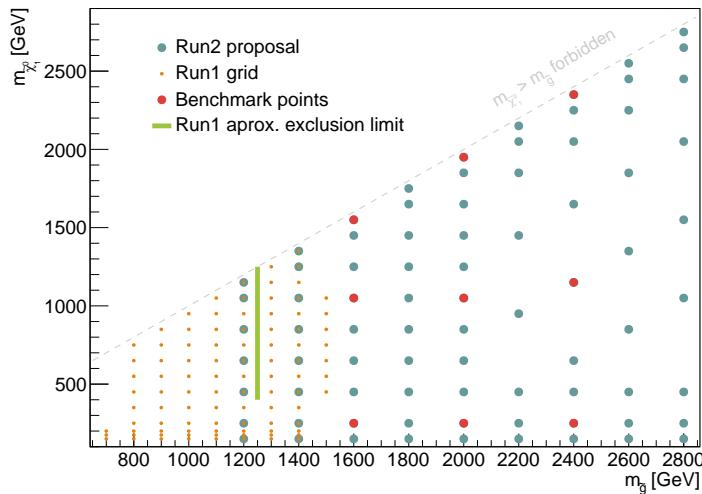


Figura 6.3: Arreglo de muestras de señal generados en función de la masa del $\tilde{\chi}_1^0$ y \tilde{g} . La densidad del mismo disminuye al aumentar $m_{\tilde{g}}$ debido a que la sensibilidad del análisis se estimó ser menor a los 2 TeV.

espectro de masas para uno de los puntos de señal con $(M_3, \mu) = (1800 \text{ GeV}, -1050 \text{ GeV})$. Un ejemplo de posibles decaimientos de los gluinos para ese mismo punto de señal se puede observar en la Figura 6.4.

[[[mencionar como se calcula la XS]]]

6.2. Fondos del Modelo Estándar

Los procesos del SM que son de interés como fondo para el análisis son aquellos que tienen un estado final igual al de la señal: fotones, jets y energía transversa faltante. Los mismos pueden clasificarse en distintos tipos. Por un lado, los procesos que dan lugar a eventos con un fotón y energía faltante real, es decir, los que se llaman fondos irreducibles. En este caso la energía la faltante proviene de los neutrinos, por lo que se componen principalmente de partículas que decaen a ellos, junto con fotones y jets de la ISR. Los procesos que cumplen con estos requisitos son la producción de bosones Z , W y pares de top quarks que decaen subsecuentemente a bosones W :

- $Z(\rightarrow \nu\nu) + \gamma + \text{jets}$
- $Z(\rightarrow \nu\nu) + \gamma + \gamma + \text{jets}$
- $W(\rightarrow l\nu) + \gamma + \text{jets}$
- $W(\rightarrow l\nu) + \gamma + \gamma + \text{jets}$
- $t\bar{t} + \gamma + \text{jets}$

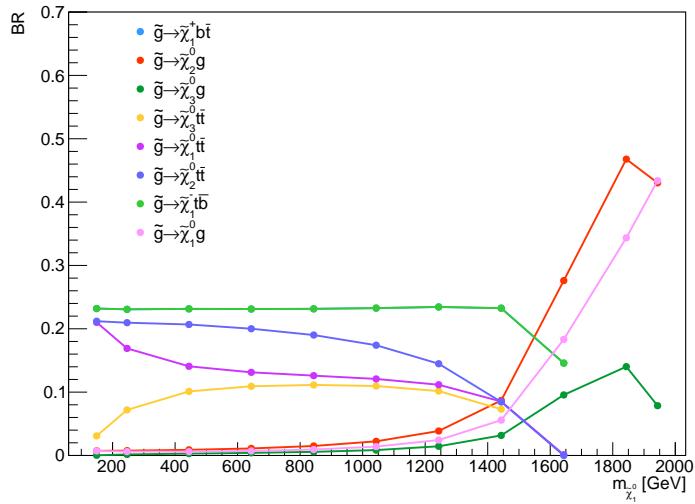


Figura 6.4: Fracción de decaimiento del gluino para el punto de señal con $(M_3, \mu) = (1800 \text{ GeV}, -1050 \text{ GeV})$.

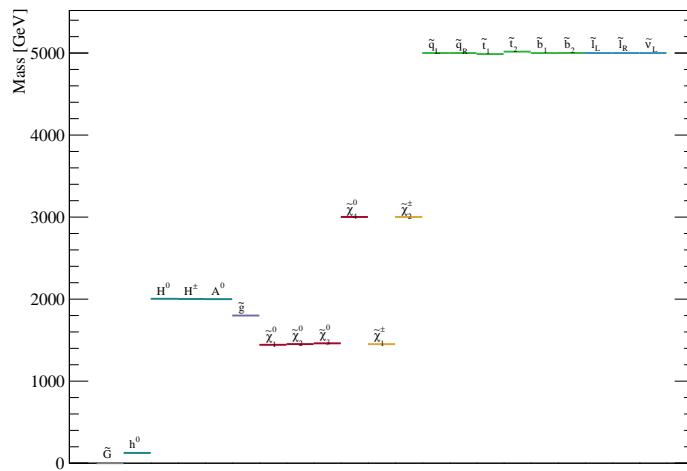


Figura 6.5: Espectro de masas de las partículas supersimétricas para el punto de señal con $(M_3, \mu) = (1800 \text{ GeV}, -1050 \text{ GeV})$. [[[hay una versión mejor de esta imagen]]]

Adicionalmente es posible tener procesos que si bien no producen fotones, uno de los objetos presentes en el mismo sea erróneamente reconstruido como fotón, y genere un estado final igual al buscado pero con fotones ‘falsos’. Los objetos que pueden ser erróneamente reconstruidos como fotones en este caso pueden ser electrones o jets, por lo que hay que considerar aquellos procesos en los que se produzcan junto a neutrinos. Estos pueden ser:

- $Z(\rightarrow \nu\nu) + \text{jets}$
- $W(\rightarrow l\nu) + \text{jets}$
- $t\bar{t} + \text{jets}$

Por último, puede ocurrir que si bien en el proceso no hay neutrinos, una reconstrucción errónea de la energía de los distintos objetos presentes en el evento genere un desbalance al calcular la energía transversa faltante, y por ende tengan una cantidad no despreciable de la misma denominada energía transversa faltante instrumental. Este tipo de eventos puede ocurrir también en simultáneo junto con fotones ‘falsos’, por lo que existen diversos procesos que cumplen estos requisitos, entre ellos se encuentran:

- jets (denominado Multijet o QCD)
- $\gamma + \text{jets}$
- $\gamma + \gamma + \text{jets}$
- $Z(\rightarrow ll) + \text{jets}$
- $Z(\rightarrow ll) + \gamma + \text{jets}$
- $Z(\rightarrow ll) + \gamma + \gamma + \text{jets}$

A partir de aquí, como notación simplificada de los fondos del análisis, se omite en el nombre tanto el ‘+’ como la producción de jets en la ISR. Cabe destacar que existen más procesos que cumplen las condiciones anteriores pero que no fueron considerados para el análisis. Lo que ocurre con ellos es que la sección eficaz es despreciable comparada con los otros procesos considerados, o el estado final se encuentra suprimido por las selecciones básicas del análisis, por lo que su contribución es completamente despreciable. Algunos ejemplos de ellos son la producción doble de bosones (WW , ZZ , WZ), bosones decayendo a quarks ($W(\rightarrow qq)$, $Z(\rightarrow qq)$), producción de top ($t\gamma$, tW), entre otros.

Para modelar los fondos con fotones ‘reales’ se utilizaron simulaciones de MC, mientras que para aquellos con fotones ‘falsos’ se utilizaron técnicas basadas en datos. Para los jets falseando fotones se utilizó un método denominado **ABCD**, y para los electrones falseando fotones un método denominado **Tag&Probe**. El modelado de todos los fondos se describe en las siguientes Secciones.

6.2.1. Muestras de fondo a partir de simulaciones de Monte Carlo

Los fondos del SM con fotones ‘reales’ fueron modelados utilizando simulaciones de MC, los cuales consisten en: $\gamma + \text{jets}$, $W\gamma$, $t\bar{t}\gamma$, $W\gamma\gamma$, $Z\gamma$, $Z\gamma\gamma$, $\gamma\gamma$. Los tres primeros son considerados los de mayor impacto en el análisis y por ende fueron normalizados en respectivas regiones de control. Para el resto de los fondos solo se utilizaron las simulaciones con las normalizaciones usuales (Sección 2.7). Cabe mencionar que también el fondo $Z(\nu\nu)\gamma$ tiene un impacto considerable en algunas regiones del análisis, pero la dificultad para diseñar una región de control dedicada llevó a la decisión de utilizarlo con las normalizaciones usuales. La parte del análisis que se basa en la producción electrodébil sí hace uso de una región de control dedicada para este análisis, debido a que el impacto de dicho proceso es mucho más elevado, como se describe en el Capítulo 8.

Todos los procesos salvo $t\bar{t}\gamma$ fueron simulados utilizando el generador **SHERPA v2.2** [78]. Los elementos de la matriz se calculan para un máximo de cuatro partones a LO y se fusionan con la lluvia de partones de **SHERPA** [77] utilizando la prescripción de **MEPS@LO** [139]. La muestra de $t\bar{t}\gamma$ se genera con **MadGraph5_aMC@NLO** [80] a segundo orden en teoría de perturbaciones (NLO), con **Pythia8** para el modelo de la lluvia de partones [79]. Para todas las muestras se utilizó en la simulación del detector el programa **Geant4**. En la Tabla 6.1 se listan todas las muestras de fondos utilizadas en el análisis, las mismas se encuentran segmentadas (*slicing*) según se aclara explícitamente para cada una.

6.2.2. Fondo de jets erróneamente reconstruidos como fotones

Es posible que un jet sea erróneamente reconstruido como un fotón principalmente cuando proviene de un π^0 . Los piones neutrales decaen rápidamente a dos fotones que naturalmente son reconstruidos en el ECAL. Para poder distinguir el decaimiento de un pión de la producción de un fotón individual se utiliza la primera capa del calorímetro, que tiene mayor granularidad (Sección 3.1.2). En el caso de que el pión se produzca con un elevado p_T , los dos fotones pueden estar muy colimados y por ende ser prácticamente indistinguibles de un fotón individual. Si bien la identificación Tight se encarga de suprimir en gran parte esta reconstrucción errónea, aún así puede contener una contaminación moderada de este proceso. Este tipo de fondo proviene principalmente de procesos como Multijets, $W + \text{jets}$ o de $t\bar{t}$ decayendo semi-leptónicamente. Como es extremadamente difícil modelar con precisión la tasa de errónea de jets a fotones, se emplean técnicas basadas en datos para estimar su contribución.

El método empleado para estimar este fondo se denomina **ABCD** [140]. El mismo hace uso de la diferencia que existe en las variables de aislamiento de fotones ‘reales’ (señal en este contexto) y la de los ‘falsos’ (fondo), para poder seleccionar eventos de uno u otro. En el contexto de este método se definen fotones aislados como aquellos que pasan el WP

Tabla 6.1: Muestras de fondos de MC utilizadas en el análisis, donde se especifica su generador, sección eficaz, k -factor y eficiencia de filtro.

Proceso	Generador	Sección Eficaz [pb]	k -factor	Eficiencia de filtro
$t\bar{t}\gamma, p_T^\gamma > 140 \text{ GeV}$	MadGraph5_aMC@NLO/Pythia8	0.21551	1.0	1.0
$Z(ee)\gamma, p_T^\gamma > 140 \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.2	0.0634	1.0	1.0
$Z(\mu\mu)\gamma, p_T^\gamma > 140 \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.2	0.0632	1.0	1.0
$Z(\tau\tau)\gamma, p_T^\gamma > 140 \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.2	0.0634	1.0	1.0
$Z(\nu\nu)\gamma, p_T^\gamma > 140 \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.2	0.2446	1.0	1.0
$W(e\nu)\gamma, p_T^\gamma > 140 \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.2	0.2980	1.0	1.0
$W(\mu\nu)\gamma, p_T^\gamma > 140 \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.2	0.2987	1.0	1.0
$W(\tau\nu)\gamma, p_T^\gamma > 140 \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.2	0.2983	1.0	1.0
$\gamma + \text{jets}, p_T^\gamma \in [70 - 140] \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.2	4526.5	1.0	1.0
$\gamma + \text{jets}, p_T^\gamma \in [140 - 280] \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.2	376.05	1.0	1.0
$\gamma + \text{jets}, p_T^\gamma \in [280 - 500] \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.2	21.851	1.0	1.0
$\gamma + \text{jets}, p_T^\gamma \in [500 - 1000] \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.2	1.4637	1.0	1.0
$\gamma + \text{jets}, p_T^\gamma \in [1000 -] \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.2	0.02987	1.0	1.0
$\gamma\gamma, m_{\gamma\gamma} \in [0 - 50] \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.4	93.499	1.0	1.0
$\gamma\gamma, m_{\gamma\gamma} \in [50 - 90] \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.4	139.04	1.0	1.0
$\gamma\gamma, m_{\gamma\gamma} \in [90 - 175] \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.4	51.818	1.0	1.0
$\gamma\gamma, m_{\gamma\gamma} \in [175 - 2000] \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.4	10.999	1.0	1.0
$\gamma\gamma, m_{\gamma\gamma} \in [2000 -] \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.4	0.0007	1.0	1.0
$Z(ee)\gamma\gamma, p_T^{\text{sub-}\gamma} \in [9 - 17] \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.4	0.8705	1.0	1.0
$Z(ee)\gamma\gamma, p_T^\gamma > 17 \text{ GeV}, m_{\gamma\gamma} \in [0 - 80] \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.4	0.1993	1.0	1.0
$Z(ee)\gamma\gamma, p_T^\gamma > 17 \text{ GeV}, m_{\gamma\gamma} > 80 \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.4	0.0345	1.0	1.0
$Z(\mu\mu)\gamma\gamma, p_T^{\text{sub-}\gamma} \in [9 - 17] \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.4	0.8689	1.0	1.0
$Z(\mu\mu)\gamma\gamma, p_T^\gamma > 17 \text{ GeV}, m_{\gamma\gamma} \in [0 - 80] \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.4	0.1999	1.0	1.0
$Z(\mu\mu)\gamma\gamma, p_T^\gamma > 17 \text{ GeV}, m_{\gamma\gamma} > 80 \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.4	0.0346	1.0	1.0
$Z(\tau\tau)\gamma\gamma, p_T^{\text{sub-}\gamma} \in [9 - 17] \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.4	0.8718	1.0	1.0
$Z(\tau\tau)\gamma\gamma, p_T^\gamma > 17 \text{ GeV}, m_{\gamma\gamma} \in [0 - 80] \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.4	0.2005	1.0	1.0
$Z(\tau\tau)\gamma\gamma, p_T^\gamma > 17 \text{ GeV}, m_{\gamma\gamma} > 80 \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.4	0.0345	1.0	1.0
$Z(\nu\nu)\gamma\gamma, p_T^{\text{sub-}\gamma} \in [9 - 17] \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.4	0.0919	1.0	1.0
$Z(\nu\nu)\gamma\gamma, p_T^\gamma > 17 \text{ GeV}, m_{\gamma\gamma} \in [0 - 80] \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.4	0.0237	1.0	1.0
$Z(\nu\nu)\gamma\gamma, p_T^\gamma > 17 \text{ GeV}, m_{\gamma\gamma} > 80 \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.4	0.0184	1.0	1.0
$W(e\nu)\gamma\gamma, p_T^{\text{sub-}\gamma} \in [9 - 17] \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.4	0.4396	1.0	1.0
$W(e\nu)\gamma\gamma, p_T^\gamma > 17 \text{ GeV}, m_{\gamma\gamma} \in [0 - 80] \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.4	0.0715	1.0	1.0
$W(e\nu)\gamma\gamma, p_T^\gamma > 17 \text{ GeV}, m_{\gamma\gamma} > 80 \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.4	0.0379	1.0	1.0
$W(\mu\nu)\gamma\gamma, p_T^{\text{sub-}\gamma} \in [9 - 17] \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.4	0.4384	1.0	1.0
$W(\mu\nu)\gamma\gamma, p_T^\gamma > 17 \text{ GeV}, m_{\gamma\gamma} \in [0 - 80] \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.4	0.0711	1.0	1.0
$W(\mu\nu)\gamma\gamma, p_T^\gamma > 17 \text{ GeV}, m_{\gamma\gamma} > 80 \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.4	0.0379	1.0	1.0
$W(\tau\nu)\gamma\gamma, p_T^{\text{sub-}\gamma} \in [9 - 17] \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.4	0.4373	1.0	1.0
$W(\tau\nu)\gamma\gamma, p_T^\gamma > 17 \text{ GeV}, m_{\gamma\gamma} \in [0 - 80] \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.4	0.0715	1.0	1.0
$W(\tau\nu)\gamma\gamma, p_T^\gamma > 17 \text{ GeV}, m_{\gamma\gamma} > 80 \text{ GeV}$	SHERPA v2.2.4	0.0379	1.0	1.0

FixedCutTight, $-20 \text{ GeV} < E_T^{\text{iso}} < 0 \text{ GeV}$ y $0 < p_T^{\text{iso}} < 0.05$, y los no-aislados aquellos con $8 \text{ GeV} < E_T^{\text{iso}} < 80 \text{ GeV}$ o $0.15 < p_T^{\text{iso}} < 1$. A su vez se utiliza una selección de identificación adicional que discrimina los fotones ‘reales’ **Tight** de los fotones ‘falsos’. Este criterio de identificación se denomina **Non-Tight** (denominado también *pseudo-photons*, **Tight-4** o **LoosePrime**) y consiste en los fotones que pasan la selección **Loose** pero que no pasan alguno de los criterios de selección **Tight** que emplea las variables w_{s3} , F_{side} , ΔE o E_{ratio} , por lo que esta selección es un subconjunto de los eventos seleccionados por el trigger de fotones **Loose** pero completamente ortogonal a la identificación **Tight**.

El método **ABCD**, utilizado en este análisis en particular, preselecciona eventos con al menos un fotón con $p_T > 1450 \text{ GeV}$, al menos dos jets y ningún lepton, cuyos requisitos son idénticos a los que se usan en el análisis descriptos en la Sección 6.3. A partir de ello define cuatro regiones [141]:

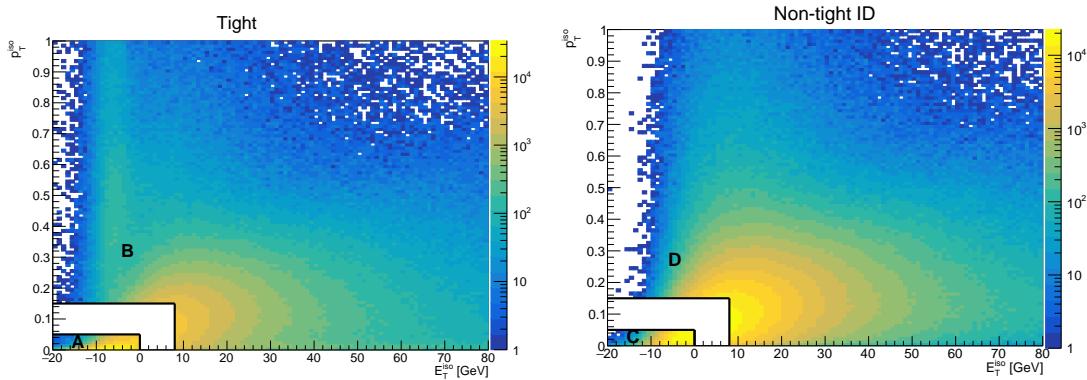


Figura 6.6: Distribución de datos en las variables de aislamiento para las regiones A, B, C y D.

- Región A: fotones Tight y aislados
- Región B: fotones Tight y no aislados
- Región C: fotones Non-Tight y aislados
- Región D: fotones Non-Tight y no aislados

La Figura 6.6 muestra la distribución de datos en las variables de aislamiento para las regiones A, B, C y D. En la misma se ve explícita la brecha (*gap*) que existe entre las variables de aislamiento para reducir así la contaminación entre las regiones.

El método se basa en asumir que no hay correlación entre las variables de aislamiento y la selección de identificación [142], y que tampoco hay contaminación de eventos de señal en las regiones B, C y D ($N_{B,C,D} = N_{B,C,D}^b$), lo que permite esperar la siguiente relación para los eventos de fondo esperados en la región A: $N_A^b/N_B = N_C/N_D$. Reescribiendo la expresión anterior se puede estimar el número de fondo en la región A como:

$$N_A^b = \text{FF}_{\text{iso}} \times N_B = \text{FF}_{\text{ID}} \times N_C \quad (6.1)$$

donde:

$$\begin{aligned} \text{FF}_{\text{iso}} &= \frac{N_C}{N_D} \\ \text{FF}_{\text{ID}} &= \frac{N_B}{N_D} \end{aligned} \quad (6.2)$$

son los denominados *Fake Factors* (FF). Si bien ambos factores deberían dar resultado equivalente, se encontró que al usar FF_{iso} las incertidumbres sistemáticas se veían reducidas, y por ende se decidió usar al mismo en el análisis.

Distintas correcciones se realizan sobre este método. El primero es considerar la posibilidad de una contribución de fotones reales de señal en las regiones B, C y D. La

misma es estimada utilizando simulaciones de MC con fotones ‘reales’ a nivel generador, y es luego restada a los datos observados para asegurar de este modo solo el conteo de eventos de fondo en cada región. Adicionalmente se considera una posible correlación entre variables calorimétricas y de identificación, que se puede agregar como un factor multiplicativo a la Ecuación 6.1. Ese factor se define como:

$$R = \frac{N_a^b N_D^b}{N_B^b N_C^b} \neq 1 \quad (6.3)$$

Debido al blinding del análisis, no es posible conocer el número de eventos en la región A, por lo que se calcula el factor R en regiones contenidas dentro de la zona de eventos de fondo, asumiendo que tienen la misma correlación entre ellas:

$$R' = \frac{N'_a N'_D}{N'_B N'_C} \neq 1 \quad (6.4)$$

donde:

- Región A: fotones **Tight**, $9 \text{ GeV} < E_T^{\text{iso}} < 15 \text{ GeV}$ y $0.2 < p_T^{\text{iso}} < 0.3$
- Región B: fotones **Tight**, $15 \text{ GeV} < E_T^{\text{iso}} < 80 \text{ GeV}$ y $0.3 < p_T^{\text{iso}} < 1$
- Región C: fotones **Non-Tight**, $9 \text{ GeV} < E_T^{\text{iso}} < 15 \text{ GeV}$ y $0.2 < p_T^{\text{iso}} < 0.3$
- Región D: fotones **Non-Tight**, $15 \text{ GeV} < E_T^{\text{iso}} < 80 \text{ GeV}$ y $0.3 < p_T^{\text{iso}} < 1$

cuyas definiciones se basan en tener regiones exclusivamente con fondo pero con una estadística suficiente.

Con estas correcciones la estimación del fondo final queda de la forma:

$$N_{j \rightarrow \gamma} = N_A^b = \left[R' \frac{N_C - N_C^s}{N_D - N_D^s} \left(1 - \frac{N_B^s}{N_B} \right) \right] \times N_B = \text{FF}_{\text{iso}}(|\eta|, p_T, E_T^{\text{miss}}) \times N_B \quad (6.5)$$

Los FFs se estiman en función del p_T y $|\eta|$ del fotón, y la E_T^{miss} del evento. Distintas fuentes de incertidumbre sistemática son consideradas. [\[\[Motivar elecciones\]\]](#) Una de ellas es cambiar la definición de la identificación **Non-Tight** utilizando ahora **Tight-3**¹ y **Tight-5**². A su vez se considera los efectos de la correlación residual calculado los FFs con $R' = 1$ e incluyéndolos como sistemáticos.

En la Tabla 6.2 se puede observar los valores de los FFs obtenidos en función del p_T y $|\eta|$ del fotón, y la E_T^{miss} del evento. Los valores obtenidos para R' dieron cercanos a la unidad con desviaciones cercanas al 10 %.

¹ Selección **Loose** que no pasa alguno de los criterios de selección **Tight** que emplea las variables w_{s3} , F_{side} o ΔE

² Selección **Loose** que no pasa alguno de los criterios de selección **Tight** que emplea las variables w_{s3} , F_{side} , ΔE , E_{ratio} o w_{stot}

El fondo para cada región (R) del análisis se estima definiendo una correspondiente región de control de jets (CSJ), que cumple el rol de la región N_B y se define de igual forma que R pero reemplazando los cortes sobre fotones por jets. Se estima la contribución del fondo entonces como:

$$N_{j \rightarrow \gamma}^R = \text{FF}_{\text{iso}} \cdot N_{\text{CSJ}}^R \quad (6.6)$$

En el caso de no observar eventos en alguna CSJ, se hace una estimación conservadora con un evento.

Tabla 6.2: Valores obtenidos para los factores de reconstrucción errónea de jets en fotones en función del p_T y $|\eta|$ del fotón, y la E_T^{miss} del evento. Las incertidumbres son tanto estadísticas como sistemáticas. [[[Redondear]]]

$ \eta $	p_T [GeV]	E_T^{miss} [GeV]		
		[50 – 100]	[100 – 200]	> 200
Barrel	[145 – 200]	0.055 ± 0.0077	0.042 ± 0.0047	0.066 ± 0.0241
	[200 – 250]	0.044 ± 0.0051	0.027 ± 0.0033	0.059 ± 0.0163
	[250 – 300]	0.041 ± 0.0034	0.022 ± 0.0047	0.057 ± 0.0095
	[300 – 350]	0.037 ± 0.0043	0.019 ± 0.0026	0.046 ± 0.014
	[350 – 400]	0.036 ± 0.0033	0.019 ± 0.0035	0.057 ± 0.0117
	> 400	0.038 ± 0.0053	0.013 ± 0.0022	0.047 ± 0.011
End-cap	[145 – 200]	0.048 ± 0.0152	0.053 ± 0.0139	0.213 ± 0.0963
	[200 – 250]	0.045 ± 0.0114	0.041 ± 0.0102	0.226 ± 0.125
	[250 – 300]	0.05 ± 0.0079	0.039 ± 0.0097	0.143 ± 0.043
	[300 – 350]	0.052 ± 0.0085	0.03 ± 0.0058	0.08 ± 0.0515
	[350 – 400]	0.058 ± 0.0071	0.043 ± 0.0079	0.179 ± 0.1064
	> 400	0.07 ± 0.0095	0.047 ± 0.0077	0.141 ± 0.0528

6.2.3. Fondo de electrones erróneamente reconstruidos como fotones

Los fotones y los electrones pueden dejar lluvias electromagnéticas muy similares en el ECAL, cuya reconstrucción se describe en la Sección 3.1. Si bien los algoritmos de reconstrucción de electrones y fotones están diseñados para poder discriminar uno de otros, una pequeña fracción residual de electrones puede ser reconstruida erróneamente como fotones. Si bien la reconstrucción de los clusters es altamente efectiva, la fracción de electrones mal reconstruidos se debe prácticamente a inefficiencias en la reconstrucción de trazas. Por ejemplo, la traza de un electrón puede ser mal reconstruida como un vértice de conversión y por ende el mismo es reconstruido como un fotón convertido. O inclusive una errónea asociación de la traza con el cluster puede hacer que el electrón sea reconstruido como fotón no convertido. Puede ocurrir a su vez, que el cluster no satisfaga los criterios de ambigüedad y el objeto sea almacenado por duplicado como electrón y fotón. Esto en general es fácil de suprimir aplicando requisitos de solapamiento, pero estos pueden favorecer al electrón y por ende tener en la selección del análisis nuevos electrones mal reconstruidos. Este tipo de efectos se ve principalmente en procesos como $W(l\nu) + \text{jets}$, $Z(ee) + \text{jets}$ o $t\bar{t}$. Nuevamente, como es prácticamente imposible estimar esta

reconstrucción errónea con simulaciones de MC, se utiliza una técnica basada en datos para estimar dicha fracción de reconstrucción. Para ello se utiliza una muestra de eventos con producción de bosones Z . Como el mismo no puede decaer a $e + \gamma$, los eventos con este par de partículas y que parecieran provenir del decaimiento de un Z son un buen indicio de que ese fotón en realidad es un electrón mal reconstruido. En ese caso se puede estimar una fracción de reconstrucción errónea (Fake Factor, FF) como:

$$F_{e \rightarrow \gamma} \equiv \frac{P(e^{\text{real}} \rightarrow \gamma^{\text{reco}})}{P(e^{\text{real}} \rightarrow e^{\text{reco}})} = \frac{\epsilon(e^{\text{real}} \rightarrow \gamma^{\text{reco}})}{\epsilon(e^{\text{real}} \rightarrow e^{\text{reco}})} \frac{\epsilon_{\gamma}^{\text{ID}}}{\epsilon_e^{\text{ID}}} = \frac{N_{e^{\text{real}} \rightarrow \gamma^{\text{reco}}}}{N_{e^{\text{real}} \rightarrow e^{\text{reco}}}} \frac{\epsilon_{\gamma}^{\text{ID}}}{\epsilon_e^{\text{ID}}} \quad (6.7)$$

donde $P(e \rightarrow e(\gamma))$ es la probabilidad de reconstruir e identificar un electrón ‘real’ como un electrón (fotón), $\epsilon(e^{\text{real}} \rightarrow e(\gamma)^{\text{reco}})$ es la eficiencia de reconstruir un electrón ‘real’ como un electrón (fotón)³, $\epsilon_e^{\text{ID}}(\epsilon_{\gamma}^{\text{ID}})$ es la eficiencia de identificar un electrón (fotón) y $N_{\text{real } e \rightarrow \text{reco } e(\gamma)}$ el número electrones reconstruidos como electrones (fotones). Como no es posible saber a partir de los datos cuándo un electrón es ‘real’, este factor debe ser estimado a partir de los objetos ya reconstruidos y sus eficiencias, magnitudes que sí son mensurables en datos. Para una dada muestra con eventos de bosones Z , la probabilidad de reconstruir a sus productos de decaimiento como pares ee o $e\gamma$ esta dada por:

$$\begin{aligned} \frac{N_{ee}}{N_Z} &= (\epsilon_e^{\text{ID}})^2 (1 - \epsilon(e^{\text{true}} \rightarrow \gamma^{\text{reco}}))^2 \\ \frac{N_{e\gamma}}{N_Z} &= \epsilon_e^{\text{ID}} \epsilon_{\gamma}^{\text{ID}} (1 - \epsilon(e^{\text{true}} \rightarrow \gamma^{\text{reco}})) \epsilon(e^{\text{true}} \rightarrow \gamma^{\text{reco}}) \end{aligned} \quad (6.8)$$

Usando la Ecuación 6.7 se puede escribir al FF en función de los objetos reconstruidos a partir de los decaimientos de bosones Z :

$$F_{e \rightarrow \gamma}(|\eta|) = \frac{N_{e\gamma}(|\eta^{\gamma}|)}{N_{ee}(|\eta^e|)} \quad (6.9)$$

El método emplea una muestra a partir de todos los datos tomados durante el Run 2, seleccionando aquellos que contengan al menos dos electrones, o al menos un electrón y un fotón. En el caso de múltiples posibles pares en el evento, se utiliza la combinación cuya masa invariante esté más cerca de $m_Z = 91.1876 \text{ GeV}$ [143]. A su vez, se aplica un corte con $E_T^{\text{miss}} < 40 \text{ GeV}$ para suprimir eventos con W decayendo a electrones. Los requisitos de los objetos son idénticos a los que se usan en el análisis descriptos en la Sección 6.3.

Para identificar si el par proviene del decaimiento de un bosón Z se reconstruye su masa invariante, de forma separada dependiendo si el par es ee o $e\gamma$. Como el FF se calcula en función de $|\eta|$, se obtienen distribuciones de la masa invariante de cada par para distintos intervalos de $|\eta|$, como se describe en la Figura 6.7. En estas selecciones puede ocurrir que haya un conjunto de eventos que no provenga del Z (fondo no resonante), por lo que se ajusta una función del tipo ‘señal+fondo’ a cada distribución de masa. Para la señal se utiliza una función del tipo *Double-sided crystal ball*⁴ [144] y para el fondo una función Gaussiana.

³Definida como $\frac{N_{e^{\text{real}} \rightarrow e(\gamma)^{\text{reco}}}}{N_{e^{\text{real}} \rightarrow e^{\text{reco}}} + N_{e^{\text{real}} \rightarrow \gamma^{\text{reco}}}}$

⁴La misma se define como una Gaussiana cuyas colas se modifican por funciones potenciales. Los

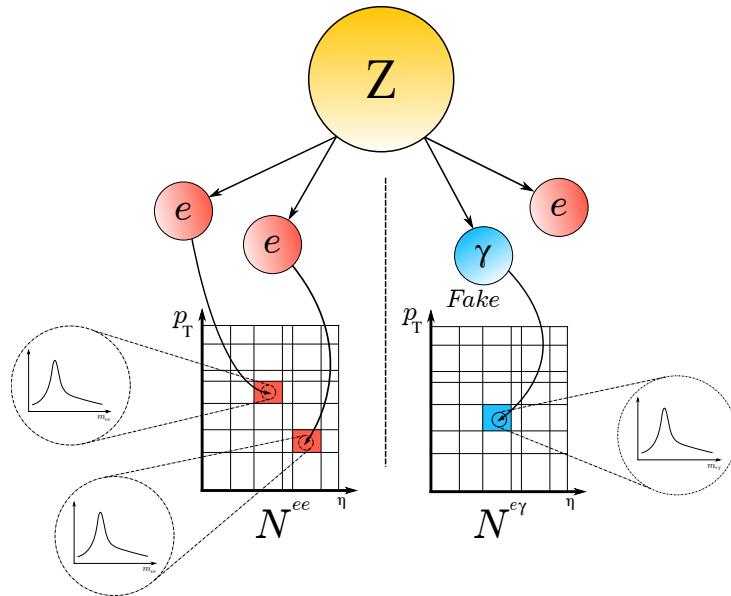


Figura 6.7: Esquema de reconstrucción de las distintas distribuciones de masa invariante utilizadas en el método. La clasificación en p_T de la imagen proviene de un método similar anterior, y actualmente solo se emplea una clasificación en $|\eta|$. Tanto las distribuciones de pares con fotón leading como de los pares con fotón sub-leading son almacenadas, pero no se hace explícito en la imagen.

Una vez ajustada cada distribución, la función se integra alrededor del pico del Z en una ventana definida como $[\mu - 3\sigma, \mu + 3\sigma]$, para obtener el número de eventos que se emplea en los factores de la Ecuación 6.7 para cada intervalo de $|\eta|$. En la Figura 6.8 se puede observar el resultado del ajuste para la distribución de masa invariante de pares ee y $e\gamma$ con $|\eta| \in [0 - 0.6]$. Cabe mencionar que anteriormente el método empleada una clasificación adicional en p_T , y que eso introducía un sesgo en las distribuciones que era contemplado agregando una función Gaussiana adicional, centrada en valores [[[donde?]]]. Como actualmente se aplica un corte en $p_T > 145$ GeV el efecto del mismo es completamente despreciable para los eventos cerca del pico del Z . Cabe mencionar que al aplicar un corte en $p_T > 145$ GeV se introduce un sesgo en la distribución de la masa invariante de los pares, el cual se considera despreciable dada su lejanía con el pico del Z . Dicho efecto se observa en la región de masas de 300 GeV, para el cual se incluye una función Gaussiana adicional al fondo, centrada en esa zona.

La incertidumbre sistemática se estima variando las ventanas de integración a $[\mu - 2\sigma, \mu + 2\sigma]$ y $[\mu - 4\sigma, \mu + 4\sigma]$. Adicionalmente se calculan los FFs sin la sustracción del fondo, incluyendo esta variación como un sistemático que contempla el sesgo en la elección de la función de ajuste. Finalmente, como la energía del fotón ‘falso’ es reconstruida con algoritmos para fotones, cuando en realidad deberían haber sido empleados los de electrones, y se considera esto como una incertidumbre sistemática. Para ellos se calculan

parámetros libres son la media y desviación estándar de la Gaussiana, junto con los factores de cada potencia y las fronteras donde se juntan con la Gaussiana

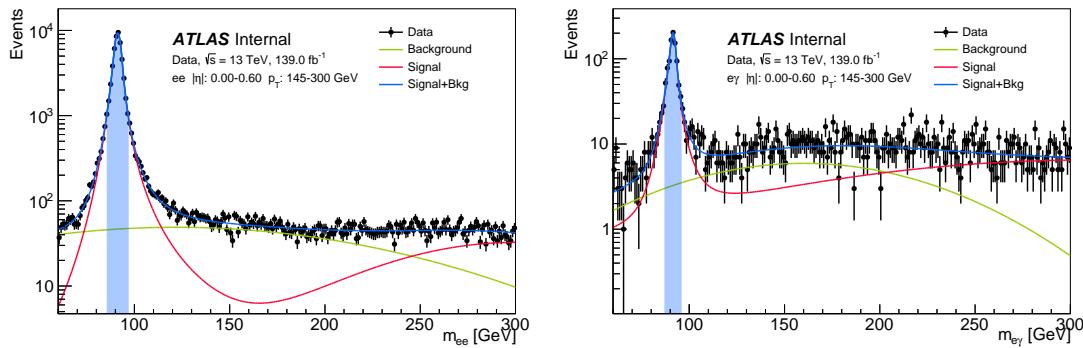


Figura 6.8: Distribución de la masa invariante para los pares ee (izquierda) and $e\gamma$ (derecha) con $|\eta| \in [0 - 0.6]$, junto con las funciones ajustadas de señal (rojo) y fondo (verde). La región celeste representa la ventana de integración empleada para calcular los FFs. A alto p_T una Gaussiana adicional es incluida para tener en cuenta el sesgo al aplicar un corte en p_T , pero resulta despreciable su contribución en el número de eventos cerca del pico del Z .

Tabla 6.3: Factores de reconstrucción errónea de electrones como fotones en función de $|\eta|$ para todos los datos del Run 2. Se muestran explícitas las incertidumbres estadísticas y sistemáticas provenientes de variar la ventana de integración, no emplear la sustracción de fondo y el sesgo en la energía de los fotones.

$ \eta $	Fake factor	Incertidumbre estadística.	Incertidumbre sistemática			Incertidumbre Total
			V. integración	Sin sustracción	Sesgo energía	
0.00-0.60	0.0194	0.0000	0.0001	0.0006	0.0012	0.0013
0.60-1.37	0.0244	0.0000	0.0003	0.0014	0.0001	0.0014
1.52-1.82	0.0497	0.0001	0.0000	0.0009	0.0028	0.0029
1.82-2.37	0.0863	0.0001	0.0007	0.0016	0.0051	0.0054

nuevamente los FFs ahora modificando el valor de energía de los fotones en un factor 1.5 %. Dicho valor se obtiene de las diferencias que existen en el μ de las distribuciones con pares ee y pares $e\gamma$ [145]. Los valores obtenidos para los FFs junto con sus incertidumbres se pueden observar en la Tabla 6.3. Se puede ver como los mismos aumentan con $|\eta|$, relacionados con la cantidad de material que atraviesan y con la mayor fracción de reconstrucción de fotones convertidos con una sola traza.

Finalmente, el fondo para cada región (R) del análisis se estima definiendo una correspondiente región de control de electrones (CSE), definida de igual forma que R pero reemplazando los cortes sobre fotones por electrones. Se estima la contribución del fondo entonces como:

$$N_{e \rightarrow \gamma}^R = \text{FF}_{e \rightarrow \gamma} \cdot N_{\text{CSE}}^R \quad (6.10)$$

En el caso de no observar eventos en alguna CSE, se hace una estimación conservadora con un evento.

6.3. Selección de eventos y objetos para el análisis

El presente análisis hace uso de la totalidad de datos con una energía de centro de masa de 13 TeV tomados con el detector ATLAS durante el Run 2 y que son ‘aptos para física’, acumulando una luminosidad integrada de 139 fb^{-1} . Los datos fueron seleccionados a partir del trigger `HLT_g140_loose`, que selecciona eventos con al menos un fotón con identificación `Loose` y con $E_T > 140 \text{ GeV}$. Este trigger es completamente eficiente [120], superando el 99 % de eficiencia para $E_T > 145 \text{ GeV}$, estable frente a pileup y sin dependencia con η .

Los datos y simulaciones de MC empleados para el análisis fueron preseleccionados con la derivación `SUSY1` descripta en la Sección 2.6, orientada a análisis con moderada actividad hadrónica y con la presencia de un fotón energético entre otras cosas.

Los objetos de interés para esta Tesis son los fotones, jets y leptones (electrones y muones) a los que se les aplica diferentes requisitos offline. Inicialmente se les requiere una selección base (*baseline*) que se describe a continuación. La misma se emplea para aplicar un requisito de solapamiento (*overlap removal*) entre los distintos objetos del evento y posteriormente empleados para el cálculo de E_T^{miss} [[Ojo con esto al final no se usaba para met, no?]]. Finalmente a los fotones, jets y leptones se les aplica una selección denominada *signal*, siendo estos objetos los que definen las distintas regiones del análisis. Adicionalmente a los fondos de MC se les aplica una selección a nivel generador para evitar un solapamiento o doble conteo entre muestras. Por ejemplo, a las muestras de $Z\gamma$, $W\gamma$, $t\bar{t}\gamma$ y $\gamma + \text{jets}$ se les solicita que tengan uno y solo un fotón a nivel generador, y en cambio a las $Z\gamma\gamma$ y $W\gamma\gamma$ dos fotones.

Fotones

Los fotones baseline deben pasar la selección de identificación `Tight`, tener $E_T > 25 \text{ GeV}$, $|\eta| < 2.37$ excluyendo la región del crack. Para los fotones signal se requiere adicionalmente tener $E_T > 50 \text{ GeV}$, aunque para la selección de las regiones se pide adicionalmente que el fotón leading tenga $E_T > 145 \text{ GeV}$ para garantizar la eficiencia del trigger. Adicionalmente se les aplica un requisito de aislamiento tanto calorimétrico como de traza, mediante el `WP_FixedCutTight`.

Electrones

Los electrones baseline son requeridos tener $p_T > 10 \text{ GeV}$, $|\eta| < 2.47$ excluyendo la región crack y ser originados en el vértice primario. El requerimiento de identificación `Loose` es aplicado [[definir o poner solo loose]]. Los electrones signal son seleccionados además con $p_T > 25 \text{ GeV}$, aplicando la identificación `Tight` y el requisito de aislamiento `FC Loose`, o `FCHighPtCaloOnly` si tienen $p_T > 200 \text{ GeV}$.

Muon

Los muones baseline son seleccionados con la identificación `Medium`, tener $p_T > 10 \text{ GeV}$, $|\eta| < 2.7$ y ser originados del vértice primario. A los muones signal se les requiere adicionalmente tener $p_T > 25 \text{ GeV}$ y el WP de aislamiento `FixedCutLoose`.

Jets

Se emplean Jets `EMTopo` y la selección baseline se define como aquellos con $p_T > 30 \text{ GeV}$ y $|\eta| < 2.8$. Este último requisito no es empleado en el cálculo de E_T^{miss} . Selecciones basadas en las trazas son aplicadas para rechazar jets con $p_T < 120 \text{ GeV}$ y $|\eta| < 2.4$ que se originen de las interacciones de pileup [146]. Jets signal son seleccionados con $p_T > 30 \text{ GeV}$ y $|\eta| < 2.5$. La identificación de b -jets es empleada en la definición de algunas regiones de control. Para ello se utiliza el algoritmo `MV2c10`, con una eficiencia de selección de los mismos del 77 %.

Overlap removal

Como se mencionó en capítulos anteriores, los algoritmos de reconstrucción pueden fallar en los criterios de ambigüedad entre objetos, decidiendo almacenar simultáneamente a ambos. Una forma de lidiar con esto es eliminando al objeto que comparta alguna región espacial del detector con otro, en lo que se denomina overlap removal [147]. Esta eliminación se hace en diferentes pasos, y en cada uno hay un objeto eliminado en presencia de otro. Los objetos eliminados en un dado paso no influye en los sucesivos. El overlap removal está diseñado específicamente para el tipo de análisis [148], y los diferentes pasos aplicados en el presente análisis se resumen a continuación:

- los muones CT que compartan traza con algún electrón se eliminan
- los electrones que compartan traza con algún muon se eliminan
- los fotones que tengan $\Delta R < 0.4$ con algún electrón se eliminan
- los fotones que tengan $\Delta R < 0.4$ con algún muón se eliminan
- los jets que tengan $\Delta R < 0.2$ con algún electrón se eliminan
- los electrones que tengan $\Delta R < 0.4$ con algún jet se eliminan
- los jets con número de trazas menor a 3 y que tengan $\Delta R < 0.2$ con algún muón se eliminan
- los muones que tengan $\Delta R < 0.4$ con algún jet se eliminan
- los jets que tengan $\Delta R < 0.4$ con algún fotón se eliminan

Energía transversa faltante

El cálculo de E_T^{miss} se realiza de acuerdo a lo descripto en la Sección 3.4. Los depósitos de energía en el calorímetro son asociados a los objetos de alto p_T en el siguiente orden: electrones, fotones, jets y muones. Las trazas que no fueron asociadas con ninguno de los objetos anteriores son incluidas en el término soft. Para el análisis una vez hecha la selección final de los objetos se hace una selección de eventos con $E_T^{\text{miss}} > 50 \text{ GeV}$.

6.4. Definición de las regiones del análisis

Una vez obtenidas las muestras de señal y una primera estimación de los fondos del SM, el objetivo del análisis es poder diseñar regiones de señal que permitan hacer una discriminación entre ambos, como se describe en la Sección 5.7. Para ello se obtiene del espacio de parámetros, la combinación de requisitos o cortes que maximice la significancia esperada. La optimización se realiza en primer instancia conociendo a priori la cinemática del estado final del fondo y señal, y luego mediante un proceso iterativo para encontrar los valores de cortes más óptimos. Si bien el objetivo es maximizar la significancia esperada, se intenta no tener regiones muy dependientes del modelo. Con el objetivo de evitar problemas extremos de estadística o con el manejo de sistemáticos, se buscaron regiones que no tengan un número de eventos de fondo nulo, poniéndose un mínimo requerido de tres eventos.

Una vez definidas las SRs, se puede proceder a la definición de las regiones de control y validación, que determinan un paso clave en el análisis para poder lograr un correcto modelado de los fondos. Las CRs se diseñaron para encontrar la normalización de los fondos principales del análisis mediante un ajuste de solo fondo a los datos. Las VRs en cambio fueron diseñadas cubriendo el espacio de parámetros entre las SRs y las CRs, con el objetivo de verificar que el modelado de los fondos y su extrapolación a las VRs es correcto. Como ambas hacen uso de los datos es indispensable que las mismas sean ortogonales a las SR para evitar un posible sesgo en los resultados finales y garantizar así las condiciones para el blinding.

A continuación se detallan los pasos que se siguieron en la optimización hasta el diseño final de las SRs y sus respectivas CRs y VRs.

6.4.1. Selección de eventos de señal

El estado final del modelo bajo estudio consiste en al menos un fotón, presencia de jets y elevada E_T^{miss} , como describe el diagrama de la Figura 6.1. Se seleccionan los eventos con al menos un fotón mediante el trigger de fotones simple con menor umbral y sin prescale, el cual es el `HLT_g140_loose`, por lo que a todos los fotones leading de las regiones se les solicita tener $p_T > 145 \text{ GeV}$, donde el trigger es completamente eficiente. Una selección inclusiva en el número de fotones contempla el caso en el que ambos $\tilde{\chi}_1^0$ decaen mediante fotones. El decaimiento a \tilde{G} produce grandes cantidades de E_T^{miss} , que

se espera que sea al menos mayor a 200 GeV, un valor bastante más alto que los procesos usuales del SM. Los jets del estado final pueden provenir de los decaimientos de los $\tilde{\chi}_1^\pm$ o $\tilde{\chi}_2^0$, de la ISR o del decaimiento del Higgs, mientras que E_T^{miss} y los fotones provienen del $\tilde{\chi}_1^0$. A grandes rasgos, la cinemática del evento depende de la diferencia de masa entre el \tilde{g} y el $\tilde{\chi}_1^0$. Cuando la diferencia supera los ~ 1000 GeV, el \tilde{g} decae en etapas sucesivas hasta llegar al $\tilde{\chi}_1^0$, generando jets adicionales. A su vez, los productos del decaimiento del $\tilde{\chi}_1^0$ son poco energéticos. En cambio, cuando la diferencia de masa es menor a ~ 300 GeV (escenario comprimido), el \tilde{g} decae en mayor proporción de forma directa al $\tilde{\chi}_1^0$. En ese caso se generan menos jets en el evento, y tanto el p_T del fotón como E_T^{miss} van a ser relativamente más energéticos. Estas diferencias entre los distintos puntos de señal motivó al diseño de tres regiones de señal, optimizadas para distintos puntos de señal. La SRH, optimizada para el escenario comprimido, caracterizada por fotones y E_T^{miss} energéticos, y bajo número de jets. En contraposición, está la SRL optimizada para masas de $\tilde{\chi}_1^0$ baja, y caracterizada por un mayor número de jets, y con fotones y E_T^{miss} no tan energéticos. Finalmente la SRM fue optimizada para un región intermedia y con características conjuntas de las anteriores SRs. La Figura ?? [[agregar]] muestra el espacio de puntos para los cuales fue diseñada cada SR. Finalmente, si bien se pueden generar leptones en el estado final, se aplica un voto a los mismos para evitar el solapamiento con otro análisis que realiza una búsqueda similar con fotones y leptones en el estado final [149].

Definidas las selecciones caracterizadas por el estado final del modelo, se procede a agregar variables que hagan efectiva la discriminación de fondo y señal. Para reducir fondos donde E_T^{miss} es principalmente instrumental, se aplica una separación angular entre la misma y los objetos presentes en el evento. En la señal E_T^{miss} proviene principalmente de los \tilde{G} , que se espera que no tenga ninguna correlación angular con los fotones y jets, a diferencia de E_T^{miss} instrumental que se espera que esté alineada con los mismos. En procesos donde E_T^{miss} proviene de la reconstrucción errónea de alguno de los objetos, es esperable que la misma esté alineada con ese objeto. Por ese motivo se aplica un corte inferior en las siguientes variables:

$$\begin{aligned} \Delta\phi(\gamma, E_T^{\text{miss}}) &= \phi^{\text{leading}\gamma} - \phi^{\text{miss}} \\ \Delta\phi(\text{jet}, E_T^{\text{miss}}) &= \min(\phi^{\text{leading jet}} - \phi^{\text{miss}}, \phi^{\text{sub-leading jet}} - \phi^{\text{miss}}) \end{aligned} \quad (6.11)$$

donde las diferencias se definen de tal forma de que resulten siempre entre 0 y π .

Para una mejor discriminación entre señal y fondo se emplea la variable H_T , definida como:

$$H_T = p_T^{\text{leading}\gamma} + \sum_{i \in \text{jets}} p_T^{(i)} \quad (6.12)$$

Para una señal de SUSY con un fotón energético y elevada actividad hadrónica, se pueden esperar valores de H_T superiores a 1500 GeV.

Finalmente, para realizar una reducción de fondo adicional, se emplea la variable:

$$R_T^N = \frac{\sum_{i=1}^N p_T^{(\text{jet}_i)}}{\sum_{i \in \text{jets}} p_T^{(i)}} \quad (6.13)$$

donde $1 \leq N \leq N_{\text{jets}}$, que representa la fracción de p_T de los primeros N jets con respecto a la totalidad de jets. Para el presente análisis se encontró que la variable R_T^4 daba los valores más óptimos de significancia. Las señales de SUSY se espera que contengan eventos con múltiples jets energéticos y por ende valores bajos de R_T^4 , a diferencia de los procesos del SM con baja actividad hadrónica y de baja energía, con valores de R_T^4 cercanos a la unidad. Cabe destacar que esta variable sólo es posible definirla en regiones que soliciten al menos cuatro jets.

La definición formal de las regiones de señales se muestra en la Tabla 6.4.

Tabla 6.4: Definición de las regiones de señal SRL, SRM y SRH

	SRL	SRM	SRH
$N_{\text{fotones leading } \gamma}$	≥ 1	≥ 1	≥ 1
p_T	$> 145 \text{ GeV}$	$> 300 \text{ GeV}$	$> 400 \text{ GeV}$
N_{leptones}	0	0	0
N_{jets}	≥ 5	≥ 5	≥ 3
$\Delta\phi(\text{jet}, E_T^{\text{miss}})$	> 0.4	> 0.4	> 0.4
$\Delta\phi(\gamma, E_T^{\text{miss}})$	> 0.4	> 0.4	> 0.4
E_T^{miss}	$> 250 \text{ GeV}$	$> 300 \text{ GeV}$	$> 600 \text{ GeV}$
H_T	$> 2000 \text{ GeV}$	$> 1600 \text{ GeV}$	$> 1600 \text{ GeV}$
R_T^4	< 0.90	< 0.90	-

6.4.2. Regiones de control y validación

En el presente análisis los procesos de mayor impacto son $\gamma + \text{jets}$, $W\gamma$ y $t\bar{t}\gamma$, para los cuales se diseñan regiones de control dedicadas a los mismos, denominadas CRQ, CRW y CRT respectivamente. Todas las CRs requieren al menos un fotón con $p_T > 145 \text{ GeV}$ y luego un conjunto de cortes que no solo generen una buena estadística del fondo a modelar, sino también garanticen la ortogonalidad con las SRs. El corte en H_T en general es reducido con respecto a las SRs para aumentar así la estadística de los fondos, y por la misma razón el corte en R_T^4 se omite en todas ellas. Si bien algunos análisis definen regiones de control dedicadas a diferentes procesos para cada región de señal, en el análisis actual se emplean las mismas CRs para todas las SRs.

La producción de pares de top, en su decaimiento leptónico, genera un estado final con dos b -jets, dos leptones y E_T^{miss} . La CRT dedicada a este proceso requiere entonces la presencia de al menos dos b -jets y un lepton, garantizando así la ortogonalidad con las SRs. Para evitar contaminación de señal se emplea un corte superior en E_T^{miss} , ya que para este proceso se espera que no sea tan alta como en la señal de SUSY.

La CRW dedicada a $W\gamma$ se diseña de forma similar a la CRT, pero aplicando un voto en los b -jets para evitar una contaminación del fondo de $t\bar{t}\gamma$.

En los procesos como $\gamma + \text{jets}$, donde E_T^{miss} es principalmente instrumental, se espera que el vector E_T^{miss} esté alineado con alguno de los jets. La CRQ aplica un corte superior en $\Delta\phi(\text{jet}, E_T^{\text{miss}})$ para incrementar la abundancia de este fondo, garantizando también la ortogonalidad con las SRs. Si bien E_T^{miss} es baja para este proceso, como hay suficiente estadística, se aplica un corte inferior en la misma para tener mayor semejanza con las SRs.

En la Tabla 6.5 se muestra la definición completa de las tres regiones de control. [[[mostrar signal contamination?]]].

Tabla 6.5: Definición de las regiones de control de control CRQ, CRW y CRT, dedicadas a los fondos $\gamma + \text{jets}$, $W\gamma$ y $t\bar{t}\gamma$ respectivamente. En color los cortes que garantizan la ortogonalidad con las SRs.

	CRQ	CRW	CRT
$N_{\text{fotones leading } \gamma}$	≥ 1	≥ 1	≥ 1
p_T	$> 145 \text{ GeV}$	$> 145 \text{ GeV}$	$> 145 \text{ GeV}$
N_{leptones}	0	≥ 1	≥ 1
N_{jets}	≥ 3	≥ 1	≥ 2
$N_{b-\text{jets}}$	-	0	≥ 2
$\Delta\phi(\text{jet}, E_T^{\text{miss}})$	< 0.4	> 0.4	> 0.4
$\Delta\phi(\gamma, E_T^{\text{miss}})$	> 0.4	-	-
E_T^{miss}	$> 100 \text{ GeV}$	[100, 200] GeV	[50, 200] GeV
H_T	$> 1600 \text{ GeV}$	$> 400 \text{ GeV}$	$> 400 \text{ GeV}$

A continuación se definen las VRs, las cuales fueron diseñadas para verificar el correcto modelado de los fondos y su extrapolación a las SRs. Las mismas se encuentran en una región intermedia entre las CRs y las SRs, siempre siendo ortogonales a estas últimas. Se diseñaron un conjunto de VRs orientadas al modelado de los fondos de $W\gamma$ y $t\bar{t}\gamma$, otras para el de $\gamma + \text{jets}$ y una dedicada al fondo de electrones erróneamente reconstruidos como fotones. Nuevamente se requiere en todas ellas al menos un fotón con $p_T > 145 \text{ GeV}$.

Se definieron cinco VRs orientadas al fondo de $\gamma + \text{jets}$. Estas regiones recuperan el corte en $\Delta\phi(\text{jet}, E_T^{\text{miss}})$ de las SRs, pero agregan un corte superior en E_T^{miss} de 200 GeV, siendo así ortogonales a ellas. Entre ellas se encuentran las VRM1L y VRM1H, orientadas a validar las regiones SRL y SRH respectivamente, emulando sus cortes en p_T del fotón y E_T^{miss} . A su vez la VRM1L incluye un corte similar en R_T^4 para validar la aplicación del mismo en las SRs. Ambas tienen un corte inferior en E_T^{miss} de 100 GeV, y se desprenden de ambas regiones de validación equivalente pero con un corte inferior en E_T^{miss} de 150 GeV, denominadas VRM2L y VRM2H. Finalmente se encuentra la VRQ, que es un compromiso entre las regiones anteriores, solicitando un reducido número de jets y a su vez el mínimo p_T para fotones. La definición completa de las VRs dedicadas al fondo de $\gamma + \text{jets}$ se

muestra en la Tabla 6.6.

Tabla 6.6: Definición de las regiones de validación VRQ, VRM1L, VRM2L, VRM1H y VRM2H, empleadas para la validación del fondo de $\gamma + \text{jets}$. En color los cortes que garantizan la ortogonalidad con las SRs.

	VRQ	VRM1L	VRM2L	VRM1H	VRM2H
N_{fotones}	≥ 1				
$p_T^{\text{leading}-\gamma}$	$> 145 \text{ GeV}$	$> 145 \text{ GeV}$	$> 145 \text{ GeV}$	$> 300 \text{ GeV}$	$> 300 \text{ GeV}$
N_{leptones}	0	0	0	0	0
N_{jets}	≥ 3	≥ 5	≥ 5	≥ 3	≥ 3
$\Delta\phi(\text{jet}, E_T^{\text{miss}})$	> 0.4	> 0.4	> 0.4	> 0.4	> 0.4
$\Delta\phi(\gamma, E_T^{\text{miss}})$	> 0.4	> 0.4	> 0.4	> 0.4	> 0.4
E_T^{miss}	[100, 200]	[100, 200]	[150, 200]	[100, 200]	[150, 200]
H_T	> 1600	> 1600	> 1600	> 1600	> 1600
R_T^4	-	< 0.90	< 0.90	-	-

Para los fondos $W\gamma$ y $t\bar{t}\gamma$ se definieron cuatro regiones de validación, por lo que todas requieren al menos un leptón y lo que las hace ortogonales a las SRs. La VRL1 y VRL2 estudian la región de bajo E_T^{miss} y validando distintos valores de H_T , mientras que las VRL3 y VRL4 lo hacen para $E_T^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$. Además VRL4 invierte el corte en $\Delta\phi(\text{jet}, E_T^{\text{miss}})$ para validar esa variable en regiones con combinaciones distintas de la misma. La Tabla 6.7 muestra las definiciones completas de las VRs dedicadas a estos fondos.

Tabla 6.7: Definición de las regiones de validación VRL1, VRL2, VRL3 y VRL4, empleadas para la validación de los fondos de $W\gamma$ y $t\bar{t}\gamma$. En color están los cortes que garantizan la ortogonalidad con las SRs.

	VRL1	VRL2	VRL3	VRL4
N_{fotones}	≥ 1	≥ 1	≥ 1	≥ 1
$p_T^{\text{leading}-\gamma}$	$> 145 \text{ GeV}$	$> 145 \text{ GeV}$	$> 145 \text{ GeV}$	$> 145 \text{ GeV}$
N_{leptones}	≥ 1	≥ 1	≥ 1	≥ 1
N_{jets}	≥ 2	≥ 2	≥ 2	≥ 2
$\Delta\phi(\text{jet}, E_T^{\text{miss}})$	> 0.4	> 0.4	> 0.4	< 0.4
E_T^{miss}	[50, 200] GeV	[50, 200] GeV	$> 200 \text{ GeV}$	$> 200 \text{ GeV}$
H_T	$> 800 \text{ GeV}$	$> 1300 \text{ GeV}$	[600, 1600] GeV	$> 1100 \text{ GeV}$

Finalmente se encuentra la región de validación para el fondo de electrones erróneamente reconstruidos como fotones. La misma se diseña sin el veto de leptones y requiriendo al menos un b -jet. Como es un fondo donde el fotón es ‘falso’ se espera que su energía no esté correctamente reconstruida y esto genere E_T^{miss} instrumental. En ese caso E_T^{miss} y el fotón deberían estar alineados, por lo que se aplica un corte superior en $\Delta\phi(\gamma, E_T^{\text{miss}})$, garantizando a su vez la ortogonalidad con las SRs. La definición de la misma se puede observar en la Tabla 6.8.

Tabla 6.8: Definición de la región de validación VRE, empleadas para la validación del fondo de electrones erróneamente reconstruidos como fotones. En color están los cortes que garantizan la ortogonalidad con las SRs.

	VRE
N_{fotones}	≥ 1
$p_T^{\text{leading } \gamma}$	145 GeV
N_{leptones}	-
N_{jets}	≥ 1
$N_{b-\text{jets}}$	≥ 1
$\Delta\phi(\text{jet}, E_T^{\text{miss}})$	> 0.4
$\Delta\phi(\gamma, E_T^{\text{miss}})$	< 0.4
E_T^{miss}	$> 200 \text{ GeV}$
H_T	[100, 1600] GeV

6.5. Incertezas sistemáticas

Un factor clave en el análisis es la estimación de las incertezas sistemáticas involucradas, las cuales afectan tanto la estimación de los fondos como de la señal en las distintas regiones del análisis. Las mismas son incluidas como parámetros nuisance en los distintos ajustes realizados. Existen dos tipos de incertidumbres sistemáticas, las experimentales y las teóricas, y se describen a continuación.

6.5.1. Incertezas sistemáticas experimentales

Las incertezas experimentales están asociadas a la estimación de los fondos, ya sea por incertidumbres provenientes de la simulación del detector y la reconstrucción de objetos, como en los métodos de estimación de fondos basados en datos.

Incerteza en la luminosidad

La luminosidad del LHC durante el Run 2 se mide utilizando el detector de Cherenkov LUCID2 [150] y se calibra a partir tomas de datos especiales de baja luminosidad del LHC, usando el método van der Meer [151, 152]. La misma es empleada en general para la medida de secciones eficaces, aunque en este análisis cumple un rol fundamental en la normalización de las simulaciones de MC a las condiciones del LHC del Run 2. La incertidumbre en la luminosidad integrada combinada del Run 2 es de 1.7% [153].

Incertezas asociadas a fotones, electrones y muones

Las incertezas en la identificación y aislamiento de fotones son estimadas a partir de las diferencias que hay en las *shower shapes* entre datos y MC, utilizando eventos de bosón Z decayando radiativamente [154]. La escala de energía es determinada utilizando eventos de $Z \rightarrow ee$ y $J/\Psi \rightarrow ee$, y sus correcciones fueron aplicadas como variaciones de una desviación estándar del valor nominal. La misma metodología se empleó para correcciones en la resolución. De manera similar se obtienen los sistemáticos asociados a electrones [155] y muones [100], los cuales se determinan a partir de eventos $Z \rightarrow l^+l^-$, $J/\Psi \rightarrow l^+l^-$ y $W \rightarrow l^\pm\nu$. Las incertidumbres consideradas fueron en la identificación, reconstrucción, aislamiento y escala de energía de los electrones. Para los muones se consideraron las incertidumbres en la resolución y escala del momento, la dependencia del momento con la carga, reconstrucción y aislamiento.

Incertezas asociadas a jets

Las incertezas asociadas a jets se estiman siguiendo la metodología descripta en las Referencias [156] y [157], las cuales aportan una gran cantidad de parámetros nuisance. Entre ellas están la incertidumbre asociadas a la resolución y escala de energía, las eficiencias de identificación de sabor del jet y la incertidumbre en el JVT.

[[[Me pareció que describirlas en detalle era demasiada información sin precisiones...]]]. [[[Bueno, debería detallar un poco más, tal vez inclusive en la de fotones y leptones]]].

Incertezas asociadas a E_T^{miss}

Cuando se modifica la escala o resolución de energía de algún objeto, esa variación se propaga en conjunto al término correspondiente al cálculo de E_T^{miss} . Adicionalmente los sistemáticos asociados al término Soft de E_T^{miss} se obtienen mediante la comparación de la escala y resolución entre datos y MC, con distintos generadores y simulaciones de detector.

Incertezas asociadas al pile-up

El factor de corrección de pile-up se obtiene para hacer coincidir el número promedio de interacciones por cruces de haces de las simulaciones de MC con la de datos. El mismo era de 1/1.03 y la incerteza sistemática se obtuvo variando el mismo a 1/0.99 y 1/1.07. [[[Esto nunca lo expliqué y no lo sé bien, seguro que se aplica estas variaciones?]]]

Incertezas en los métodos de estimación de fondos basados en datos

Los métodos para la estimación de fondos de jets y electrones reconstruidos erróneamente como fotones, descriptos en las Secciones 6.2.2 y 6.2.3, tienen también incertezas asociadas. Una es la propia incertezas estadística propia de la muestra de control durante la estimación de estos fondos (Ecuaciones 6.6 y 6.10). La otra es la incertezas propia de los FFs descripta en esas mismas Secciones y ambas son incluidas como parámetros nuisance.

6.5.2. Incertezas sistemáticas teóricas

Las incertezas teóricas afectan a todas las simulaciones de MC, y provienen principalmente tanto del generador empleado como de los distintos parámetros de la teoría utilizados en los cálculos de las propias simulaciones.

Para cada muestra de fondo en cada región del análisis se calcula una incertidumbre teórica total que incluye los efectos que más adelante se describen. Contrario a lo que se espera, las incertezas sistemáticas se ven afectadas por la estadística de la muestra, principalmente cuando la región tiene bajo número de eventos. Es por esto que para el cálculo de las incertidumbres teóricas se emplean regiones equivalentes a la del análisis pero relajando varios de sus cortes para ganar una mayor estadística. Se emplea una región para sistemáticos común a todas las SRs del análisis, y una para cada grupo de VRs, las cuales se muestran en la Tabla 6.9. Para las CRs se usan exactamente las mismas ya que por definición abundan los eventos de un dado fondo.

Tabla 6.9: Regiones empleadas para el cálculo de los sistemáticos teóricos. Las mismas fueron obtenidas a partir de las regiones del análisis pero relajando algunos de sus cortes. Para las CRs se emplearon las mismas regiones del análisis por lo que no se muestran.

	SR_syst	VRM_syst	VRL_syst	VRE_syst
N_{fotones}	≥ 1	≥ 1	≥ 1	≥ 1
$p_T^{\text{leading } \gamma} [\text{GeV}]$	> 145	> 300	> 145	> 145
N_{leptones}	0	0	> 0	-
N_{jets}	≥ 3	≥ 3	≥ 2	≥ 1
$N_{b-\text{jets}}$	-	-	-	≥ 1
$\Delta\phi(\text{jet}, E_T^{\text{miss}})$	-	-	-	> 0.4
$\Delta\phi(\gamma, E_T^{\text{miss}})$	> 0.4	> 0.4	-	-
$E_T^{\text{miss}} [\text{GeV}]$	> 200	> 100	> 100	> 200
$H_T [\text{GeV}]$	> 1600	> 1000	> 800	[100-1600]

Todas las muestras de fondo incluyen un conjunto de pesos internos que representan el efecto de la variación de distintos parámetros de la teoría. Las variaciones consideradas para cada muestra fueron las de la escala de renormalización (μ_R) y factorización

(μ_F) , la variación de los elementos de matriz (ME) de la PDF nominal, variación de la familia de PDFs empleada en la generación de los eventos, y las incertidumbres asociadas a la determinación y truncamiento de la constante de acoplamiento fuerte (α_S). Para la muestra de $t\bar{t}\gamma$ se emplean solo las dos primeras variaciones, las cuales son las predominantes. Tampoco se tienen en cuenta variaciones en la escala de *matching* (CKKW) [[mirar esto]] ni en la escala de resumación (QSF), ya que las mismas son despreciables y requieren la generación de unas nuevas muestras adicionales.

El cálculo de la incertidumbre teórica total se calculó siguiendo las recomendaciones PDF4LHC [[no se si fue así... en todo caso citar]]. Para calcular las variaciones de los MEs de las PDFs se empleó LHAPDF [158] con la PDF nominal, NNPDF30_nnlo_as_0118, y 100 variaciones de sus MEs. A su vez se consideraron dos familias de PDFs alternativas, CT14 y MMHT2014nnlo68c1. Para las variaciones de escala se consideraron siete posibles valores: $(\mu_R, \mu_F) = (0.5, 0.5), (1, 0.5), (0.5, 1), (1, 1), (2, 1), (1, 2), (2, 2)$. Finalmente se consideraron dos variaciones asociadas a α_S . Todas estas variaciones fueron combinadas en una sola incertidumbre total para cada muestra y para cada región, y cuyos valores porcentuales promedio se muestran en la Tabla 6.10. Aquellos procesos donde en ciertas regiones tienen una estadística reducida, se consideran de poco impacto para dicha región, y se fija conservadoramente una incertezza del 100 %.

Tabla 6.10: Valores porcentuales promedios de las incertidumbres teóricas de cada muestra de fondo en cada región. Los fondos con baja estadística no afectan los resultados en la región y sus incertidumbres se fijan conservadoramente a 100 %.

	CRQ	CRW	CRT	SR_syst	VRE_syst	VRM_syst	VRL_syst
$\gamma + \text{jets}$	32.26 %	38.83 %	75.33 %	30.66 %	38.23 %	31.08 %	46.26 %
$W\gamma$	26.07 %	22.75 %	27.90 %	25.54 %	22.83 %	25.80 %	25.78 %
$t\bar{t}\gamma$	13.66 %	12.67 %	12.57 %	14.07 %	13.26 %	12.59 %	12.79 %
$Z(\nu\nu)\gamma$	27.90 %	32.06 %	100 %	27.14 %	21.04 %	27.45 %	35.03 %
$Z(l\bar{l})\gamma$	31.84 %	22.16 %	27.55 %	35.97 %	17.53 %	26.88 %	27.13 %
$W\gamma\gamma / Z\gamma\gamma$	23.32 %	19.50 %	26.79 %	21.36 %	21.37 %	19.62 %	18.81 %
$\gamma\gamma$	31.19 %	46.51 %	65.19 %	42.13 %	45.03 %	29.17 %	44.49 %

Finalmente, se calcularon las incertezas teóricas para las muestras de señal, empleadas al establecer límites al modelo. Las mismas se obtuvieron a partir del número de eventos en cada región, variando la estimación de la sección eficaz en una desviación estándar tanto para arriba como abajo.

Capítulo 7

Resultados e interpretación del análisis

En el siguiente Capítulo se muestran los resultados obtenidos para el análisis utilizando el conjunto completo de datos del Run 2. Esto incluye los resultados del modelado de fondo en cada una de las regiones, el ajuste de solo fondo en las regiones de control, el acuerdo en las regiones de validación y los valores finales en las regiones de señal. En estas últimas se presenta además el número de eventos observados unblinded. Finalmente se muestran los límites de exclusión tanto dependientes como independientes del modelo.

7.1. Resultados del ajuste de solo fondo en las regiones de control y validación

En la Tabla 8.4 se muestran los resultados del ajuste de solo fondo para el conjunto de datos del Run 2. En la misma están listados el aporte que realiza cada fondo antes de realizar el ajuste y después de hacerlo. A su vez se muestra el número de eventos observados en cada región, la pureza del fondo asociado a cada una de ellas y el factor de normalización. Si bien el objetivo del ajuste es corregir los defectos de las simulaciones principales y que se parezcan lo mayor posible a los datos, es esperable que las mismas sean a prior bastante acertadas y por ende los factores de normalización cercanos a la unidad. Si bien esto ocurre para el factor de la CRW (μ_W), no se cumple para los otros dos. El factor de la CRT (μ_T) dio superior a la unidad lo que significa una subestimación del fondo de $t\bar{t}\gamma$. Esto se pudo entender más adelante, en el análisis de producción débil del Capítulo 8 como una falta de inclusión de fondos con el mismo estado final que $t\bar{t}\gamma$. Al incluir posteriormente al fondo de producción de tops y higgs decayendo a fotones, se observó un valor más cercano a la unidad. Con respecto al factor de la CRQ μ_Q , la distancia a la unidad es bastante más significativa, implicando que prácticamente el fondo estaba siendo doblemente sobre estimado. Si bien este efecto se observó en otros análisis [159] [[Era el de monophoton?]], se asumió que la muestra no estaba diseñada

para regiones de tan elevado E_T^{miss} y debido a su bajo impacto en las SRs, esta desviación no se consideró crítica.

Tabla 7.1: Resultados del ajuste de solo fondo en las diferentes regiones de control. Se muestran los resultados antes y después del ajuste, la pureza del fondo y los factores de normalización.

Control Regions	CRQ	CRW	CRT
Observed events	1708	2231	1282
Expected SM events	1708.16 ± 48.84	2231.00 ± 47.47	1281.94 ± 35.57
$\gamma + \text{jets}$	1539.27 ± 49.72	16.26 ± 5.69	$1.45^{+2.11}_{-1.45}$
$W\gamma$	25.95 ± 2.07	1811.83 ± 51.79	45.56 ± 5.27
$Z(\rightarrow \ell\ell)\gamma$	2.55 ± 0.83	46.09 ± 10.24	4.11 ± 1.18
$Z(\rightarrow \nu\nu)\gamma$	10.25 ± 2.88	0.14 ± 0.04	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$
$t\bar{t}\gamma$	45.39 ± 3.97	175.53 ± 16.94	986.66 ± 38.81
$\gamma\gamma/W\gamma\gamma/Z\gamma\gamma$	53.28 ± 4.75	54.40 ± 1.98	2.30 ± 0.38
$e \rightarrow \gamma$ fakes	11.90 ± 0.92	91.05 ± 5.79	218.34 ± 13.57
$j \rightarrow \gamma$ fakes	19.59 ± 4.29	35.69 ± 5.92	23.52 ± 3.94
Before fit SM events	3026.78 ± 961.54	2244.88 ± 429.19	1022.60 ± 99.03
Before fit $\gamma + \text{jets}$	2869.26 ± 959.61	30.30 ± 15.00	$2.70^{+4.26}_{-2.70}$
Before fit $W\gamma$	26.61 ± 7.07	1858.24 ± 427.00	46.74 ± 13.76
Before fit $Z(\rightarrow \ell\ell)\gamma$	2.55 ± 0.84	46.09 ± 10.31	4.11 ± 1.18
Before fit $Z(\rightarrow \nu\nu)\gamma$	10.25 ± 2.90	0.14 ± 0.05	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$
Before fit $t\bar{t}\gamma$	33.35 ± 4.89	128.96 ± 17.65	724.89 ± 96.36
Before fit $\gamma\gamma/W\gamma\gamma/Z\gamma\gamma$	53.28 ± 4.77	54.40 ± 1.99	2.30 ± 0.38
Before fit $e \rightarrow \gamma$ fakes	11.90 ± 0.93	91.05 ± 5.83	218.34 ± 13.66
Before fit $j \rightarrow \gamma$ fakes	19.59 ± 4.32	35.69 ± 5.96	23.52 ± 3.97
Background purity	95 %	83 %	71 %
Normalization factor (μ)	0.54 ± 0.19	0.98 ± 0.23	1.36 ± 0.19

En las Figuras 7.1, 7.2 y 7.3 se pueden observar las distribuciones de distintas variables para cada región de control luego de hacer el ajuste de solo fondo [[[No soy muy partidario de poner tantos plots, creo que con poner 2 o 3 variables por región estaría bien]]]. En las mismas se muestra el aporte de cada fondo, siendo predominante el que correspondía a cada CR, y la comparación con los datos observados. En la Figura ?? se observa la contaminación de señal para cada CR, donde se observa que la misma es prácticamente despreciable en todos los puntos de señal.

En las Tablas 7.2, 7.2 y 7.4 se muestran los resultados de cada estimación de fondo en cada región de validación. En general se observa un buen acuerdo entre los fondos y los datos observados, dando a entender que la estimación realizada es del todo acertada. A su vez en las Figuras 7.5-7.14 se observan las distribuciones de algunas variables del análisis para cada región de validación [[[Ídem CRs, no pondría tantos plots]]].

[[[Cosas que no estoy poniendo: signal contamination en las VRs, correlacion

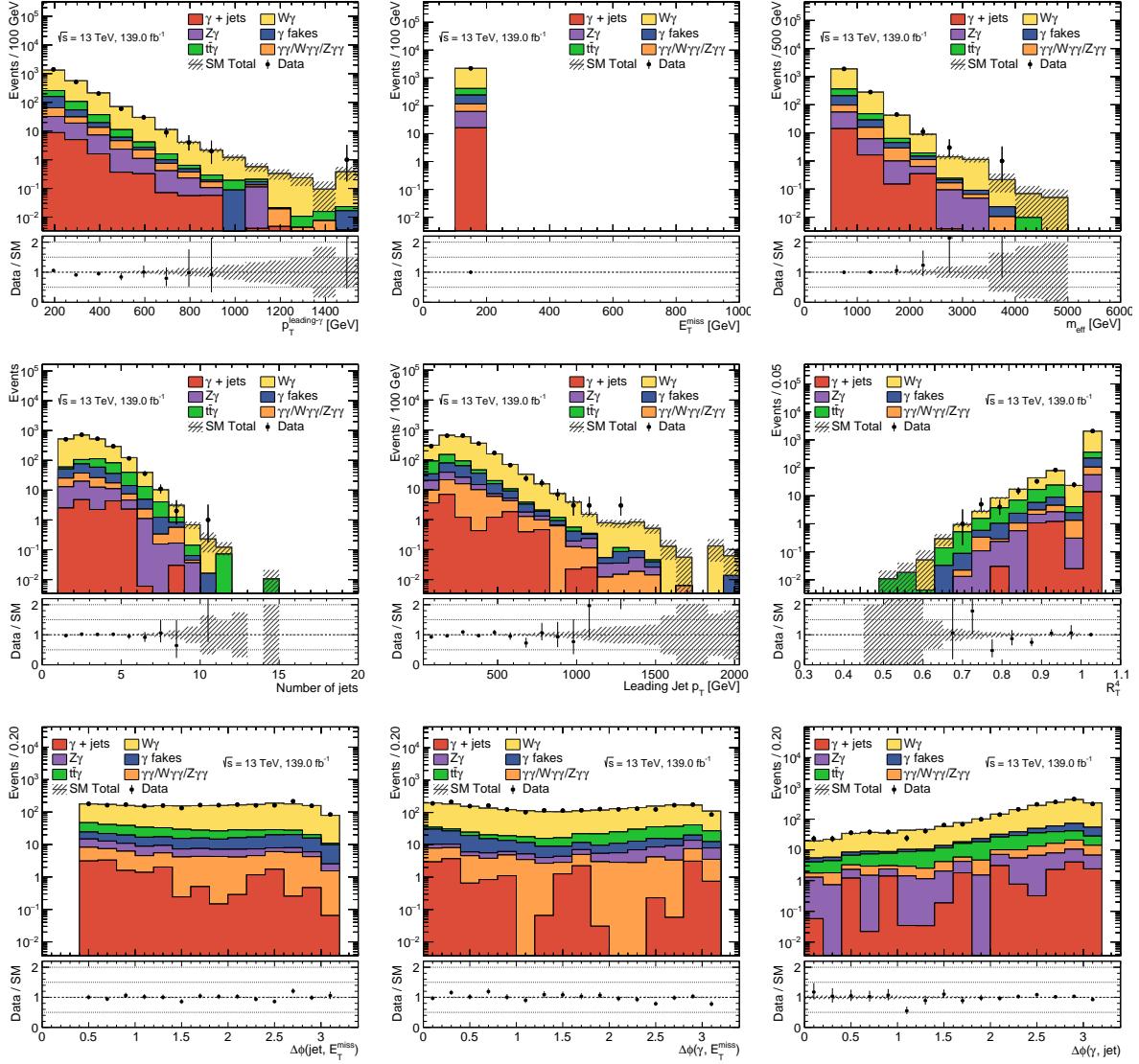


Figura 7.1: Distribuciones en la región de control CRW luego del ajuste de solo fondo. Las incertidumbres mostradas son sólo estadísticas.

parametros del ajuste, tabla de incertezas sistematicas, pull de los NPs]]]

7.2. Resultados en las regiones de señal luego del unblinding

Luego de la estimación de los fondos en las regiones de señal y su correcta validación en sus respectivas VRs, se procedió a la observación de los datos en dichas regiones. En la Tabla 7.5 se muestra el número de eventos observados y la estimación de los fondos

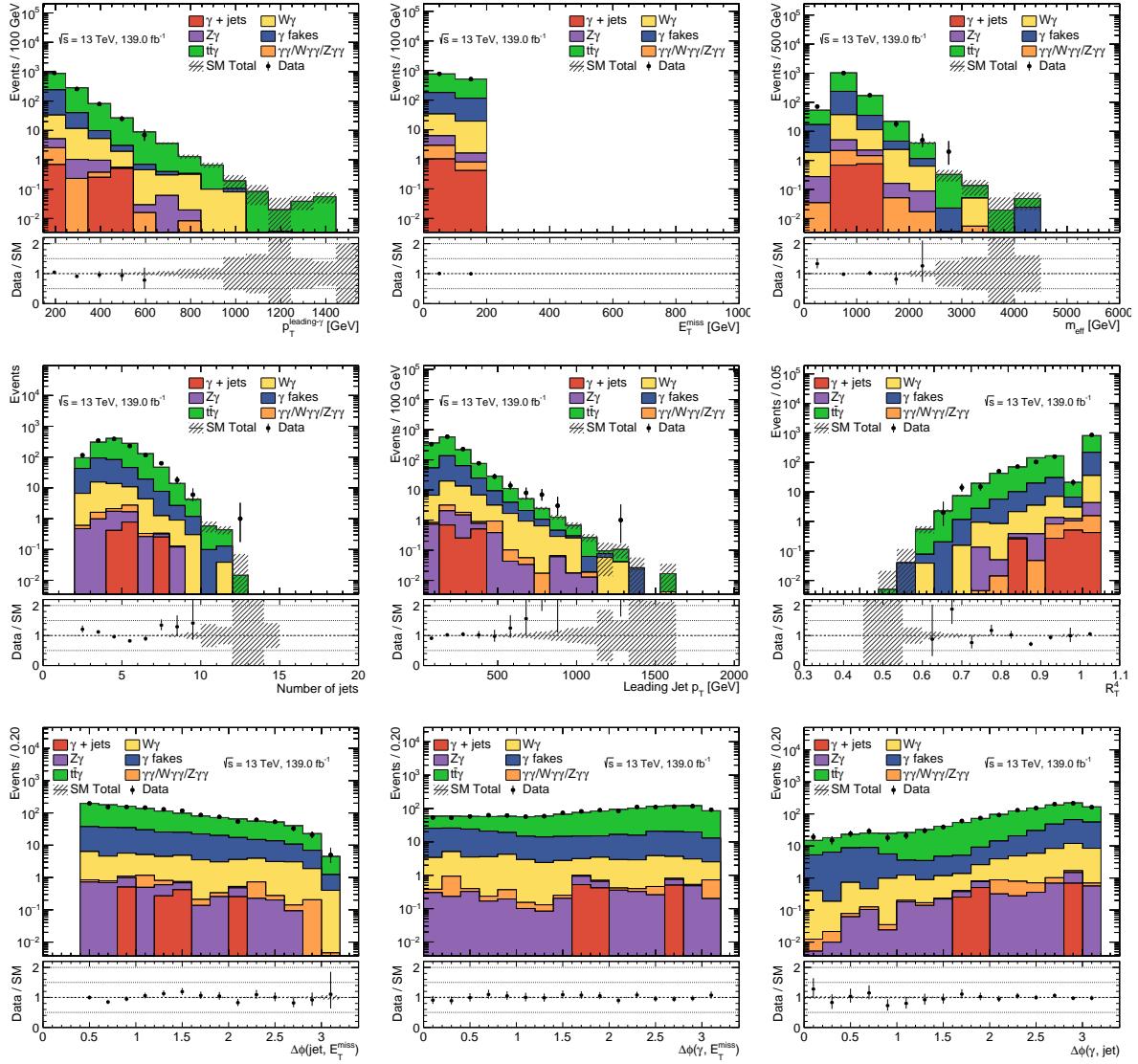


Figura 7.2: Distribuciones en la región de control CRT luego del ajuste de solo fondo. Las incertidumbres mostradas son sólo estadísticas.

en cada región de señal. El número total de eventos observados para la SRL fue de 2, para la SRM de 0 y para la SRH de 5. A su vez en la Figura 7.15 se observa el resumen de la estimación de fondo y datos observados para cada región del análisis. En la Figura 7.16 se observa la distribución de E_T^{miss} para las tres regiones de señal, pero omitiendo el corte en esa variable de las mismas (gráfico N-1). Allí se muestra las estimaciones de los fondos, la de los datos observados y las del punto de señal con (2000, 250).

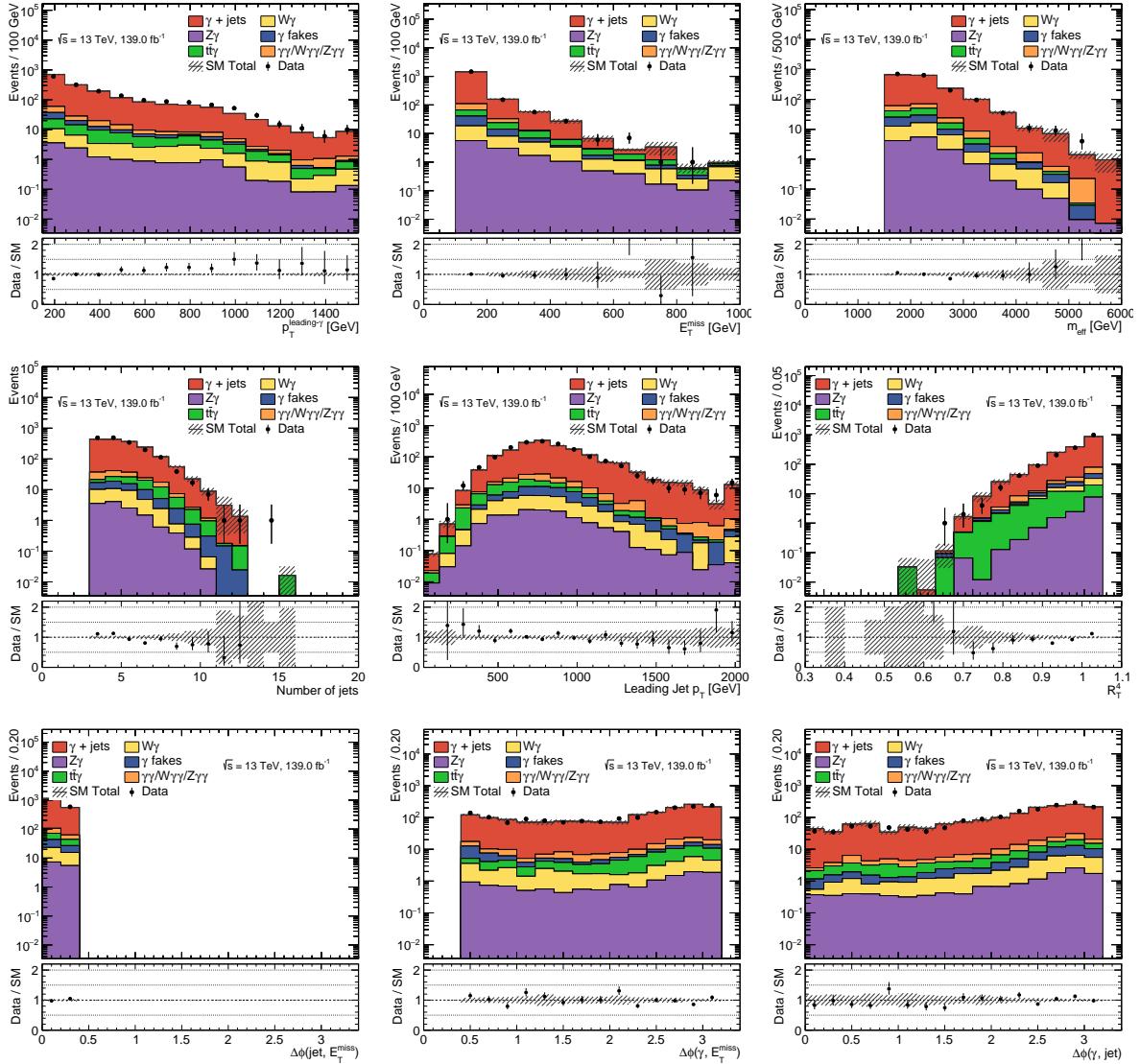


Figura 7.3: Distribuciones en la región de control CRQ luego del ajuste de solo fondo. Las incertidumbres mostradas son sólo estadísticas.

7.3. Límites en independientes del modelo

Dado el buen acuerdo entre la estimación del fondo y los datos observados en las distintas SRs, se establecen límites superiores en el número de eventos de cualquier fenómeno más allá del SM con el estado final del análisis. Los límites se establecen para cada SR con un nivel de confianza del 95 % utilizando el profile likelihood ratio con las prescripciones para los CL_s [125]. Para ello se realiza un muestreo del número de eventos de señal para un cierto modelo, y se encuentra cuando el valor de CL_s cae por debajo del 5 %, método descripto en el Capítulo 5.

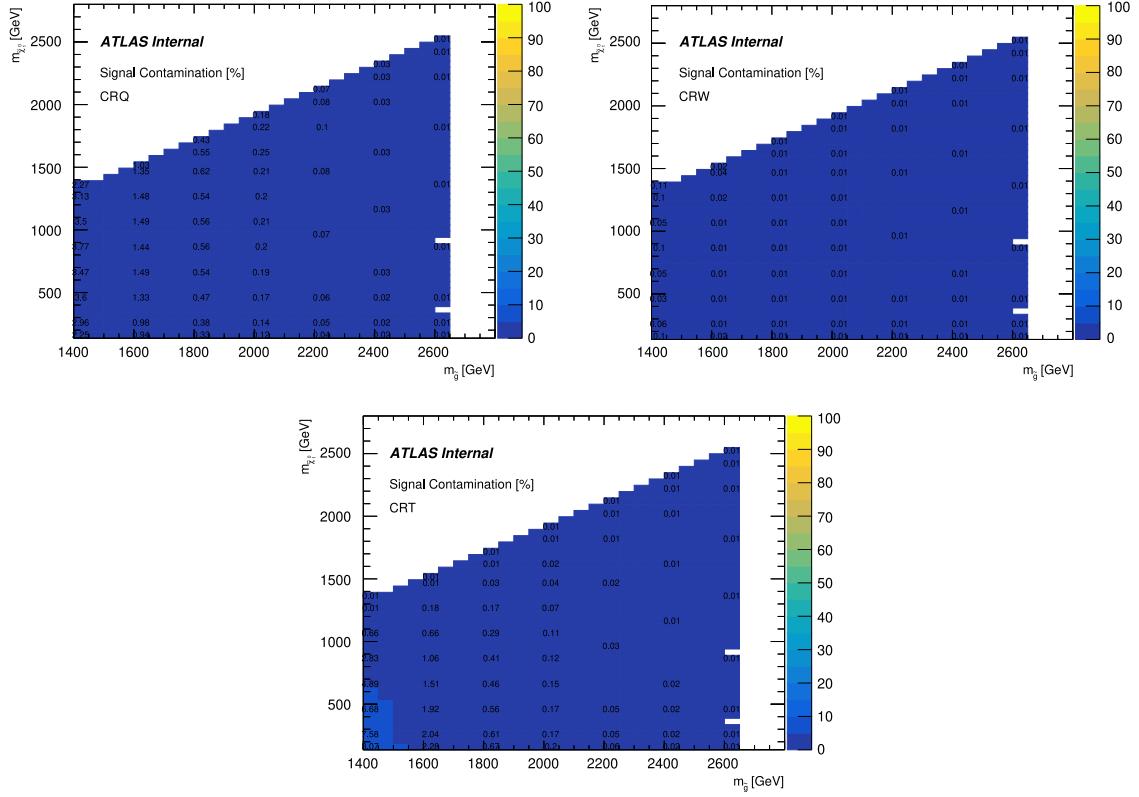


Figura 7.4: Contaminación porcentual para cada muestra de señal en las regiones de control CRQ (arriba izquierda), CRW (arriba derecha) y CRT (abajo). La misma se define como la fracción de eventos de señal con respecto al número de eventos de señal más fondo.

Tabla 7.2: Estimación de los distintos fondos luego del ajuste de solo fondo en las regiones de validación VRQ, VRM1L, VRM2L, VRM1H y VRM2H.

VRM	VRQ	VRM1L	VRM2L	VRM1H	VRM2H
Observed events	714	127	22	419	51
Expected SM events	694.72 ± 65.58	134.08 ± 15.99	20.18 ± 5.01	385.06 ± 37.21	50.36 ± 6.53
$e \rightarrow \gamma$ fakes	15.97 ± 1.17	3.74 ± 0.38	1.30 ± 0.19	5.21 ± 0.48	1.37 ± 0.20
$j \rightarrow \gamma$ fakes	18.04 ± 3.08	3.59 ± 0.69	0.35 ± 0.11	10.38 ± 1.77	1.28 ± 0.26
$\gamma + \text{jets}$	573.52 ± 64.46	109.86 ± 15.13	14.12 ± 4.26	313.65 ± 36.88	31.34 ± 6.10
$W\gamma$	26.99 ± 1.95	3.67 ± 0.44	1.11 ± 0.35	18.59 ± 1.24	6.79 ± 0.86
$Z(\rightarrow \ell\ell)\gamma$	2.09 ± 0.60	0.29 ± 0.11	0.14 ± 0.07	1.09 ± 0.35	0.28 ± 0.17
$Z(\rightarrow \nu\nu)\gamma$	9.65 ± 2.67	0.89 ± 0.26	0.45 ± 0.16	5.94 ± 1.64	2.63 ± 0.75
$t\bar{t}\gamma$	23.91 ± 1.80	9.80 ± 1.02	2.34 ± 0.57	15.70 ± 1.17	4.39 ± 0.51
$\gamma\gamma/W\gamma\gamma/Z\gamma\gamma$	24.55 ± 1.97	2.23 ± 0.77	0.37 ± 0.12	14.50 ± 1.32	2.29 ± 0.42

En la Tabla 7.6 se muestran los límites superiores para el número de eventos en cada región de señal. A su vez se muestra el límite en la sección eficaz, obtenido a partir de dividir el anterior límite por la luminosidad total integrada.

Tabla 7.3: Estimación de los distintos fondos luego del ajuste de solo fondo en las regiones de validación VRL1, VRL2, VRL3 y VRL4.

VRL	VRL1	VRL2	VRL3	VRL4
Observed events	1731	257	699	52
Expected SM events	1686.63 ± 48.08	252.19 ± 11.37	734.90 ± 23.54	51.54 ± 2.88
$e \rightarrow \gamma$ fakes	151.56 ± 9.46	20.50 ± 1.45	51.82 ± 3.38	4.48 ± 0.44
$j \rightarrow \gamma$ fakes	32.36 ± 4.88	3.67 ± 0.62	25.84 ± 9.28	1.08 ± 0.38
$\gamma +$ jets	21.85 ± 6.65	4.75 ± 1.14	1.81 ± 0.57	$0.15^{+0.16}_{-0.15}$
$W\gamma$	877.59 ± 44.21	144.49 ± 9.04	430.59 ± 22.23	17.23 ± 1.52
$Z(\rightarrow \ell\ell)\gamma$	52.81 ± 14.45	10.62 ± 3.00	7.39 ± 2.01	0.74 ± 0.25
$Z(\rightarrow \nu\nu)\gamma$	0.03 ± 0.01	0.01 ± 0.00	0.03 ± 0.01	0.00 ± 0.00
$t\bar{t}\gamma$	510.48 ± 27.74	59.19 ± 3.62	203.73 ± 11.06	26.91 ± 1.97
$\gamma\gamma/W\gamma\gamma/Z\gamma\gamma$	39.95 ± 1.73	8.96 ± 0.70	13.70 ± 0.61	0.95 ± 0.06

Tabla 7.4: Estimación de los distintos fondos luego del ajuste de solo fondo en la VRE.

Fakes VR	VRE
Observed events	520
Expected SM events	550.63 ± 31.61
$e \rightarrow \gamma$ fakes	418.40 ± 25.79
$j \rightarrow \gamma$ fakes	46.25 ± 15.98
$\gamma +$ jets	7.59 ± 2.06
$W\gamma$	48.36 ± 7.79
$Z(\rightarrow \ell\ell)\gamma$	0.45 ± 0.11
$Z(\rightarrow \nu\nu)\gamma$	4.54 ± 1.15
$t\bar{t}\gamma$	23.10 ± 2.37
$\gamma\gamma/W\gamma\gamma/Z\gamma\gamma$	1.95 ± 0.30

Tabla 7.5: Número de datos observados y estimación de fondo en las regiones de señal, para una luminosidad de 139.0 fb^{-1} .

Signal Regions	SRL	SRM	SRH
Observed events	2	0	5
Expected SM events	2.67 ± 0.75	2.55 ± 0.64	2.55 ± 0.44
$e \rightarrow \gamma$ fakes	0.22 ± 0.08	0.04 ± 0.03	0.06 ± 0.04
$j \rightarrow \gamma$ fakes	0.15 ± 0.09	0.14 ± 0.09	0.09 ± 0.07
$\gamma +$ jets	0.49 ± 0.29	0.17 ± 0.10	0.07 ± 0.01
$W\gamma$	0.55 ± 0.37	0.70 ± 0.42	1.08 ± 0.21
$Z(\rightarrow \ell\ell)\gamma$	$0.03^{+0.03}_{-0.03}$	0.03 ± 0.01	0.00 ± 0.00
$Z(\rightarrow \nu\nu)\gamma$	0.31 ± 0.11	0.35 ± 0.12	0.94 ± 0.28
$t\bar{t}\gamma$	0.70 ± 0.18	0.87 ± 0.18	0.22 ± 0.05
$\gamma\gamma/W\gamma\gamma/Z\gamma\gamma$	0.23 ± 0.11	0.25 ± 0.10	0.08 ± 0.01

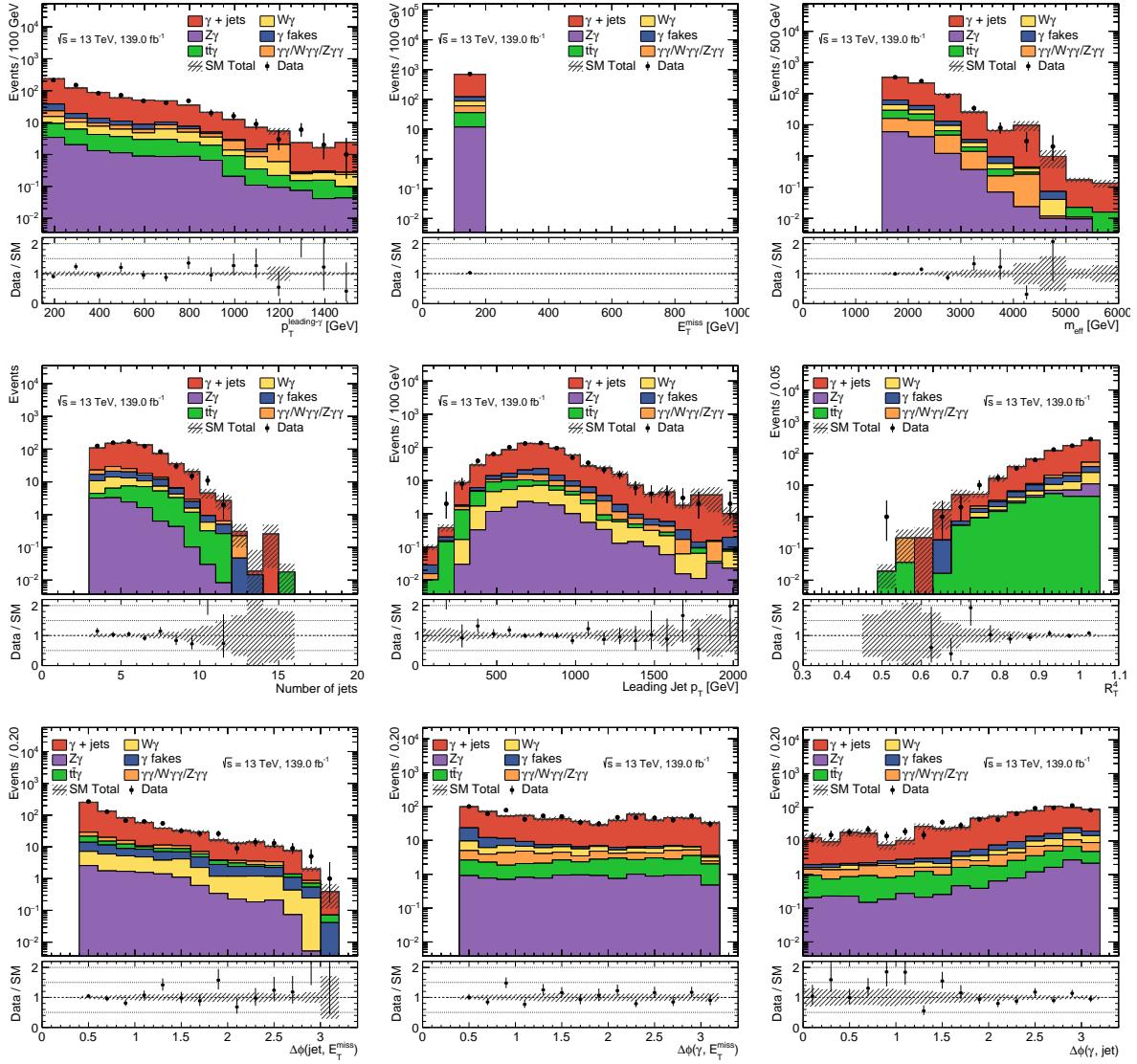


Figura 7.5: Distribuciones en la región de control VRQ luego del ajuste de solo fondo. Las incertidumbres mostradas son sólo estadísticas.

Tabla 7.6: Límites superiores al número de eventos y sección eficaz, con un 95 % de intervalo de confianza, para las distintas regiones de señal. [[Actualizar valores de la tabla. No creo que ponga ni pvalue, ni S_{obs} , ni S_{exp}]]

Signal Region	N_{obs}	N_{exp}	$\langle \epsilon \sigma \rangle_{\text{obs}}^{95} [\text{fb}]$	$\langle \epsilon \sigma \rangle_{\text{exp}}^{95} [\text{fb}]$	S_{obs}^{95}	S_{exp}^{95}	$p_0(Z)$
SRL	2	2.67 ± 0.75	0.0296	$0.0339^{+0.0188}_{-0.0114}$	4.12	$4.71^{+2.61}_{-1.58}$	0.5 (0.00)
SRM	0	2.55 ± 0.64	0.0185	$0.0319^{+0.0181}_{-0.0111}$	2.56	$4.44^{+2.51}_{-1.55}$	0.5 (0.00)
SRH	5	2.55 ± 0.44	0.0534	$0.0340^{+0.0189}_{-0.0114}$	7.43	$4.72^{+2.64}_{-1.58}$	0.0873 (1.36)

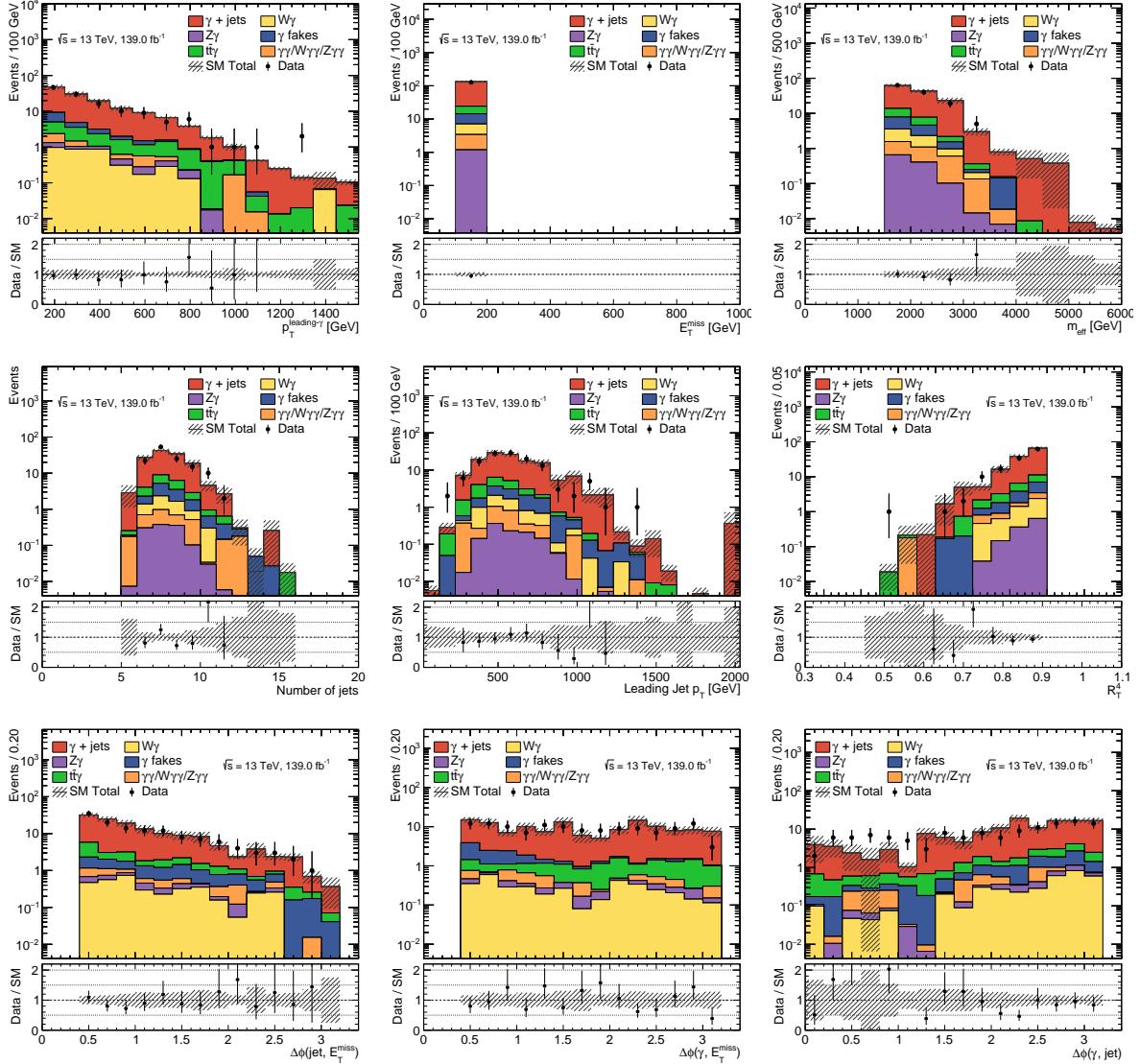


Figura 7.6: Distribuciones en la región de control VRM1L luego del ajuste de solo fondo. Las incertidumbres mostradas son sólo estadísticas.

7.4. Límites dependientes del modelo

A su vez se establecieron los límites dependientes del modelo, al considerar en el ajuste simultáneo tanto al fondo como a las muestras de señal, método descripto en el Capítulo 5. Estos límites son con un 95 % de intervalo de confianza para cada punto de señal y para cada región de señal. Luego se combinó el resultado del límite de cada SR, eligiendo aquella que tenga mejor sensibilidad para cada punto de señal. En la Figura 7.17 se muestran los límites observados y esperados combinando los resultados de las tres regiones de señal [[[mencionar toys]]]. Estos límites excluyen a 95 % de intervalo de

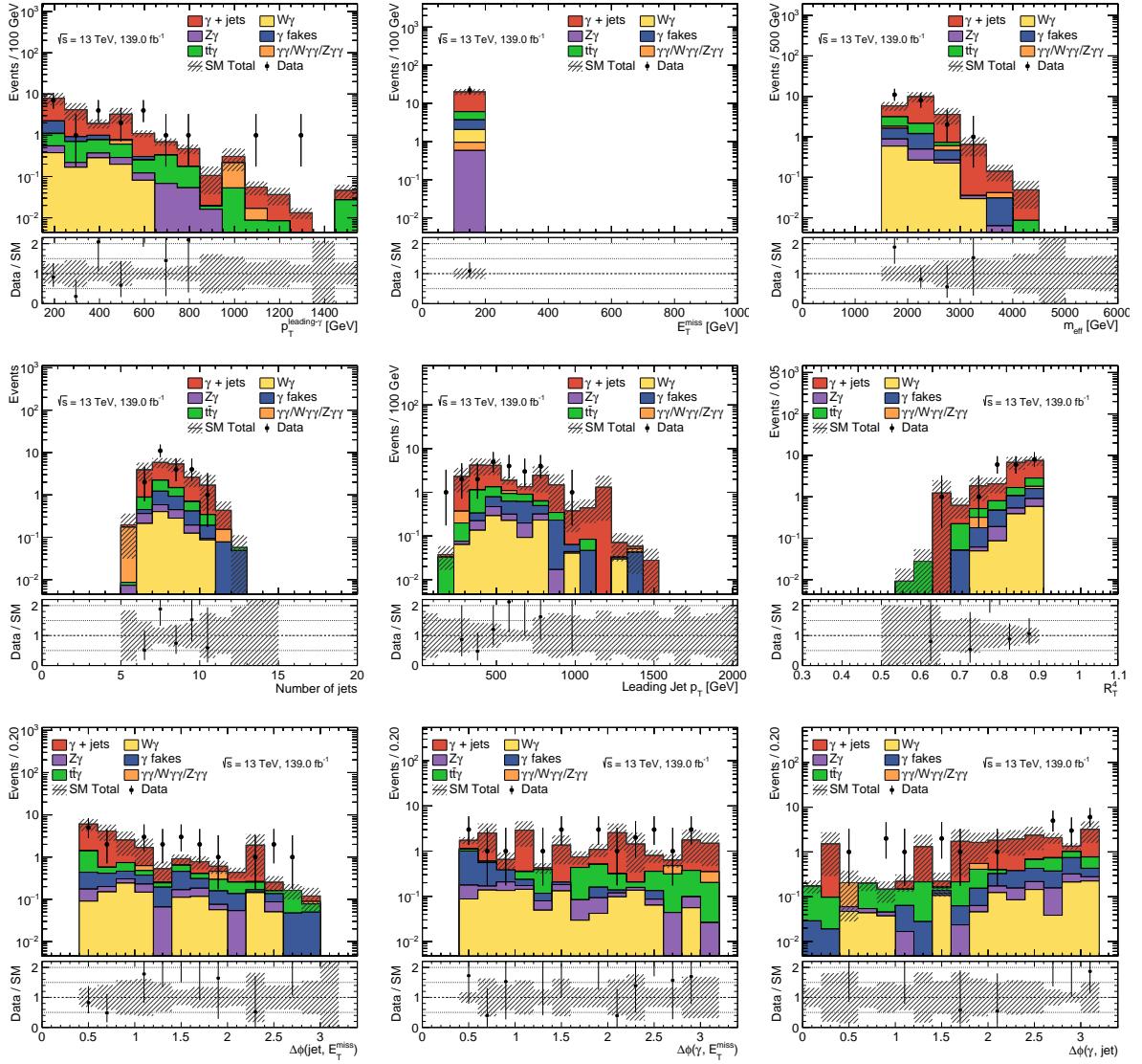


Figura 7.7: Distribuciones en la región de control VRM2L luego del ajuste de solo fondo. Las incertidumbres mostradas son sólo estadísticas.

confianza la producción de gluinos con masas de hasta aproximadamente 2300 GeV, para la mayoría de las masas de neutralino estudiadas.

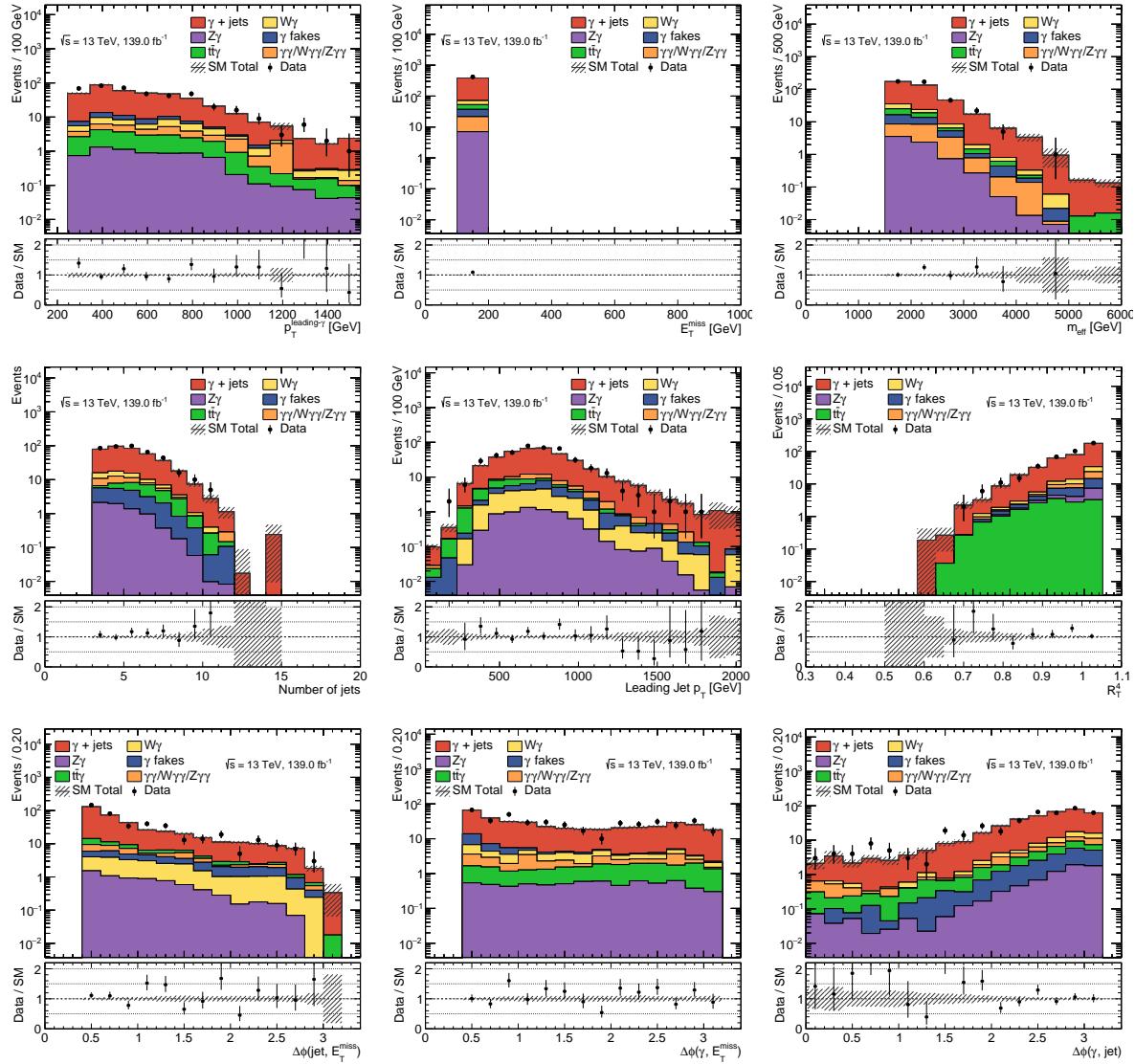


Figura 7.8: Distribuciones en la región de control VRM1H luego del ajuste de solo fondo. Las incertidumbres mostradas son sólo estadísticas.

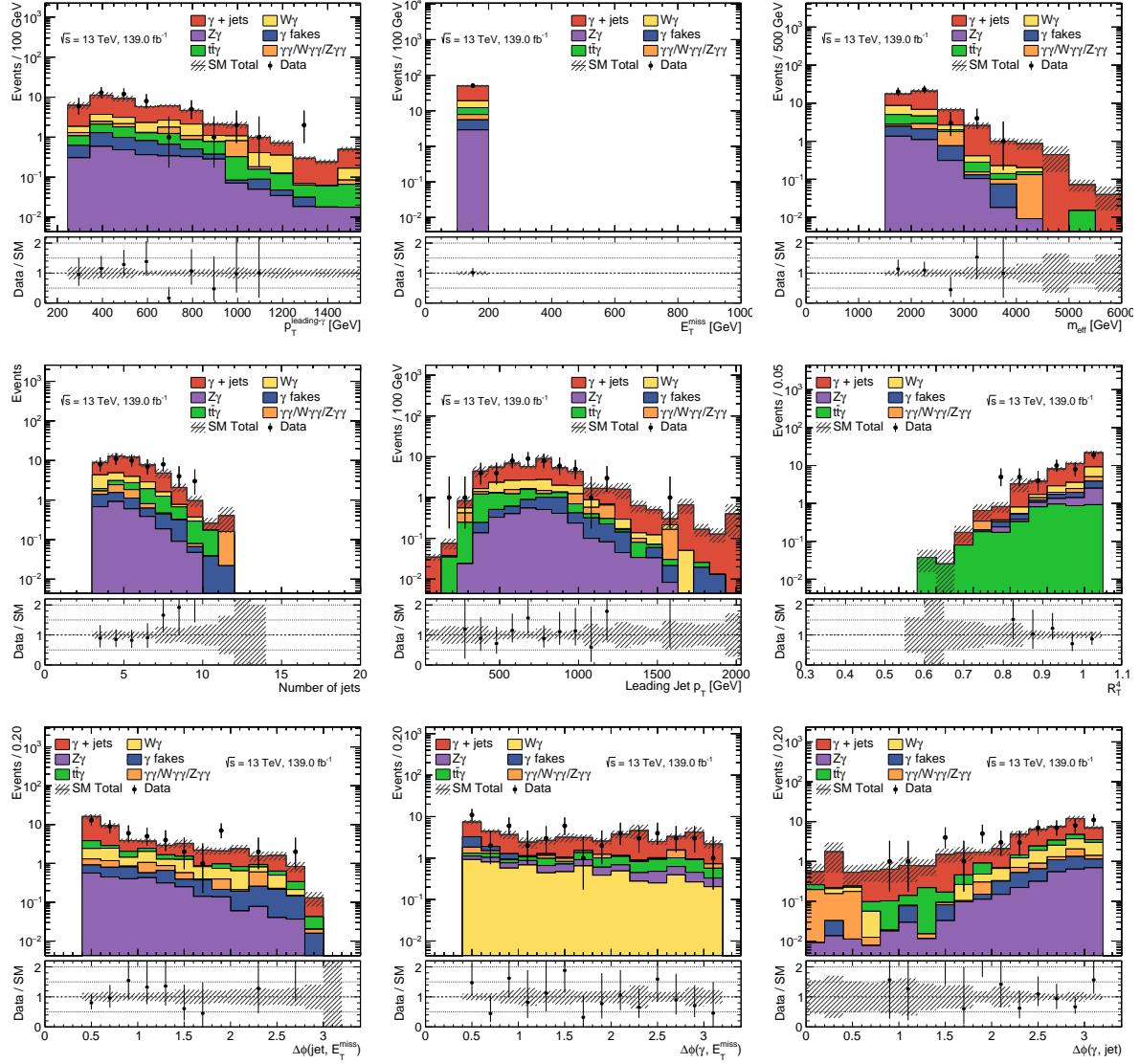


Figura 7.9: Distribuciones en la región de control VRM2H luego del ajuste de solo fondo. Las incertidumbres mostradas son sólo estadísticas.

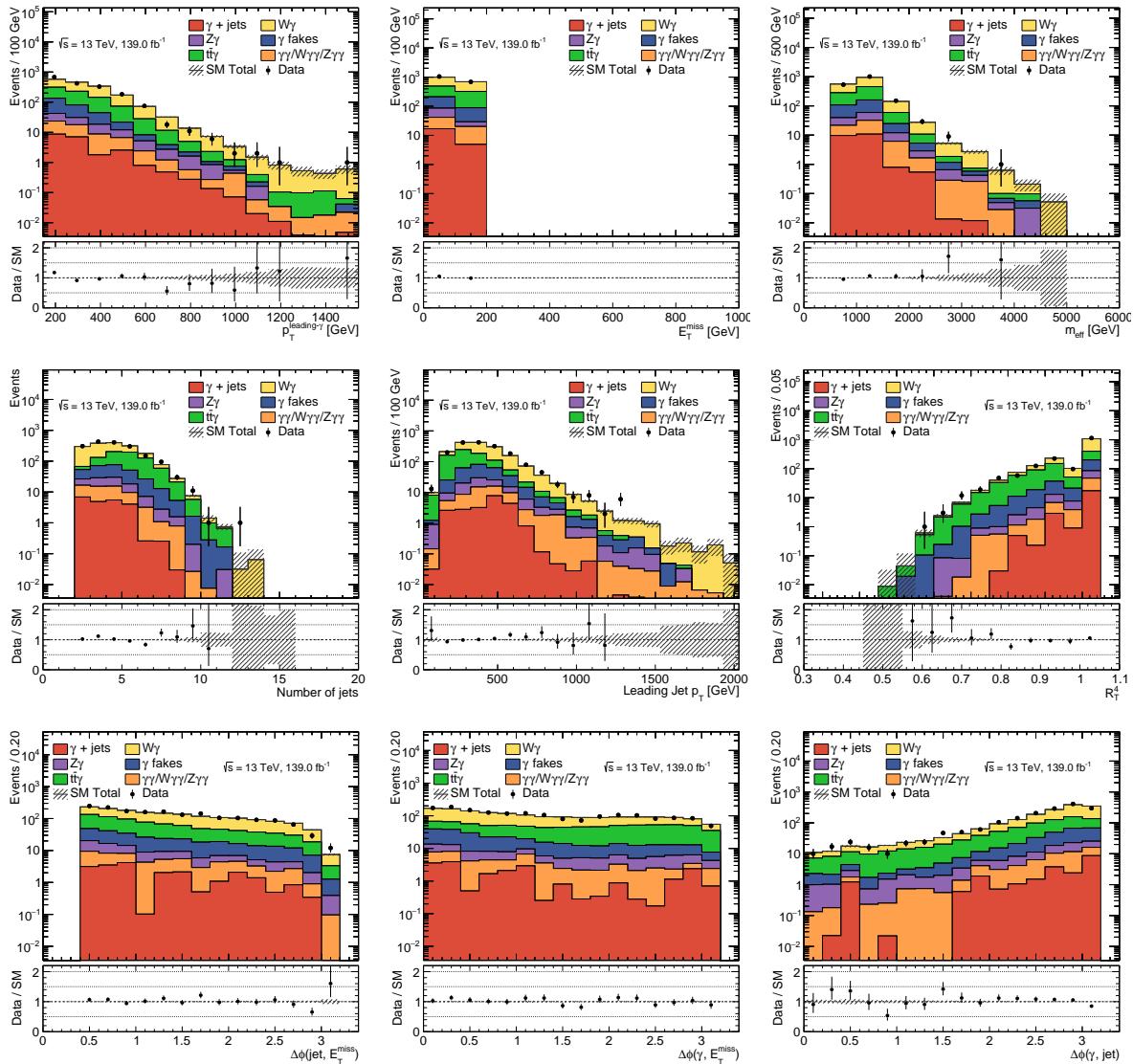


Figura 7.10: Distribuciones en la región de control VRL1 luego del ajuste de solo fondo. Las incertidumbres mostradas son sólo estadísticas.

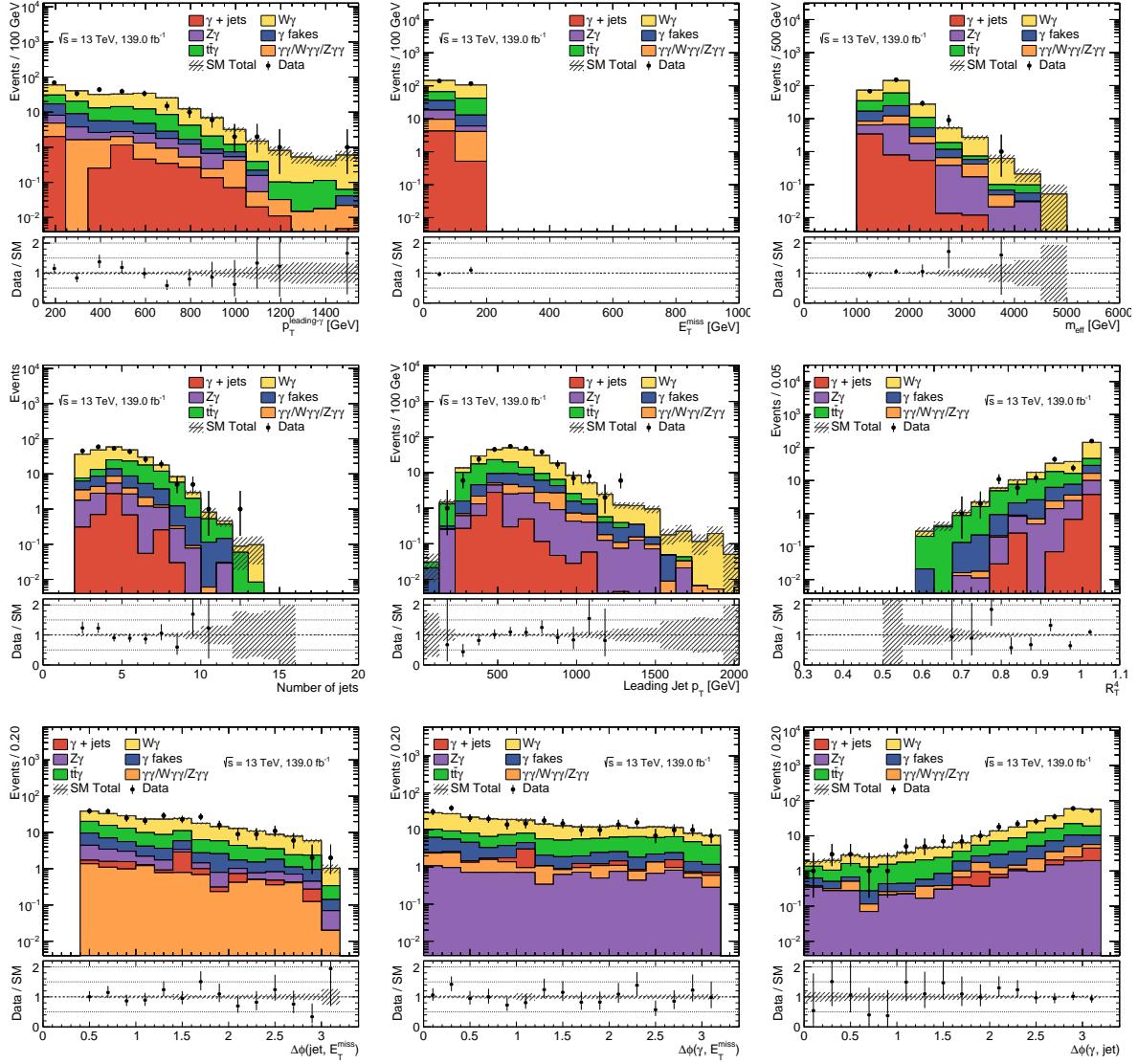


Figura 7.11: Distribuciones en la región de control VRL2 luego del ajuste de solo fondo. Las incertidumbres mostradas son sólo estadísticas.

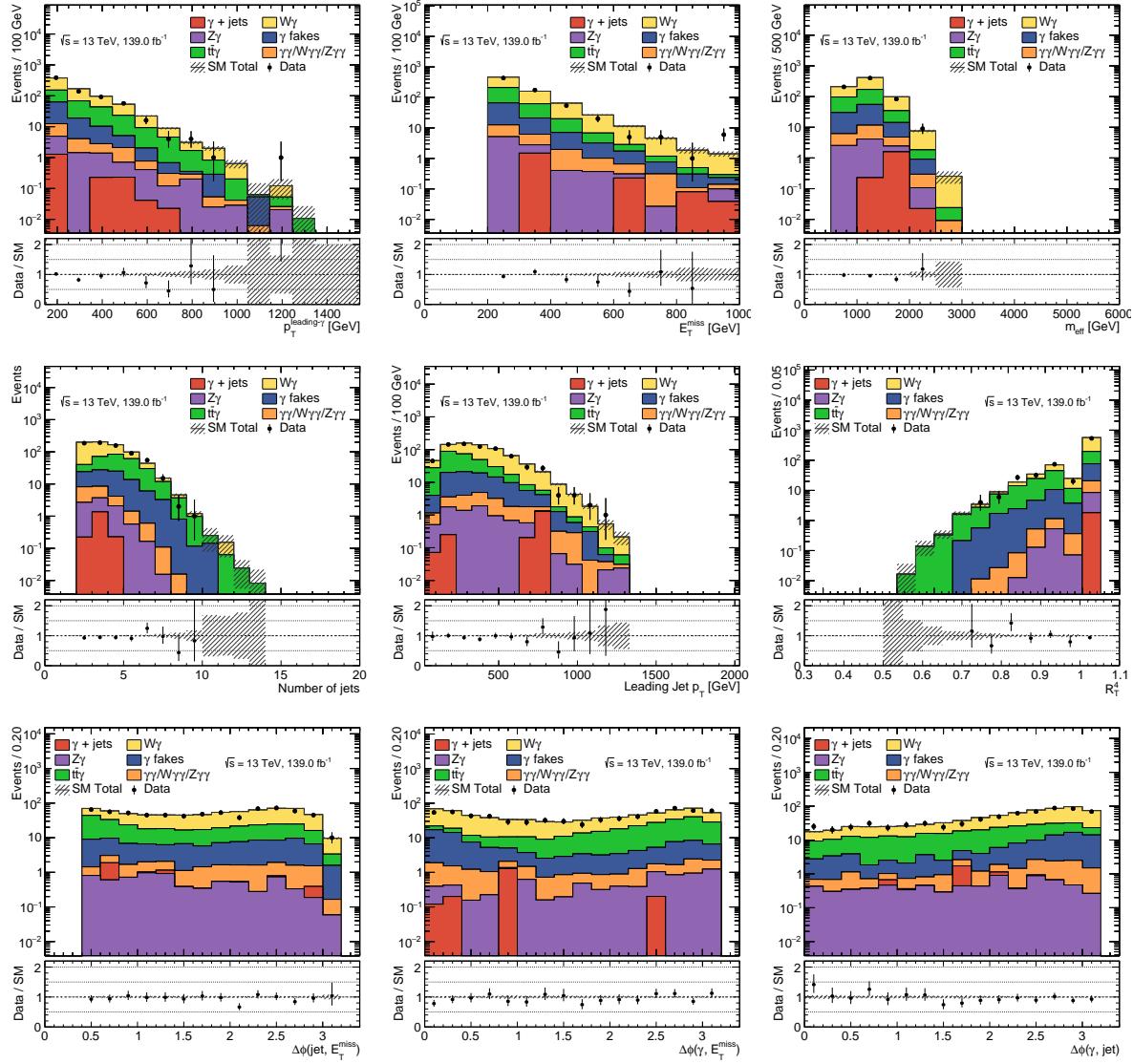


Figura 7.12: Distribuciones en la región de control VRL3 luego del ajuste de solo fondo. Las incertidumbres mostradas son sólo estadísticas.

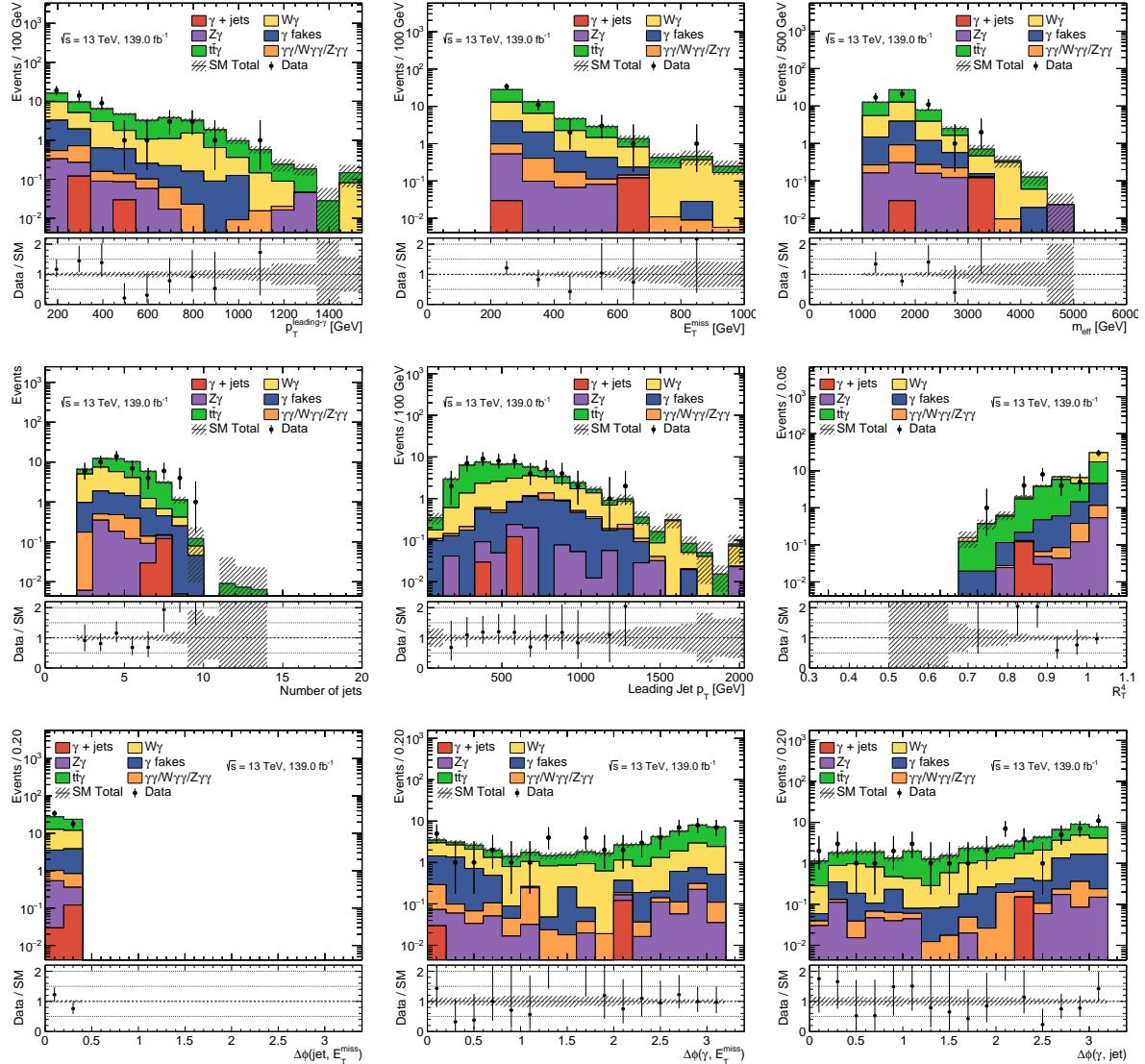


Figura 7.13: Distribuciones en la región de control VRL4 luego del ajuste de solo fondo. Las incertidumbres mostradas son sólo estadísticas.

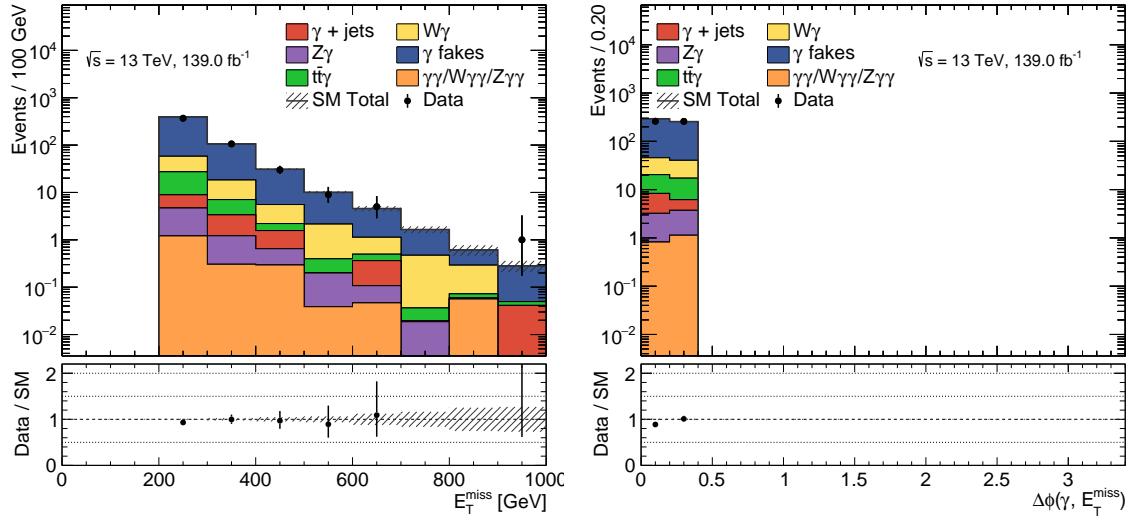


Figura 7.14: Distribuciones en la región de control VRE luego del ajuste de solo fondo. Las incertidumbres mostradas son sólo estadísticas.

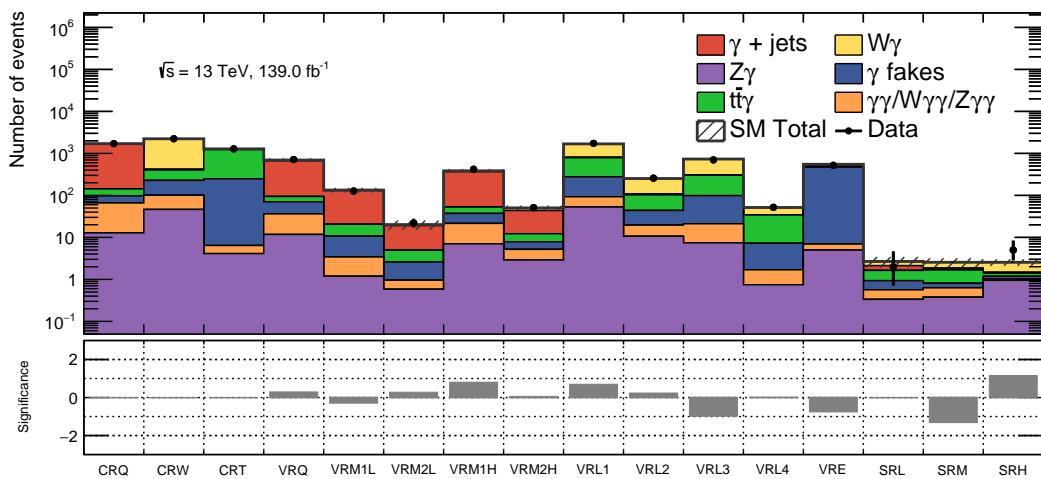


Figura 7.15: Resumen de la estimación de fondo y datos observados para cada región de control, validación y señal empleadas en el análisis. Abajo se muestra la diferencia entre el fondo estimado y los datos observados, en unidades de desviación estándar con respecto a la incertidumbre total del fondo.

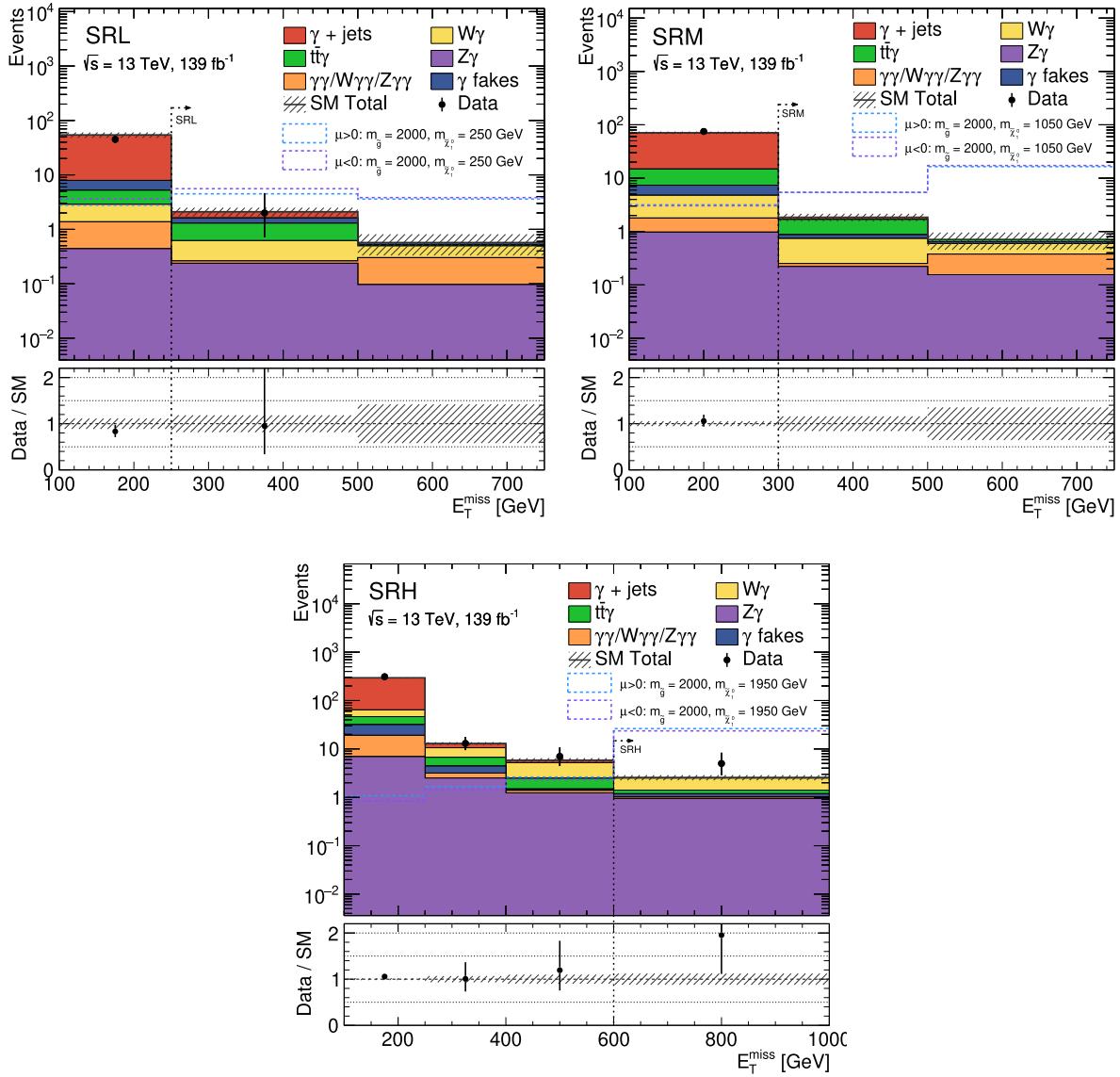


Figura 7.16: Distribución de E_T^{miss} en las regiones de señal SRL (izquierda), SRM (derecha) y SRH (abajo), en las cuales se omite el corte en esa misma variable.

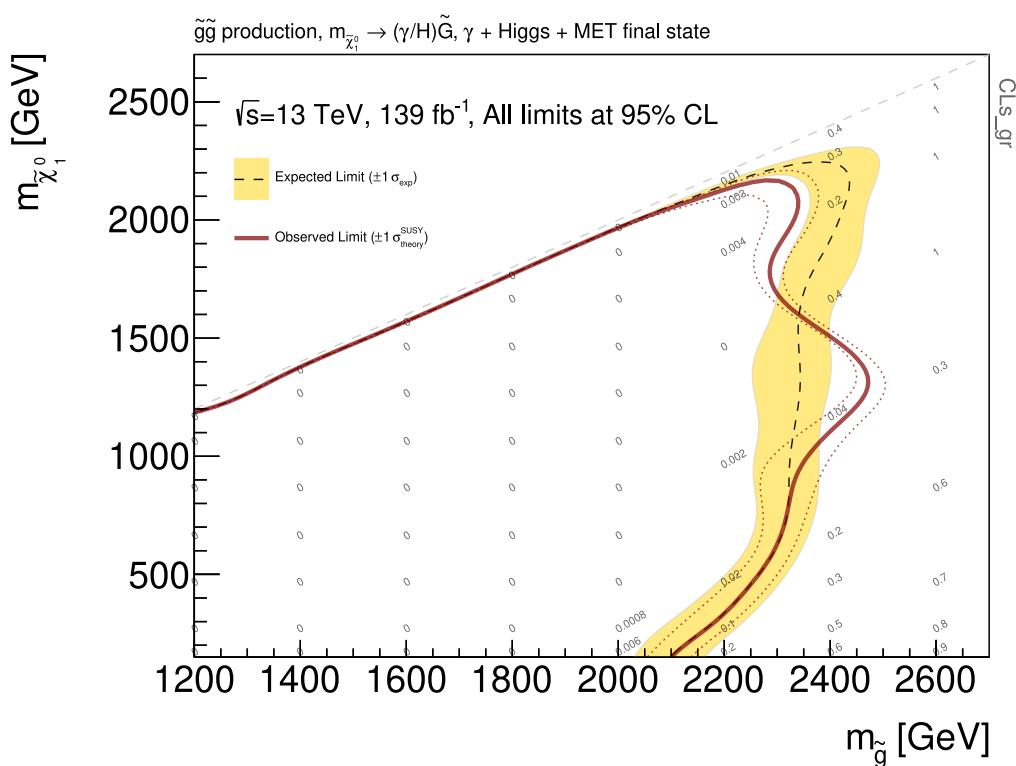


Figura 7.17: Límites observados y esperados a 95 % de intervalo de confianza combinando los resultados de las tres regiones de señal en la que mejor sensibilidad otorgue para cada punto de señal, para una luminosidad integrada de 139 fb^{-1} .

Capítulo 8

Búsqueda de SUSY con producción electrodébil en estados finales con fotones, bosones Z y Higgs

Las búsquedas de supersimetría están caracterizadas por distintas propiedades, en particular en la que se centra esta tesis está caracterizada por la producción fuerte de gluinos, y los resultados de la misma fueron mostrados en los capítulos anteriores. De forma análoga es posible realizar una búsqueda con el mismo estado final, motivada por un modelo supersimétrico similar al anterior pero dedicado a la producción electrodébil de partículas SUSY.

La metodología empleada para realizar dicha búsqueda es similar a la búsqueda con producción fuerte, que consiste en el modelado de muestras de señal y fondo, diseño de regiones sensibles a dicho modelo, para una posterior comparación con los eventos observados. El siguiente capítulo describe los pasos seguidos hasta la realización del ajuste de solo fondo.

8.1. Muestras de señal a partir de simulaciones de Monte Carlo

El modelo que motiva a esta parte de la búsqueda es similar al descripto en la Sección con algunas salvedades. En el mismo se optimizaron los parámetros del modelo para obtener las masas y decaimientos deseados, en los cuales no estaba contemplado el decaimiento a bosones Z . La búsqueda electrodébil emplea una estrategia simplificada para generar las muestras de señal. En principio se fijan directamente las masas y los decaimientos de todas las partículas, sin centrarse en los parámetros de la teoría que llevan a tales valores. A su vez, la búsqueda se realiza de forma sensible a posibles decaimientos del $\tilde{\chi}_1^0$ a fotones, bosones Z y Higgs. La Figura 8.1 muestra posibles diagramas de decaimiento para la búsqueda electrodébil.

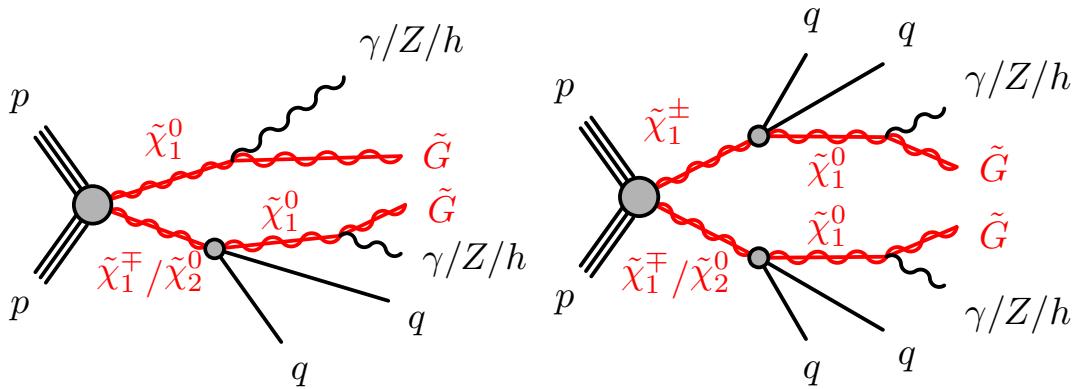


Figura 8.1: Diagramas de producción de gauginos con estado final de fotones, bosones Z , Higgs y gravitinos

Se generaron 12 puntos de señal en función de la masa del $\tilde{\chi}_1^0$, la cual podía tomar los valores: 150 GeV, 250 GeV, 350 GeV, 450 GeV, 650 GeV, 750 GeV, 850 GeV, 950 GeV, 1050 GeV, 1250GeV y 1450GeV. Los decaimientos del mismos se fijaron a 33 % de igual forma para $\gamma + \tilde{G}$, $Z + \tilde{G}$ y $h + \tilde{G}$. Los estados finales de cada evento están caracterizados por los posibles decaimientos de los dos $\tilde{\chi}_1^0$ de la cadena de decaimiento, los cuales pueden ser $\gamma\gamma$, γZ , γh , ZZ , Zh y hh (omitiendo los \tilde{G} por simplicidad). Al estar permitidos todos los decaimientos es posible realizar un ponderado de los eventos, con el objetivo generar todas las combinaciones de decaimiento posibles. Es decir, que aquellos decaimientos que no sean de interés se les asigna un peso menor con respecto a los que se desea estudiar. Esto permite analizar múltiples modelos utilizando una sola muestra, y además calcular posibles límites de exclusión en función de las fracciones de decaimiento.

Cada modelo está caracterizado por un conjunto de fracciones de decaimientos que genera un par de partículas en el estado final. A nivel generador de las muestras es posible saber cuáles partículas se generaron y aplicarles un peso al evento dependiendo de eso. El peso que se aplica a cada evento, dependiendo del par de partículas producido y en función de las fracciones de decaimientos es:

$$w(\text{BR}_\gamma, \text{BR}_Z, \text{BR}_{h^0}) = \left(\frac{1}{3}\right)^{-2} \cdot \begin{cases} \text{BR}_\gamma^2 & \text{si el par es } \gamma\gamma \\ \text{BR}_\gamma \cdot \text{BR}_Z & \text{si el par es } \gamma Z \\ \text{BR}_\gamma \cdot \text{BR}_{h^0} & \text{si el par es } \gamma h \\ \text{BR}_Z^2 & \text{si el par es } ZZ \\ \text{BR}_Z \cdot \text{BR}_{h^0} & \text{si el par es } Zh \\ \text{BR}_{h^0}^2 & \text{si el par es } hh \end{cases} \quad (8.1)$$

El peso está normalizado de tal forma que la suma de todas las probabilidades de decaimiento de la unidad. En particular, y a modo de estudio preliminar, la búsqueda se centró en dos modelos: el modelo equivalente al de producción fuerte, donde el $\tilde{\chi}_1^0$ decaía 50 % a $\gamma + \tilde{G}$ y 50 % a $\gamma + h$, denominado modelo ‘ph+h’ donde $w(0.5, 0, 0.5)$. Y el modelo

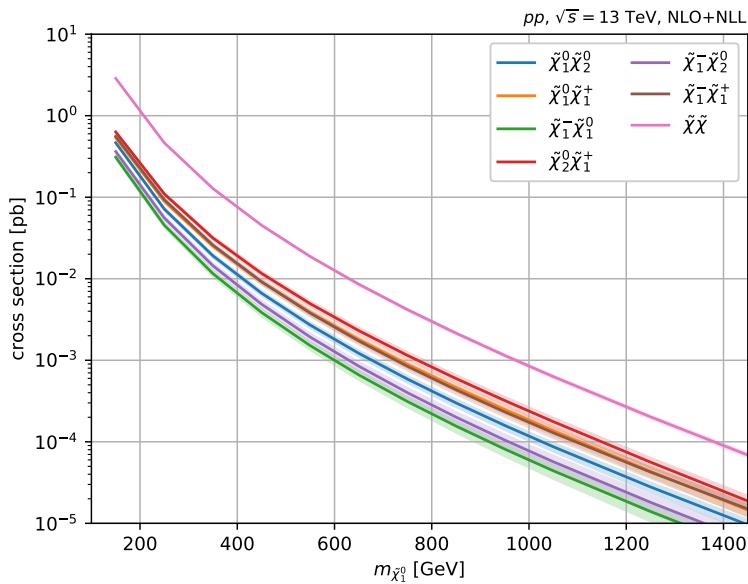


Figura 8.2: Sección eficaz de la producción de gauginos en función de la masa de $\tilde{\chi}_1^0$. En rosa la sección eficaz total considerando todos los procesos.

donde el $\tilde{\chi}_1^0$ decaía 50 % a $\gamma + \tilde{G}$ y 50 % a $\gamma + Z$, denominado modelo ‘ph+Z’ donde $w(0.5, 0.5, 0)$.

Las masas del $\tilde{\chi}_2^0$ y $\tilde{\chi}^\pm$ se eligieron levemente degeneradas, e iguales a la del $\tilde{\chi}_1^0$ más 10 GeV y 11 GeV respectivamente. Sus decaimientos se fijaron en 100 % al $\tilde{\chi}_1^0$ a través de un Z o W virtual, con sus respectivos decaimientos del SM. Todas las demás partículas SUSY se desacoplaron con una masa de 4500 GeV. A partir de ellos se consideraron todos los posibles canales de producción electrodébil, los cuales eran: $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$, $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^\pm$, $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^\pm$ y $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$. La sección eficaz de producción de cada uno se calculó utilizando **RESUMMINO-3.0.0** [160–164] con una precisión de NLO+NLL, utilizando la familia de PDFs CTEQ6.6 y MSTW2008, siguiendo las recomendaciones de PDF4LHC [165]. La Figura 8.2 muestra las secciones eficaces de cada proceso junto con la total.

8.2. Fondos del Modelo Estándar

Tanto las simulaciones de fondos del SM, como las técnicas para modelar fondos a partir de datos descriptas en la Sección 6.2, se emplearon de forma equivalente para esta búsqueda. Adicionalmente, se incluyen simulaciones de producción de tops y bosones de Higgs decayando a fotones, listadas en la Tabla 8.1. Esto está motivado por el valor del factor de normalización obtenido para la región de control CRT, que al ser superior a la unidad es indicio de que algún procesos con el mismo estado final no está siendo considerado.

Tabla 8.1: Muestras de producción de tops y bosones de Higgs decayendo a fotones utilizadas en el análisis con producción electrodébil, donde se especifica su generador, sección eficaz, k -factor y eficiencia de filtro.

Proceso	Generador	Sección Eficaz [pb]	k -factor	Eficiencia de filtro
$t\bar{t}h(\rightarrow \gamma\gamma)$	Powheg_aMC@NLO/Pythia8	0.52493	1.0	1.0
$t\bar{t}h(\rightarrow Z\gamma)$	Powheg_aMC@NLO/Pythia8	0.52492	1.0	1.0

8.3. Selección de eventos y objetos para el análisis

Para la presente búsqueda se empleó el conjunto de datos con un centro de masa de 13 TeV y una luminosidad integrada de 139 fb^{-1} tomados durante el Run 2. Los datos fueron seleccionados con el trigger `HLT_g140_loose`, y se empleó la derivación `SUSY1` tanto para los datos como para las simulaciones. La selección de objetos fue similar a la descripta en la Sección 6.3, con leves modificaciones en los leptones. Dentro de la colaboración existen grupos dedicados a combinar los resultados obtenidos para distintos análisis de SUSY. Para ello necesitan que los análisis combinados tengan selecciones ortogonales, por lo que crearon recomendaciones en la selección de leptones para lograr ese objetivo. El presente análisis sigue tales recomendaciones la cuales son seleccionar electrones baseline con un $p_T > 4.5 \text{ GeV}$ y los signal con un $p_T > 10 \text{ GeV}$, mientras que los muones baseline se seleccionan con un $p_T > 3 \text{ GeV}$ y los signal con un $p_T > 10 \text{ GeV}$. A su vez en todas las regiones del análisis se solicita que el número de leptones baseline sea igual al número de leptones signal. Los jets empleados en la selección de eventos son PFlow jets con un $p_T > 20 \text{ GeV}$. El algoritmo para identificar b -jets es el `DL1r`, con un 77 % de eficiencia.

8.4. Definición de las regiones del análisis

La definición de las regiones de señal se realiza siguiendo metodología de optimización similar a la descripta en la Sección 6.4.1. Si bien el estado final de esta búsqueda coincide con la búsqueda anterior, la cinemática de los mismos tiene algunos aspectos distintos. Dada la baja masa de los gauginos producidos en la colisión, con respecto a la producción de gluinos, se espera que los productos generados en el decaimiento sean menos energéticos. Con el mismo criterio el número de jets reconstruidos de la cadena de decaimiento se espera que sea menor.

Se optó por diseñar cuatro regiones de señal dedicadas a cubrir todo el espectro de masas de $\tilde{\chi}_1^0$ de las muestras de señal. Las regiones se definen empleando los mismos cortes para todas salvo por un corte inclusivo en E_T^{miss} . Estos cortes consistían en al menos un fotón con $p_T > 145 \text{ GeV}$, un veto de leptones, al menos un jet y las mismas separaciones angulares en $\Delta\phi(\text{jet}, E_T^{\text{miss}})$ y $\Delta\phi(\gamma, E_T^{\text{miss}})$. A su vez se agregaron cortes en dos variables para incrementar la separación de señal y fondo. La primera definida como:

Tabla 8.2: Regiones de señal empleadas para el análisis de búsqueda de SUSY con producción electrodébil.

	SRd_200	SRd_300	SRd_400	SRd_500
N_{fotones}			≥ 1	
N_{leptones}			0	
N_{jets}			≥ 1	
$p_T^{\text{leading } \gamma} [\text{GeV}]$			> 145	
$E_T^{\text{miss}} / m_{\text{eff}}$			> 0.5	
$E_T^{\text{miss}} \text{ Sig.}$			> 21	
$\Delta\phi(\text{jet}, E_T^{\text{miss}})$			> 0.4	
$\Delta\phi(\gamma, E_T^{\text{miss}})$			> 0.4	
$m_{\gamma\gamma} [\text{GeV}]$			$< 120, > 130$	
$E_T^{\text{miss}} [\text{GeV}]$	> 200	> 300	> 400	> 500

$$\frac{E_T^{\text{miss}}}{m_{\text{eff}}} = \frac{E_T^{\text{miss}}}{H_T + E_T^{\text{miss}}} \quad (8.2)$$

La misma se entiende como la fracción de E_T^{miss} presente entre todos los objetos del eventos, que para una señal de SUSY con gran actividad de partículas no interactuantes es esperable que sea mayor a 0.5 [[en realidad todavía no entendemos esta variable...]]. La segunda variable empleada es la Significancia de E_T^{miss} (\mathcal{S}) con una reconstrucción denominada *object-based* que se describe en la Referencia [166]. La misma sirve para discriminar eventos con E_T^{miss} proveniente de partículas poco interactuantes, de aquella producto de la reconstrucción ineficiente de las partículas (instrumental), valores altos de \mathcal{S} son un indicio del primer caso. Finalmente, y solo en el caso de eventos con dos fotones, se aplica un corte en la masa invariante de los mismos, excluyendo el rango de valores centrados en la masa del Higgs. Esto se hace con el objetivo de ser ortogonales a un análisis con estado final similar, que selecciona dos fotones provenientes del decaimiento de bosones de Higgs. La selección empleada para las distintas regiones de señal se muestra en la Tabla 8.2.

[[[mencionar SRs para exclusion?]]]

Los fondos del SM con mayor impacto en el análisis son $W\gamma$, $t\bar{t}\gamma$, $t\bar{t}h$ y $Z(\nu\nu)\gamma$, y para las cuales se diseñan regiones de control dedicada. El fondo $\gamma + \text{jets}$ no se considera importante y por ende no tiene su respectiva región de control, sino que se lo emplea sin normalización. Todas las regiones de control emplean selecciones similares a las descriptas en la Sección 6.4.2 para favorecer cada fondo, pero adaptadas a las actuales SRs. En todas se omite el corte en $E_T^{\text{miss}} / m_{\text{eff}}$ y en la Significancia de E_T^{miss} , debido a la elevada reducción de fondo que producen.

Los fondos $t\bar{t}\gamma$ y $t\bar{t}h$, son normalizados simultáneamente en una región de control CRT que selecciona al menos un leptón y dos b -jets. Para el fondo de $W\gamma$ se diseña una región de control CRW que selecciona un leptón con un veto a los b -jets, junto con un corte

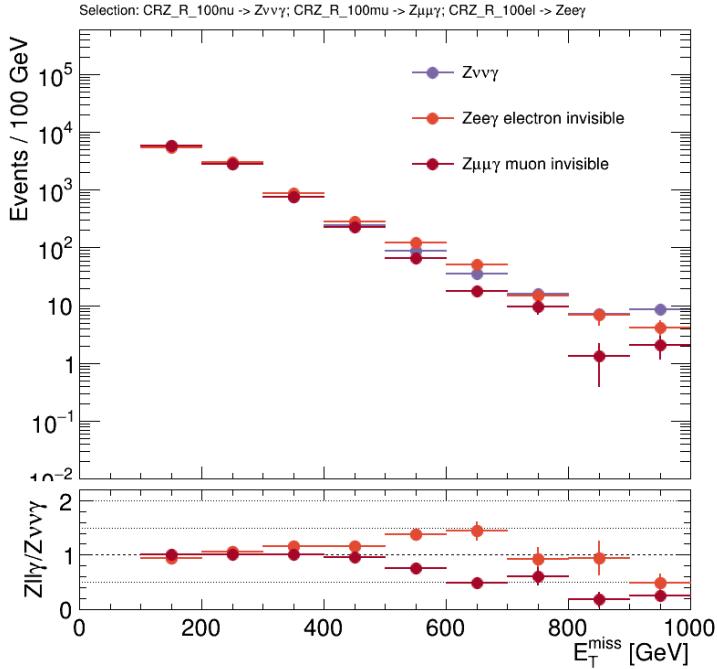


Figura 8.3: Comparación de E_T^{miss} en el fondo de $Z(\nu\nu)\gamma$ y la reconstruida para los fondos de $Z(ee)\gamma$ y $Z(\mu\mu)\gamma$.

en la masa transversa del lepton y $E_T^{\text{miss}1}$, que incrementa la pureza del fondo. Dado que el fondo de $Z(\nu\nu)\gamma$ presenta un estado final similar al de la señal, resulta prácticamente imposible diseñar una región de control para ese fondo que no tenga contaminación de señal. Para ello se emplea un método alternativo, en donde se diseñan regiones de control para los procesos $Z(ee)\gamma$ y $Z(\mu\mu)\gamma$, y se asume que las correcciones que necesita la simulación van a ser equivalentes para la simulación de $Z(\nu\nu)\gamma$, por lo que se aplica el mismo factor de normalización a los tres fondos simultáneamente. Como los fondos $Z(ee)\gamma$ y $Z(\mu\mu)\gamma$ tienen E_T^{miss} despreciable, se construye una energía transversa alternativa pero omitiendo del cálculo a los leptones. De esta forma se obtiene una E_T^{miss} alineada con los leptones del evento, a la cual se le aplica un corte para ser lo más similar posible a las SRs. A su vez los cortes empleados para $\Delta\phi(\text{jet}, E_T^{\text{miss}})$ y $\Delta\phi(\gamma, E_T^{\text{miss}})$ hacen uso de esta E_T^{miss} . En la Figura 8.3 se puede observar una comparación entre E_T^{miss} de $Z(\nu\nu)\gamma$ y la reconstruida en las simulaciones de $Z(ee)\gamma$ y $Z(\mu\mu)\gamma$, en la que se puede ver un buen acuerdo entre todas. La definición de las regiones de control empleadas para el presente análisis se muestran en la Tabla 8.3.

$$m_T^{\text{leptón}, E_T^{\text{miss}}} = \sqrt{2p_T^{\text{leptón}} E_T^{\text{miss}} [1 - \cos(\phi^{\text{miss}} - \phi^{\text{leptón}})]}$$

Tabla 8.3: Definición de las regiones de control para el análisis con producción electrodébil. El asterisco representa que la E_T^{miss} empleada en ese corte es calculada removiendo los leptones de su cálculo.

	CRW	CRT	CRZ_el	CRZ_mu
N_{fotones}		≥ 1		
$p_T^{\text{leading } \gamma} [\text{GeV}]$		> 145		
N_{jets}		≥ 1		
$N_{b-\text{jets}}$	0	≥ 2	-	-
N_{leptones}	1	≥ 1	2 (el)	2 (mu)
$\Delta\phi(\text{jet}, E_T^{\text{miss}})$	> 0.4	> 0.4	$> 0.4 (*)$	$> 0.4 (*)$
$\Delta\phi(\gamma, E_T^{\text{miss}})$	> 0.4	> 0.4	$> 0.4 (*)$	$> 0.4 (*)$
$E_T^{\text{miss}} [\text{GeV}]$	> 200	> 150	< 50	< 50
$E_T^{\text{miss}} (*) [\text{GeV}]$	-	-	> 100	> 100
$m_T^{\text{leptón}, E_T^{\text{miss}}} [\text{GeV}]$	< 100	-	-	-

8.5. Resultados preliminares

En la Tabla ?? se muestran los resultados preliminares del ajuste de solo fondo, empleando las cuatro regiones de control. En las mismas se muestra el aporte de cada fondo antes y después del ajuste, junto con la pureza del fondo y el factor de normalización. Los fondos $t\bar{t}\gamma$ y $t\bar{t}h$ se ajustan con el mismo factor de normalización en la CRT, mientras que los fondos de $Z(\nu\nu)\gamma$, $Z(ee)\gamma$ y $Z(\mu\mu)\gamma$ lo hacen con su respectivo factor en las CRZ_el y CRZ_mu. De forma preliminar se emplea un sistemático *dummy* del 25 % para todos los fondos en todas las regiones, emulando el aporte de los sistemáticos teóricos y del detector. En general se obtuvieron factores de normalización cercanos a la unidad, lo que evidencia un correcto modelado por parte de las simulaciones. En las Figuras 8.4 y 8.5 se puede observar el buen acuerdo entre las simulaciones y los datos luego del ajuste.

En la Tabla 8.2 se muestran los resultados blinded en las regiones de señal para el presente análisis. [[agregar distribuciones]]

Tabla 8.4: Resultados del ajuste de solo fondo en las diferentes regiones de control para el análisis de producción electrodébil. Se muestran los resultados antes y después del ajuste, la pureza del fondo y los factores de normalización.

Control Regions	CRQ	CRW	CRT
Observed events	1708	2231	1282
Expected SM events	1708.16 ± 48.84	2231.00 ± 47.47	1281.94 ± 35.57
$\gamma + \text{jets}$	1539.27 ± 49.72	16.26 ± 5.69	$1.45^{+2.11}_{-1.45}$
$W\gamma$	25.95 ± 2.07	1811.83 ± 51.79	45.56 ± 5.27
$Z(\rightarrow \ell\ell)\gamma$	2.55 ± 0.83	46.09 ± 10.24	4.11 ± 1.18
$Z(\rightarrow \nu\nu)\gamma$	10.25 ± 2.88	0.14 ± 0.04	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$
$t\bar{t}\gamma$	45.39 ± 3.97	175.53 ± 16.94	986.66 ± 38.81
$\gamma\gamma/W\gamma\gamma/Z\gamma\gamma$	53.28 ± 4.75	54.40 ± 1.98	2.30 ± 0.38
$e \rightarrow \gamma$ fakes	11.90 ± 0.92	91.05 ± 5.79	218.34 ± 13.57
$j \rightarrow \gamma$ fakes	19.59 ± 4.29	35.69 ± 5.92	23.52 ± 3.94
Before fit SM events	3026.78 ± 961.54	2244.88 ± 429.19	1022.60 ± 99.03
Before fit $\gamma + \text{jets}$	2869.26 ± 959.61	30.30 ± 15.00	$2.70^{+4.26}_{-2.70}$
Before fit $W\gamma$	26.61 ± 7.07	1858.24 ± 427.00	46.74 ± 13.76
Before fit $Z(\rightarrow \ell\ell)\gamma$	2.55 ± 0.84	46.09 ± 10.31	4.11 ± 1.18
Before fit $Z(\rightarrow \nu\nu)\gamma$	10.25 ± 2.90	0.14 ± 0.05	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$
Before fit $t\bar{t}\gamma$	33.35 ± 4.89	128.96 ± 17.65	724.89 ± 96.36
Before fit $\gamma\gamma/W\gamma\gamma/Z\gamma\gamma$	53.28 ± 4.77	54.40 ± 1.99	2.30 ± 0.38
Before fit $e \rightarrow \gamma$ fakes	11.90 ± 0.93	91.05 ± 5.83	218.34 ± 13.66
Before fit $j \rightarrow \gamma$ fakes	19.59 ± 4.32	35.69 ± 5.96	23.52 ± 3.97
Background purity	95 %	83 %	71 %
Normalization factor (μ)	0.54 ± 0.19	0.98 ± 0.23	1.36 ± 0.19

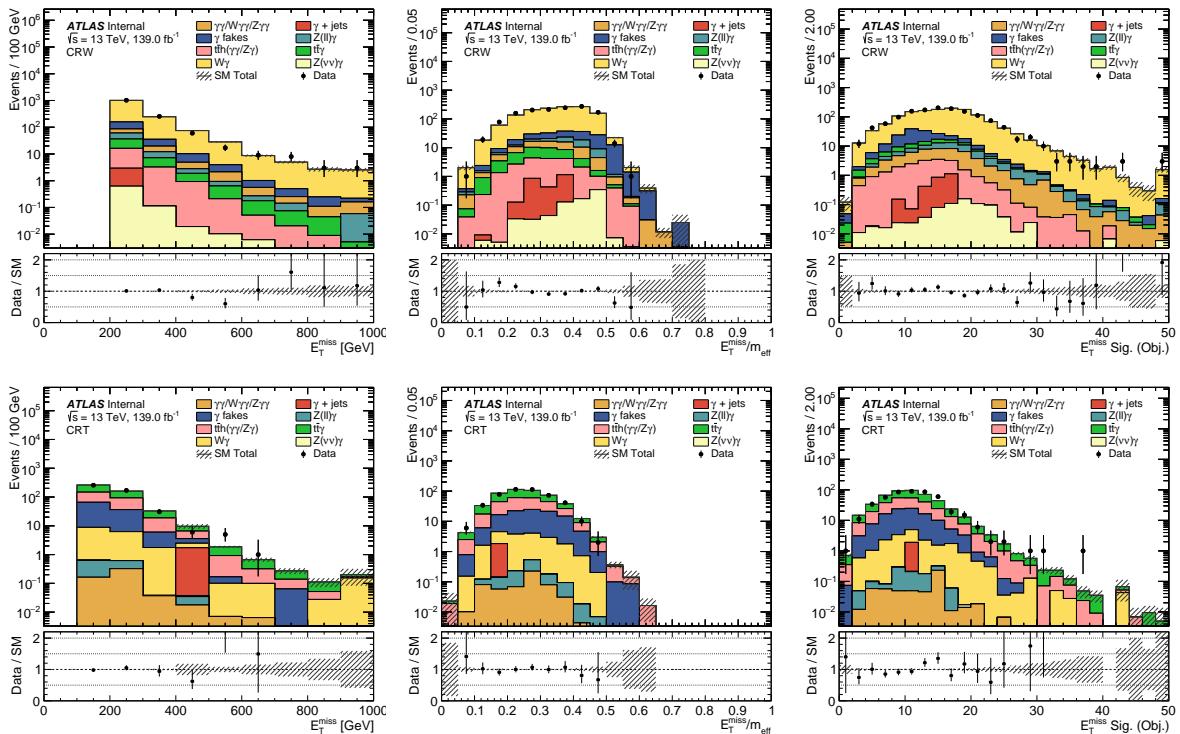


Figura 8.4: Distribuciones en la región de control CRW y CRT luego del ajuste de solo fondo, para el análisis de producción electrodébil. Las incertidumbres mostradas son sólo estadísticas.

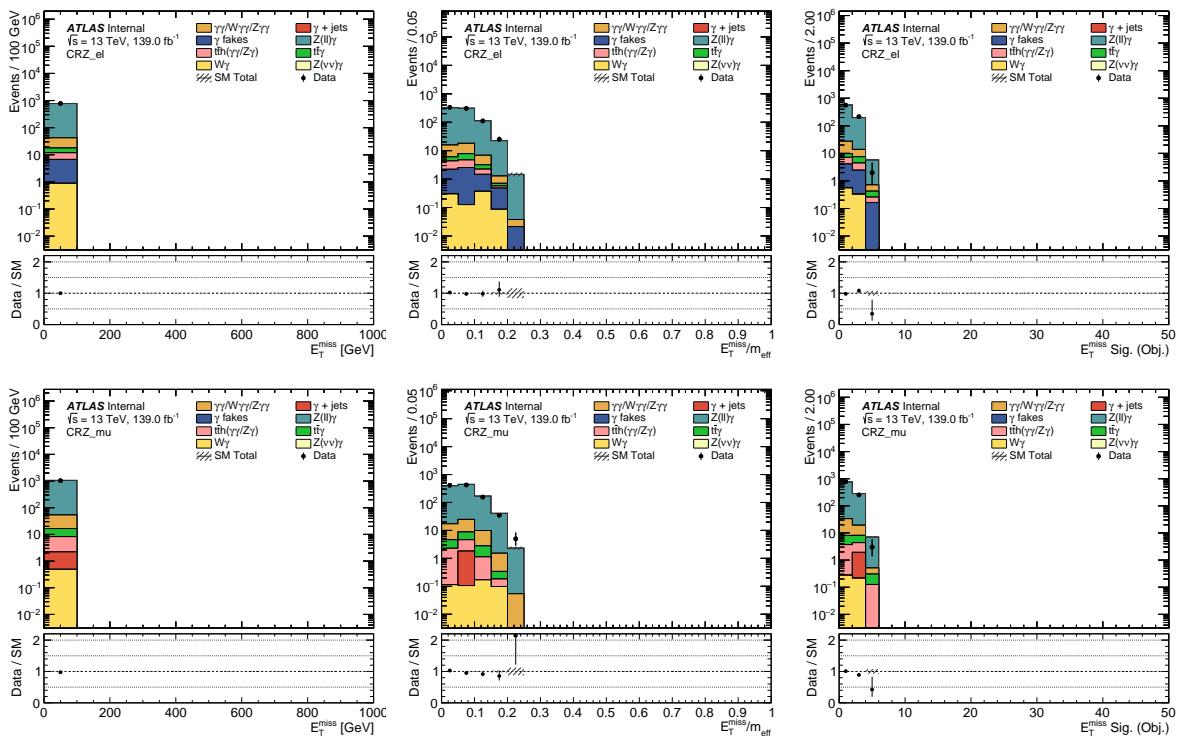


Figura 8.5: Distribuciones en la región de control CRZ_el y CRZ_mu luego del ajuste de solo fondo, para el análisis de producción electrodébil. Las incertidumbres mostradas son sólo estadísticas.

Tabla 8.5: Estimación de los fondos y de la señal en las distintas regiones de señal luego del ajuste de solo fondo para el análisis de producción electrodébil.

Signal Regions	SRd_200	SRd_300	SRd_400	SRd_500
Observed events	-	-	-	-
Expected SM events	115.31 ± 4.03	68.37 ± 1.74	25.08 ± 0.88	10.18 ± 0.57
$\gamma\gamma/W\gamma\gamma/Z\gamma\gamma$	4.44 ± 0.15	2.79 ± 0.05	1.26 ± 0.04	0.56 ± 0.03
$\gamma + \text{jets}$	$-3.10^{+0.11}_{-3.10}$	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00
γ fakes	17.05 ± 0.00	8.14 ± 0.00	2.97 ± 0.00	0.84 ± 0.00
$Z(l\bar{l})\gamma$	0.40 ± 0.02	0.16 ± 0.01	0.01 ± 0.00	$-0.02^{+0.00}_{-0.02}$
$t\bar{t}h(\gamma\gamma/Z\gamma)$	0.25 ± 0.02	0.18 ± 0.01	0.11 ± 0.01	0.02 ± 0.00
$t\bar{t}\gamma$	0.05 ± 0.00	0.05 ± 0.00	0.03 ± 0.00	0.01 ± 0.00
$W\gamma$	12.06 ± 0.57	5.79 ± 0.22	1.80 ± 0.08	0.97 ± 0.06
$Z(\nu\nu)\gamma$	84.16 ± 3.60	51.26 ± 1.62	18.89 ± 0.79	7.79 ± 0.48
$\gamma + Z, m_{\tilde{\chi}_1^0} = 150\text{GeV}$	$40.57 \pm 7.68(Z = 0.83)$	$16.12 \pm 5.02(Z = 0.49)$	$2.99 \pm 2.12(Z = 0.12)$	$0.00 \pm 0.00(Z = 0.00)$
$\gamma + Z, m_{\tilde{\chi}_1^0} = 250\text{GeV}$	$185.18 \pm 6.60(Z = 3.50)$	$39.06 \pm 3.16(Z = 1.34)$	$8.24 \pm 1.52(Z = 0.65)$	$1.88 \pm 0.80(Z = 0.20)$
$\gamma + Z, m_{\tilde{\chi}_1^0} = 350\text{GeV}$	$210.15 \pm 3.90(Z = 3.87)$	$131.28 \pm 3.11(Z = 3.94)$	$21.31 \pm 1.27(Z = 1.78)$	$3.56 \pm 0.53(Z = 0.55)$
$\gamma + Z, m_{\tilde{\chi}_1^0} = 450\text{GeV}$	$125.96 \pm 3.61(Z = 2.53)$	$106.62 \pm 3.33(Z = 3.34)$	$50.31 \pm 2.31(Z = 3.74)$	$10.51 \pm 1.07(Z = 1.77)$
$\gamma + Z, m_{\tilde{\chi}_1^0} = 550\text{GeV}$	$73.50 \pm 2.76(Z = 1.54)$	$69.51 \pm 2.69(Z = 2.32)$	$52.35 \pm 2.35(Z = 3.86)$	$24.79 \pm 1.63(Z = 3.73)$
$\gamma + Z, m_{\tilde{\chi}_1^0} = 650\text{GeV}$	$36.42 \pm 1.74(Z = 0.73)$	$35.51 \pm 1.72(Z = 1.22)$	$30.67 \pm 1.61(Z = 2.47)$	$21.94 \pm 1.35(Z = 3.38)$
$\gamma + Z, m_{\tilde{\chi}_1^0} = 750\text{GeV}$	$18.52 \pm 1.02(Z = 0.29)$	$18.25 \pm 1.01(Z = 0.58)$	$16.72 \pm 0.97(Z = 1.40)$	$13.90 \pm 0.88(Z = 2.29)$
$\gamma + h, m_{\tilde{\chi}_1^0} = 150\text{GeV}$	$12.34 \pm 4.15(Z = 0.13)$	$2.41 \pm 1.72(Z = 0.00)$	$0.00 \pm 0.00(Z = 0.00)$	$0.00 \pm 0.00(Z = 0.00)$
$\gamma + h, m_{\tilde{\chi}_1^0} = 250\text{GeV}$	$163.46 \pm 6.19(Z = 3.16)$	$27.75 \pm 2.66(Z = 0.94)$	$4.33 \pm 1.14(Z = 0.26)$	$0.80 \pm 0.63(Z = 0.00)$
$\gamma + h, m_{\tilde{\chi}_1^0} = 350\text{GeV}$	$197.81 \pm 3.79(Z = 3.69)$	$121.60 \pm 2.99(Z = 3.71)$	$17.52 \pm 1.15(Z = 1.47)$	$2.60 \pm 0.45(Z = 0.35)$
$\gamma + h, m_{\tilde{\chi}_1^0} = 450\text{GeV}$	$119.65 \pm 3.52(Z = 2.42)$	$101.79 \pm 3.26(Z = 3.21)$	$46.93 \pm 2.24(Z = 3.54)$	$9.07 \pm 1.00(Z = 1.54)$
$\gamma + h, m_{\tilde{\chi}_1^0} = 550\text{GeV}$	$70.84 \pm 2.70(Z = 1.49)$	$67.56 \pm 2.64(Z = 2.26)$	$50.70 \pm 2.30(Z = 3.76)$	$23.19 \pm 1.57(Z = 3.54)$
$\gamma + h, m_{\tilde{\chi}_1^0} = 650\text{GeV}$	$33.64 \pm 1.67(Z = 0.67)$	$32.96 \pm 1.66(Z = 1.13)$	$28.64 \pm 1.55(Z = 2.33)$	$20.49 \pm 1.31(Z = 3.20)$
$\gamma + h, m_{\tilde{\chi}_1^0} = 750\text{GeV}$	$17.63 \pm 1.00(Z = 0.27)$	$17.51 \pm 0.99(Z = 0.55)$	$16.45 \pm 0.96(Z = 1.38)$	$13.98 \pm 0.89(Z = 2.31)$

Capítulo 9

Conclusión

Los datos recolectados por el LHC durante todo su período de actividad han sido de gran utilidad para diversos análisis en el área de la física de partículas. Dadas sus condiciones de elevada energía de centro de masa, junto con la capacidad de producir un cuantioso número de eventos de colisión, resulta un escenario ideal para la realización de diferentes experimentos que exploren regiones del universo no estudiadas hasta el momento. El detector ATLAS es uno de los principales experimentos del LHC cuyo diseño se describe en el presente trabajo. En el mismo se han realizado distintas búsquedas de nuevas partículas entre las que se destaca el descubrimiento del bosón de Higgs en 2012. Uno de los modelos teóricos de mayor interés para su estudio en el área de la física de partículas durante los últimos años es Supersimetría. El mismo es una extensión del Modelo Estándar que propone la existencia de nuevas partículas, aún no observadas, y que se espera que tengan masas del orden del TeV.

Para cualquier tipo de análisis realizado en el experimento, es clave un correcto y eficiente funcionamiento del detector. Las desafiantes condiciones del Run 2 del LHC requieren una constante optimización y mejora de la selección de eventos de colisión, junto con la reconstrucción de los objetos que se desprenden de la misma, en particular la de fotones. El sistema de Trigger de fotones de ATLAS ha demostrado funcionar cumpliendo estos requisitos, llegando a valores de eficiencia superiores al 90 % durante la toma de datos del Run 2. Estos valores fueron determinados en el presente trabajo, para distintos parámetros del detector e incluso en las condiciones de alta luminosidad, que superan dos veces el valor de diseño. Los resultados obtenidos fueron luego utilizados por toda la colaboración en todos los estudios que involucran la selección de fotones online en distintos estados finales, incluyendo análisis con Higgs decayendo a dos fotones.

El presente trabajo se centró en una búsqueda de nueva física utilizando los datos de colisión protón-protón con $\sqrt{s} = 13$ TeV correspondiente a una luminosidad integrada de 139 fb^{-1} registrada, tomadas por el detector ATLAS en el LHC durante el Run 2. La misma estaba motivada por un modelo de supersimetría GGM con producción de gluinos y su subsecuente decaimiento a neutralinos como NSLP, para luego decaer a fotones, Higgs y gravitinos. El estado final que caracteriza a este modelo era entonces de al menos un fotón energético, jets y un alto momento transverso faltante. El método empleado para

realizar la búsqueda consistió en la definición de regiones abundantes en eventos de señal, y la estimación de los procesos del Modelo Estándar que podían emular un estado final similar. Posibles discrepancias entre los datos observados y la estimación de esos procesos significaría una evidencia de un fenómeno no contemplado en el SM.

Se definieron tres regiones de señal diseñadas para cubrir el espacio de parámetros de los modelos estudiados, que estaban caracterizados por la masa del gluino del neutralino más liviano. Las mismas resultaron con una predicción de 2.67 ± 0.75 eventos de fondo y 2 eventos observados, otra con 2.55 ± 0.64 eventos de fondo y sin eventos observados, y la última que predice 2.55 ± 0.44 eventos de fondo con 5 eventos observados. Los resultados son compatibles con ningún exceso significativo de eventos sobre la estimación de fondo del SM. Los límites superiores de 95 % CL dependientes del modelo se establecen en las posibles contribuciones de la nueva física en un escenario GGM con un neutralino NLSP que es una mezcla de higgsino y bino. Para la correspondiente producción de gluino, las masas se excluyen a valores de hasta 2200 GeV para la mayoría de las masas NLSP investigadas. Los límites superiores de 95 % CL independientes del modelo se establecen en la sección transversal visible asociada de las contribuciones de la nueva física, llegando a ser del orden de los 0.03 fb^{-1} .

Finalmente se presentó una búsqueda de nueva física motivada por un modelo supersimétrico y estado final similares, pero ahora mediante la producción electrodébil de gauginos. La metodología empleada es similar a la descripta en el presente trabajo, llegándose a diseñar regiones sensibles a dicho modelo junto con su respectiva estimación de fondos del SM. [[[mencionar limites y cuanta sensibilidad tiene el analisis]]]

Agradecimientos

...

Bibliografía

- [1] Sheldon L. Glashow. Partial-symmetries of weak interactions. *Nuclear Physics*, 22(4):579–588, 1961.
- [2] A. salam (1968). n. svartholm (ed.). elementary particle physics: Relativistic groups and analyticity. eighth nobel symposium. stockholm: Almqvist and wiksell. p. 367.
- [3] Steven Weinberg. A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19:1264–1266, Nov 1967.
- [4] F. Englert and R. Brout. Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:321–323, Aug 1964.
- [5] Peter W. Higgs. Broken symmetries and the masses of gauge bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:508–509, Oct 1964.
- [6] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble. Global conservation laws and massless particles. *Phys. Rev. Lett.*, 13:585–587, Nov 1964.
- [7] ”Über einen die erzeugung und verwandlung des lichtes betreffenden heuristischen gesichtspunkt”. annalen der physik. 17 (6): 132-148. bibcode:1905anp...322..132e. doi:10.1002/andp.19053220607.
- [8] Luigi Di Lella and Carlo Rubbia. The Discovery of the W and Z Particles. *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.*, 23:137–163, 2015.
- [9] Bruno R. Stella and Hans-Jürgen Meyer. $v(9.46 \text{ gev})$ and the gluon discovery (a critical recollection of pluto results). *The European Physical Journal H*, 36(2):203–243, Sep 2011.
- [10] Atlas collaboration. observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the atlas detector at the lhc. *phys. lett. b*, 716:1, 2012.
- [11] Cms collaboration. observation of a new boson at a mass of 125 gev with the cms experiment at the lhc. *phys. lett. b*, 716:30, 2012.
- [12] Andrew purcell. go on a particle quest at the first cern webfest. le premier webfest du cern se lance à la conquête des particules. (bul-na-2012-269. 35/2012):10, aug 2012.

- [13] Noether, e. (1918). "invariante variationsprobleme". nachrichten von der gesellschaft der wissenschaften zu göttingen. mathematisch-physikalische klasse. 1918: 235–257.
- [14] Modern elementary particle physics: Explaining and extending the standard model 2nd edition. g. kane.
- [15] Gregory Ciezarek, Manuel Franco Sevilla, Brian Hamilton, Robert Kowalewski, Thomas Kuhr, Vera Lüth, and Yutaro Sato. A challenge to lepton universality in b-meson decays. *Nature*, 546(7657):227–233, Jun 2017.
- [16] LHCb collaboration, R. Aaij, et al. Test of lepton universality in beauty-quark decays, 2021.
- [17] Luca Di Luzio, Admir Greljo, and Marco Nardecchia. Gauge leptoquark as the origin of b -physics anomalies. *Physical Review D*, 96(11), Dec 2017.
- [18] Yasuyuki Okumura. Search for leptoquarks using the ATLAS detector. Technical report, CERN, Geneva, Nov 2020.
- [19] R.k. ellis, w.j. stirling, and b.r. webber. qcd and collider physics. cambridge monographs on particle physics, nuclear physics, and cosmology. cambridge university press, 2003.
- [20] Tripiana M. Medida de la sección eficaz de producción de fotones directos aislados en colisiones pp a $\sqrt{s} = 7$ tev en el experimento atlas.
- [21] R.p. feynman. very high-energy collisions of hadrons. *phys. rev. lett.*, 23:1415-1417 (1969).
- [22] J.d. bjorken and e.a. paschos. inelastic electron-proton and γ -proton scattering and the structure of the nucleon. *phys. rev.*, 185:1975–1982 (1969).
- [23] R.Keith Ellis, Howard Georgi, Marie Machacek, H.David Politzer, and Graham G. Ross. Factorization and the parton model in qcd. *Physics Letters B*, 78(2):281 – 284, 1978.
- [24] V.n. gribov and l.n. lipatov. deep inelastic scattering e p scattering in perturbation theory. *sov. j. nucl. phys.*, 15:438 (1972).
- [25] L.n. lipatov. the parton model and perturbation theory. *sov. j. nucl. phys.*, 20:94 (1975).
- [26] G. Altarelli and G. Parisi. Asymptotic Freedom in Parton Language. *Nucl. Phys.*, B126:298, 1977.
- [27] James botts, jorge g. morfin, joseph f. owens, jianwei qiu, wu-ki tung, and harry weerts. cteq parton distributions and flavor dependence of sea quarks. *physics letters b*, 304(1-2):159–166, apr 1993.

- [28] A. d. martin, w. j. stirling, r. s. thorne, and g. watt. parton distributions for the lhc. *the european physical journal c*, 63(2):189–285, jul 2009.
- [29] A. d. martin, w. j. stirling, r. s. thorne, and g. watt. uncertainties on α_s in global pdf analyses and implications for predicted hadronic cross sections. *the european physical journal c*, 64(4):653–680, oct 2009.
- [30] A. d. martin, w. j. stirling, r. s. thorne, and g. watt. heavy-quark mass dependence in global pdf analyses and 3- and 4-flavour parton distributions. *the european physical journal c*, 70(1-2):51–72, oct 2010.
- [31] Carrazza s. deans c. del debbio l. forte s. guffanti a. hartland n. latorre j. rojo j. et al. ball r., bertone v. parton distributions with lhc data. *nuclear physics b*, 867(2):244–289, feb 2013.
- [32] Atlas collaboration, cern, summary plots from the atlas standard model physics group, <https://atlas.web.cern.ch/atlas/groups/physics/> combinedsummaryplots/sm/.
- [33] S. weinberg, *phys. rev. d* 13, 974 (1976), *phys. rev. d* 19, 1277 (1979); e. gildener, *phys. rev. d* 14, 1667 (1976); l. susskind, *phys. rev. d* 20, 2619 (1979); g. 't hooft, in recent developments in gauge theories, proceedings of the nato advanced summer institute, cargese 1979, (plenum, 1980).
- [34] B. Abi, T. Albahri, S. Al-Kilani, D. Allspach, L. P. Alonzi, A. Anastasi, A. Anisenkov, F. Azfar, K. Badgley, S. Baefler, I. Bailey, V. A. Baranov, E. Barlas-Yucel, T. Barrett, E. Barzi, A. Basti, F. Bedeschi, A. Behnke, M. Berz, M. Bhattacharya, H. P. Binney, R. Bjorkquist, P. Bloom, J. Bono, E. Bottalico, T. Bowcock, D. Boyden, G. Cantatore, R. M. Carey, J. Carroll, B. C. K. Casey, D. Cauz, S. Ceravolo, R. Chakraborty, S. P. Chang, A. Chapelain, S. Chappa, S. Charity, R. Chislett, J. Choi, Z. Chu, T. E. Chupp, M. E. Convery, A. Conway, G. Corradi, S. Corrodi, L. Cotrozzi, J. D. Crnkovic, S. Dabagov, P. M. De Lurgio, P. T. Debevec, S. Di Falco, P. Di Meo, G. Di Sciascio, R. Di Stefano, B. Drendel, A. Driutti, V. N. Duginov, M. Eads, N. Eggert, A. Epps, J. Esquivel, M. Farooq, R. Fatemi, C. Ferrari, M. Fertl, A. Fiedler, A. T. Fienberg, A. Fioretti, D. Flay, S. B. Foster, H. Friedsam, E. Frlež, N. S. Froemming, J. Fry, C. Fu, C. Gabbanini, M. D. Galati, S. Ganguly, A. Garcia, D. E. Gastler, J. George, L. K. Gibbons, A. Gioiosa, K. L. Giovanetti, P. Girotti, W. Gohn, T. Gorringe, J. Grange, S. Grant, F. Gray, S. Haciomeroglu, D. Hahn, T. Halewood-Leagas, D. Hampai, F. Han, E. Hazen, J. Hempstead, S. Henry, A. T. Herrod, D. W. Hertzog, G. Hesketh, A. Hibbert, Z. Hodge, J. L. Holzbauer, K. W. Hong, R. Hong, M. Iacovacci, M. Incagli, C. Johnstone, J. A. Johnstone, P. Kammel, M. Kargiantoulakis, M. Karuza, J. Kaspar, D. Kawall, L. Kelton, A. Keshavarzi, D. Kessler, K. S. Khaw, Z. Khechadoorian, N. V. Khomutov, B. Kiburg, M. Kiburg, O. Kim, S. C. Kim, Y. I. Kim, B. King, N. Kinnaird, M. Korostelev, I. Kourbanis, E. Kraegeloh, V. A. Krylov, A. Kuchibhotla, N. A. Kuchinskiy, K. R. Labe,

- J. LaBounty, M. Lancaster, M. J. Lee, S. Lee, S. Leo, B. Li, D. Li, L. Li, I. Logashenko, A. Lorente Campos, A. Lucà, G. Lukicov, G. Luo, A. Lusiani, A. L. Lyon, B. MacCoy, R. Madrak, K. Makino, F. Marignetti, S. Mastroianni, S. Maxfield, M. McEvoy, W. Merritt, A. A. Mikhailichenko, J. P. Miller, S. Miozzi, J. P. Morgan, W. M. Morse, J. Mott, E. Motuk, A. Nath, D. Newton, H. Nguyen, M. Oberling, R. Osofsky, J.-F. Ostiguy, S. Park, G. Paulette, G. M. Piacentino, R. N. Pilato, K. T. Pitts, B. Plaster, D. Počanić, N. Pohlman, C. C. Polly, M. Popovic, J. Price, B. Quinn, N. Raha, S. Ramachandran, E. Ramberg, N. T. Rider, J. L. Ritchie, B. L. Roberts, D. L. Rubin, L. Santi, D. Sathyam, H. Schellman, C. Schlesier, A. Schreckenberger, Y. K. Semertzidis, Y. M. Shatunov, D. Shemyakin, M. Shenk, D. Sim, M. W. Smith, A. Smith, A. K. Soha, M. Sorbara, D. Stöckinger, J. Stapleton, D. Still, C. Stoughton, D. Stratakis, C. Strohman, T. Stuttard, H. E. Swanson, G. Sweetmore, D. A. Sweigart, M. J. Syphers, D. A. Tarazona, T. Teubner, A. E. Tewsley-Booth, K. Thomson, V. Tishchenko, N. H. Tran, W. Turner, E. Valetov, D. Vasilkova, G. Venanzoni, V. P. Volnykh, T. Walton, M. Warren, A. Weisskopf, L. Welty-Rieger, M. Whitley, P. Winter, A. Wolski, M. Wormald, W. Wu, and C. Yoshikawa. Measurement of the positive muon anomalous magnetic moment to 0.46 ppm. *Phys. Rev. Lett.*, 126:141801, Apr 2021.
- [35] Stephen p. martin. a supersymmetry primer. 1997. [adv. ser. direct. high energy phys.18,1(1998)].
- [36] Michael dine and willy fischler. a phenomenological model of particle physics based on supersymmetry. *phys. lett. b*, 110:227, 1982.
- [37] Luis alvarez-gaume, mark claudson, and mark b. wise. low-energy supersymmetry. *nucl. phys. b*, 207:96, 1982.
- [38] Chiara r. nappi and burt a. ovrut. supersymmetric extension of the su(3) x su(2) x u(1) model. *phys. lett. b*, 113:175, 1982.
- [39] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/lhcphysics/susycrosssections>.
- [40] Atlas collaboration, cern, summary plots from the atlas susy group, <https://atlas.web.cern.ch/atlas/groups/physics/pubnotes/atl-phys-pub-2021-019/>.
- [41] Lyndon R Evans and Philip Bryant. LHC Machine. *J. Instrum.*, 3:S08001. 164 p, 2008. This report is an abridged version of the LHC Design Report (CERN-2004-003).
- [42] *LEP design report*. CERN, Geneva, 1983. By the LEP Injector Study Group.
- [43] ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3:S08003, 2008.
- [44] S. chatrchyan et al. the cms experiment at the cern lhc. *jinst*, 3:s08004, 2008.
- [45] A. augusto alves, jr. et al. the lhcb detector at the lhc. *jinst*, 3:s08005, 2008.

- [46] K. aamodt et al. 3:s08002, 2008. the alice experiment at the cern lhc. *jinst.*,
- [47] Ewa Lopienska. The CERN accelerator complex - January 2022. Complexe des accélérateurs du CERN - Janvier 2022. Feb 2022. General Photo.
- [48] ATLAS Collaboration. Improved luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector at the LHC. *Eur. Phys. J. C*, 73:2518, 2013.
- [49] ATLAS Collaboration. Luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV using the ATLAS detector at the LHC. *Eur. Phys. J. C*, 76:653, 2016.
- [50] Luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS detector at the LHC. 6 2019.
- [51] Arto Niemi. *Modeling Future Hadron Colliders' Availability for Physics*. PhD thesis, 04 2019.
- [52]
- [53] Joao Pequenao. Computer generated image of the whole ATLAS detector. Mar 2008.
- [54]
- [55] <https://cds.cern.ch/record/409763>.
- [56] Julien Songeon. *Improving particle-flow stability to pile-up using machine learning*. PhD thesis.
- [57] Joao Pequenao. Computer generated image of the ATLAS inner detector. Mar 2008.
- [58] Manuel Kayl. Tracking Performance of the ATLAS Inner Detector and Observation of Known Hadrons. Technical report, Oct 2010. Comments: Proceedings for the HCP2010 conference.
- [59] ATLAS Collaboration. ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report, 2010.
- [60] Y. Takubo. The Pixel Detector of the ATLAS experiment for the Run2 at the Large Hadron Collider. *JINST*, 10:C02001. 9 p, Oct 2014. 9 pages, 6 figures, 1 table, Proceedings of PSD10: The 10th International Conference on Position Sensitive Detectors.
- [61] Joao Pequenao. Computer Generated image of the ATLAS calorimeter. Mar 2008.
- [62] ATLAS Collaboration. Electron reconstruction and identification in the ATLAS experiment using the 2015 and 2016 LHC proton–proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *Eur. Phys. J. C*, 79:639, 2019.

- [63] Joao Pequenao. Computer generated image of the ATLAS Muons subsystem. Mar 2008.
- [64] ATLAS Collaboration. Performance of the ATLAS trigger system in 2015. *Eur. Phys. J. C*, 77:317, 2017.
- [65]
- [66] R. achenbach et al. the atlas level-1 calorimeter trigger. *jinst*, 3:p03001, 2008.
- [67] ATLAS Collaboration. ATLAS High-Level Trigger, Data Acquisition and Controls: Technical Design Report, 2003.
- [68] R. brun and f. rademakers. root: An object oriented data analysis framework. *nucl. instrum. meth.*, a389:81–86, 1997.
- [69] ATLAS Collaboration. ATLAS Computing: Technical Design Report, 2005.
- [70] B lenzi. the physics analysis tools project for the atlas experiment.technical report atl-soft-proc-2009-006, cern, geneva, oct 2009.
- [71] P calafiura, w lavrijsen, c leggett, m marino, and d quarrie. the athena control framework in production, new developments and lessons learned. 2005.
- [72] Stefano catani, frank krauss, bryan r webber, and ralf kuhn. qcd matrix elements + parton showers. *journal of high energy physics*, 2001(11):063–063, nov 2001.
- [73] Frank krauss. matrix elements and parton showers in hadronic interactions. *journal of high energy physics*, 2002(08):015–015, aug 2002.
- [74] Michelangelo l mangano, fulvio piccinini, antonio d polosa, mauro moretti, and roberto pittau. alpgen, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions. *journal of high energy physics*, 2003(07):001–001, jul 2003.
- [75] Stefan höche. introduction to parton-shower event generators, 2014.
- [76] T. Gleisberg et al. Event Generation With SHERPA 1.1. *JHEP*, 0910:007, 2009.
- [77] Steffen Schumann and Frank Krauss. A parton shower algorithm based on Catani–Seymour dipole factorisation. *JHEP*, 03:038, 2008.
- [78] Enrico Bothmann et al. Event generation with Sherpa 2.2. *SciPost Phys.*, 7(3):034, 2019.
- [79] Torbjörn Sjöstrand, Stefan Ask, Jesper R. Christiansen, Richard Corke, Nishita Desai, Philip Ilten, Stephen Mrenna, Stefan Prestel, Christine O. Rasmussen, and Peter Z. Skands. An introduction to PYTHIA 8.2. *Comput. Phys. Commun.*, 191:159, 2015.

- [80] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer, H. S. Shao, T. Stelzer, P. Torrielli, and M. Zaro. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations. *JHEP*, 07:079, 2014.
- [81] ATLAS Collaboration. ATLAS Pythia 8 tunes to 7 TeV data. ATL-PHYS-PUB-2014-021, 2014.
- [82] S. Agostinelli et al. GEANT4: A Simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 506:250–303, 2003.
- [83] Elzbieta Richter-Was, D Froidevaux, and Luc Poggioli. ATLFast 2.0 a fast simulation package for ATLAS. Technical Report ATL-PHYS-98-131, CERN, Geneva, Nov 1998.
- [84] Wolfgang Lukas. Fast simulation for ATLAS: Atlfast-II and ISF. *Journal of Physics: Conference Series*, 396(2):022031, dec 2012.
- [85] ATLAS Collaboration. Electron and photon performance measurements with the ATLAS detector using the 2015–2017 LHC proton–proton collision data. *JINST*, 14:P12006, 2019.
- [86] ATLAS Collaboration. Measurement of the photon identification efficiencies with the ATLAS detector using LHC Run-1 data. *Eur. Phys. J. C*, 76:666, 2016.
- [87] ATLAS Collaboration. Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data. *Eur. Phys. J. C*, 74:3071, 2014.
- [88] W Lampl, S Laplace, D Lelas, P Loch, H Ma, S Menke, S Rajagopalan, D Rousseau, S Snyder, and G Unal. Technical report.
- [89] ATLAS Collaboration. Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using 2015–2016 LHC proton–proton collision data. *JINST*, 14:P03017, 2019.
- [90] ATLAS Collaboration. Topological cell clustering in the ATLAS calorimeters and its performance in LHC Run 1. *Eur. Phys. J. C*, 77:490, 2017.
- [91] T. cornelissen et al.,concepts, design and implementation of the atlas new tracking (newt),atl-soft-pub-2007-007 (2007),url:<http://cds.cern.ch/record/1020106>.
- [92] ATLAS Collaboration. Measurement of the photon identification efficiencies with the ATLAS detector using LHC Run 2 data collected in 2015 and 2016. *Eur. Phys. J. C*, 79:205, 2019.
- [93] R. fröhwirth,application of kalman filtering to track and vertex fitting, nucl. instrum. meth. a262(1987) 444.

- [94] T. g. cornelissen et al.,the global chi2 track fitter in atlas, *j. phys. conf. ser.*119(2008) 032013.
- [95] Atlas collaboration,improved electron reconstruction in atlas using the gaussian sum filter-based model for bremsstrahlung, *atlas-conf-2012-047*, 2012,url:<https://cds.cern.ch/record/1449796>.
- [96] Atlas collaboration,particle identification performance of the atlas transition radiationtracker, *atlas-conf-2011-128*, 2011,url:<https://cds.cern.ch/record/1383793>.
- [97] ATLAS Collaboration. Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using 2012 LHC proton–proton collision data. *Eur. Phys. J. C*, 77:195, 2017.
- [98] I. Wingerter-Seez. Particle Physics Instrumentation. page 20 p, Apr 2018. 20 pages, presented at the 2nd Asia-Europe-Pacific School of High-Energy Physics, Puri, India, 04 - 17 Nov 2014.
- [99] M. cacciari and g. p. salam,pileup subtraction using jet areas, *phys. lett. b*659(2008) 119, arxiv:0707.1378 [hep-ph].
- [100] ATLAS Collaboration. Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton–proton collision data at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. *Eur. Phys. J. C*, 76:292, 2016.
- [101] Atlas collaboration,performance of the atlas silicon pattern recognition algorithm in dataand simulation at $s=7\text{tev}$, *atlas-conf-2010-072* (2010),url:<http://cds.cern.ch/record/1281363>.
- [102] ATLAS Collaboration. Search for vector-boson resonances decaying to a top quark and bottom quark in the lepton plus jets final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector. *Phys. Lett. B*, 788:347, 2019.
- [103] ATLAS Collaboration. Search for a new heavy gauge-boson resonance decaying into a lepton and missing transverse momentum in 36 fb^{-1} of pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ with the ATLAS experiment. *Eur. Phys. J. C*, 78:401, 2018.
- [104] ATLAS Collaboration. Search for new high-mass phenomena in the dilepton final state using 36 fb^{-1} of proton–proton collision data at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector. *JHEP*, 10:182, 2017.
- [105] ATLAS Collaboration. Search for heavy particles decaying into top-quark pairs using lepton-plus-jets events in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector. *Eur. Phys. J. C*, 78:565, 2018.
- [106] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. The anti- k_t jet clustering algorithm. *JHEP*, 04:063, 2008.
- [107] Jhep 02, 084 (2010), 0912.1342.

- [108] ATLAS Collaboration. Jet energy scale measurements and their systematic uncertainties in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector. *Phys. Rev. D*, 96:072002, 2017.
- [109] ATLAS Collaboration. Performance of pile-up mitigation techniques for jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV using the ATLAS detector. *Eur. Phys. J. C*, 76:581, 2016.
- [110] ATLAS Collaboration. Jet energy scale and resolution measured in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector. 2020.
- [111] ATLAS Collaboration. Tagging and suppression of pileup jets with the ATLAS detector. ATLAS-CONF-2014-018, 2014.
- [112] ATLAS Collaboration. Jet reconstruction and performance using particle flow with the ATLAS Detector. *Eur. Phys. J. C*, 77:466, 2017.
- [113] ATLAS Collaboration. E_T^{miss} performance in the ATLAS detector using 2015–2016 LHC pp collisions. ATLAS-CONF-2018-023, 2018.
- [114] Atlas b-jet identification performance and efficiency measurement with ttbar events in pp collisions at sqrt(s) 13 tev, eur. phys. j. c 79 (2019) 970, arxiv:1907.05120, ftag-2018-01.
- [115] ATLAS Collaboration. ATLAS b -jet identification performance and efficiency measurement with $t\bar{t}$ events in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *Eur. Phys. J. C*, 79:970, 2019.
- [116] ATLAS Collaboration. Monte Carlo to Monte Carlo scale factors for flavour tagging efficiency calibration. ATL-PHYS-PUB-2020-009, 2020.
- [117] ATLAS Collaboration. Performance of missing transverse momentum reconstruction with the ATLAS detector using proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *Eur. Phys. J. C*, 78:903, 2018.
- [118] ATLAS Collaboration. Performance of missing transverse momentum reconstruction in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with ATLAS. *Eur. Phys. J. C*, 72:1844, 2012.
- [119] ATLAS Collaboration. Performance of algorithms that reconstruct missing transverse momentum in $\sqrt{s} = 8$ TeV proton–proton collisions in the ATLAS detector. *Eur. Phys. J. C*, 77:241, 2017.
- [120] ATLAS Collaboration. Performance of electron and photon triggers in ATLAS during LHC Run 2. *Eur. Phys. J. C*, 80:47, 2020.
- [121] Tesis de joaco.
- [122] arxiv:0908.0130.

- [123] J. Neyman and E. S. Pearson. On the problem of the most efficient tests of statistical hypotheses. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character*, 231:289–337, 1933.
- [124] Glen Cowan, Kyle Cranmer, Eilam Gross, and Ofer Vitells. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics. *Eur. Phys. J. C*, 71:1554, 2011.
- [125] Alexander L. Read. Presentation of search results: the CL_S technique. *J. Phys. G*, 28:2693, 2002.
- [126] Abraham Wald. Tests of statistical hypotheses concerning several parameters when the number of observations is large. *Transactions of the American Mathematical Society*, 54(3):426–482, 1943.
- [127] James T. Linnemann. Measures of significance in HEP and astrophysics. *eConf*, C030908:MOBT001, 2003.
- [128] KYLE CRANMER. Statistical challenges for searches for new physics at the lhc. *Statistical Problems in Particle Physics, Astrophysics and Cosmology*, May 2006.
- [129] Formulae for Estimating Significance. Technical report, CERN, Geneva, Sep 2020. All figures including auxiliary figures are available at <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PUBNOTES/ATL-PHYS-PUB-2020-025>.
- [130] Tesis de fran.
- [131] CERN. Search for Supersymmetry in events with photons, jets and missing transverse energy with the ATLAS detector in 13 TeV pp collisions. Technical Report ATLAS-COM-CONF-2016-051, CERN, Geneva, Jul 2016.
- [132] Osamu Jinnouchi, Stefano Manzoni, Ryan Reece, and Bruce Schumm. Search for a strongly- and weakly-produced GMSSB signatures in the diphoton and E_T^{miss} final state with $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collisions at the LHC using the ATLAS detector. Technical Report ATL-COM-PHYS-2016-1683, CERN, Geneva, Nov 2016.
- [133] Combined measurement of the higgs boson mass in pp collisions at $s=7$ and 8 tev with the atlas and cms experiments. *Physical Review Letters*, 114(19), May 2015.
- [134] Johan Alwall et al. A Standard format for Les Houches event files. *Comput. Phys. Commun.*, 176:300–304, 2007.
- [135] Abdelhak Djouadi, Jean-Loïc Kneur, and Gilbert Moultaka. Suspect: A fortran code for the supersymmetric and higgs particle spectrum in the {MSSM}. *Computer Physics Communications*, 176(6):426 – 455, 2007.
- [136] M. Muhlleitner. SDECAY: A Fortran code for SUSY particle decays in the MSSM. *Acta Phys. Polon.*, B35:2753–2766, 2004.

- [137] A. Djouadi, J. Kalinowski, and M. Spira. HDECAY: A program for Higgs boson decays in the Standard Model and its supersymmetric extension. *Comput. Phys. Commun.*, 108:56, 1998.
- [138] A. Djouadi, M. M. Mühlleitner, and M. Spira. Decays of supersymmetric particles: The Program SUSY-HIT (SUspect-SdecaY-Hdecay-InTerface). *Acta Phys. Polon. B*, 38:635–644, 2007.
- [139] Stefan Höche, Frank Krauss, Marek Schönherr, and Frank Siegert. QCD matrix elements + parton showers. The NLO case. *JHEP*, 04:027, 2013.
- [140] Francisco Alonso, Francisco Anuar Arduh, Joaquin Hoya, Maria-Teresa Dova, Hernan Wahlberg, and Gonzalo Enrique Orellana. Search for supersymmetry in events with photons, jets and missing transverse momentum with 36 fb^{-1} of data at 13 TeV. Technical Report ATL-COM-PHYS-2016-1662, CERN, Geneva, Nov 2016.
- [141] Leonard Aubry et al. Search for new phenomena with the ATLAS detector in monophoton events from proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ collected in 2015 and 2016. Technical Report ATL-COM-PHYS-2016-1626, CERN, Geneva, Nov 2016.
- [142] Tesis de tony.
- [143]
- [144] Souvik Das. A simple alternative to the Crystal Ball function. 2016.
- [145] ATLAS Collaboration. Search for dark matter at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ in final states containing an energetic photon and large missing transverse momentum with the ATLAS detector. *Eur. Phys. J. C*, 77:393, 2017.
- [146] ATLAS Collaboration. Tagging and suppression of pileup jets. ATL-PHYS-PUB-2014-001, 2014.
- [147] D et al. Adams. Recommendations of the Physics Objects and Analysis Harmonisation Study Groups 2014. Technical Report ATL-PHYS-INT-2014-018, CERN, Geneva, Jul 2014.
- [148] Baptiste Abeloos et al. Search for squarks and gluinos with the ATLAS detector in final states with jets and missing transverse momentum at $\sqrt{s}=13 \text{ TeV}$: supporting documentation for Moriond 2017. Technical Report ATL-COM-PHYS-2016-1518, CERN, Geneva, Oct 2016.
- [149] Search for photonic signatures of gauge-mediated supersymmetry in 8 TeV pp collisions with the ATLAS detector. *Phys. Rev. D*, 92:072001, 2015.
- [150] G. avoni et al., the new lucid-2 detector for luminosity measurement and monitoring in atlas, *jinst* 13 (2018) p07017.

- [151] S. van der meer, calibration of the effective beam height in the isr, cern-isr-po-68-31, 1968, url: <https://cds.cern.ch/record/296752>.
- [152] P. grafström and w. kozanecki, luminosity determination at proton colliders, *prog. part. nucl. phys.* 81 (2015) 97.
- [153] ATLAS Collaboration. Luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ using the ATLAS detector at the LHC. ATLAS-CONF-2019-021, 2019.
- [154] Atlas collaboration, measurement of the photon identification efficiencies with the atlas detector using lhc run-1 data, (2016), arxiv: 1606.01813 [hep-ex] (cit. on p. 36).
- [155] ATLAS Collaboration. Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2012 LHC proton–proton collision data. ATLAS-CONF-2014-032, 2014.
- [156] ATLAS Collaboration. Jet energy measurement with the ATLAS detector in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. *Eur. Phys. J. C*, 73:2304, 2013.
- [157] ATLAS Collaboration. Monte Carlo Calibration and Combination of In-situ Measurements of Jet Energy Scale, Jet Energy Resolution and Jet Mass in ATLAS. ATLAS-CONF-2015-037, 2015.
- [158] Andy Buckley, James Ferrando, Stephen Lloyd, Karl Nordström, Ben Page, Martin Rüfenacht, Marek Schönherr, and Graeme Watt. Lhapdf6: parton density access in the lhc precision era. *The European Physical Journal C*, 75(3), Mar 2015.
- [159] Francisco Alonso, Danijela Bogavac, Leonardo Carminati, Donatella Cavalli, Maria-Teresa Dova, Marcello Fanti, Gianluca Fugante, Douglas Gingrich, Sergio Gonzalez Fernandez, Mario Martinez Perez, Chiara Mancuso, Stefano Manzoni, Davide Pietro Mungo, Laura Nasella, Federica Piazza, Silvia Resconi, and Miguel Villaplana Perez. Search for dark matter with the ATLAS detector in monophoton events from pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ in Run-2. Technical Report ATL-COM-PHYS-2019-1162, CERN, Geneva, Sep 2019.
- [160] W. Beenakker et al. The Production of Charginos/Neutralinos and Sleptons at Hadron Colliders. *Phys. Rev. Lett.*, 83:3780, 1999.
- [161] Jonathan Debove, Benjamin Fuks, and Michael Klasen. Threshold resummation for gaugino pair production at hadron colliders. *Nucl. Phys. B*, 842:51, 2011.
- [162] Benjamin Fuks, Michael Klasen, David R. Lamprea, and Marcel Rothering. Gaugino production in proton-proton collisions at a center-of-mass energy of 8 TeV. *JHEP*, 10:081, 2012.
- [163] Benjamin Fuks, Michael Klasen, David R. Lamprea, and Marcel Rothering. Precision predictions for electroweak superpartner production at hadron colliders with RESUMMINO. *Eur. Phys. J. C*, 73:2480, 2013.

- [164] Juri Fiaschi and Michael Klasen. Neutralino-chargino pair production at NLO+NLL with resummation-improved parton density functions for LHC Run II. *Phys. Rev. D*, 98(5):055014, 2018.
- [165] Jon Butterworth et al. PDF4LHC recommendations for LHC Run II. *J. Phys. G*, 43:023001, 2016.
- [166] ATLAS Collaboration. Object-based missing transverse momentum significance in the ATLAS Detector. ATLAS-CONF-2018-038, 2018.