

# Prácticas LHC: Búsqueda de indicios de Supersimetría

---

Javier Martín del Barrio

Tutores: Claudia Glasman Kuguel, Juan  
Terrón Cuadrado y Ana Rosario Cueto  
Gómez



Facultad de ciencias  
Universidad Autónoma de Madrid  
Madrid, España  
2023-2024

## Resumen

Búsqueda de indicios de producción de partículas supersimétricas mediante procesos de fuerza electrodébil en los resultados proporcionados por ATLAS en 2016 con una energía de centro de masas de  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  y una luminosidad de  $10 \text{ fb}^{-1}$ . La búsqueda se centra en la producción de neutralinos mediante cinco canales de desintegración distintos. Los resultados son insuficientes para demostrar la existencia de estas partículas.

## Introducción

### Modelo Estándar de Partículas

La física de partículas es una rama de la ciencia que estudia los componentes más fundamentales de la materia y las interacciones de las mismas. Estas partículas pueden clasificarse en dos grupos:

- Los fermiones: partículas que forman la materia ordinaria, caracterizadas por tener un spin fraccionario. A su vez, se dividen en quarks y leptones. La principal diferencia entre ambos es que los quarks sufren la fuerza fuerte mientras que los leptones no. Se dividen en tres familias, estas familias tienen los mismos números cuánticos pero distinta masa.
- Los bosones: partículas mediadoras de las fuerzas fundamentales, caracterizadas por tener un spin entero. También se dividen en dos grupos los bosones escalares y bosones de gauge.

También se incluye en este modelo las antipartículas, partículas de misma masa a la original pero con cargas opuestas.



Figura 1: Modelo Estándar de Partículas

Para el estudio de este tipo de objetos se trabaja bajo el marco teórico del Modelo Estándar, una teoría cuántica de la materia capaz de explicar tres de las cuatro fuerzas fundamentales. La interacción restante -la gravedad- suele tener una contribución minúscula en física de partículas debido a la baja masa de las mismas, por lo que otorga resultados realmente precisos.

Este modelo realizado a lo largo del siglo XX se basa en la teoría cuántica de campos relativista, donde, haciendo uso del lagrangiano, podemos obtener las ecuaciones del movimiento de los campos. Esta teoría cuenta con diferentes simetrías: traslacional, rotacional, de sistema de referencia y una simetría local de gauge  $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ . Esta última simetría es la que produce las partículas mediadoras de las interacciones fundamentales.

Dentro del lagrangiano del Modelo Estándar tenemos diferentes términos, cada uno responsable de un tipo de interacción: cromodinámica cuántica, fuerza electrodébil, interacción con el campo de Higgs, termino de Yukawa, etc. La expresión final resulta realmente compleja y extensa pero nos proporciona resultados y predicciones realmente precisas.

### Magnitudes importantes

Para la comprensión de este trabajo es necesario conocer ciertas magnitudes utilizadas en física de partículas. Comenzando por el cuatrimomento que es uno de los objetos matemáticos fundamentales en física de partículas y su conservación una de las principales herramientas utilizadas en el desarrollo de los cálculos. Se define de la siguiente manera:

$$P_i = \begin{pmatrix} \gamma mc^2 \\ \gamma mv_x \\ \gamma mv_y \\ \gamma mv_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E/c \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} \quad (1)$$

Donde  $m$  es la masa de la partícula,  $v$  la velocidad,  $E$  su energía,  $p$  su momento y  $\gamma$  el factor relativista definido como:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (2)$$

Mediante el cuatrimomento podemos calcular otra cantidad importante: la masa invariante. Se define como el producto del cuatrimomento por si mismo, es decir:

$$P^2 = \frac{E^2}{c^2} - p^2 = M^2 c^2 \quad (3)$$

Otra cantidad relacionada con la masa que podemos definir, es la masa transversa.

$$m_T(p_T, q_T) = \sqrt{2p_T q_T (1 - \cos\theta)} \quad (4)$$

Siendo  $p_T$  el momento transverso de un leptón,  $q_T$  el momento transverso que minimiza el máximo entre los valores de  $m_T(p_T^1, q_T)$  y  $m_T(p_T^2, p_T^{miss} - q_T)$  y  $\theta$  el ángulo entre ellos. Siendo  $p_T^1$  el momento transverso del primer leptón con más momento,  $p_T^2$

el momento transverso del segundo leptón con más momento y  $p_T^{miss}$  el momento transverso perdido, es decir, el que no ha sido recibido por el detector. De esta manera podemos definir  $m_{T2}$ , una magnitud muy utilizada en la búsqueda de supersimetría.<sup>1</sup>

$$m_{T2} = \min \left( \max \left( m_T(p_T^l, q_T), m_T(p_T^l, p_T^{miss} - q_T) \right) \right) \quad (5)$$

Para la obtención de  $m_{T2}$  se utiliza un programa desarrollado por Christopher Lester<sup>2</sup>. Este programa desarrollado en 2014 es el utilizado en el CERN para el cálculo de esta magnitud mediante el método de la bisección.

Por su parte, la pseudo-rapidez es una cantidad muy utilizada en física de partículas, ya que nos proporciona una manera de visualizar el ángulo de una partícula respecto al eje de choque, de manera que sea invariante Lorentz:

$$\eta = -\log \left( \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right) \quad (6)$$

## Experimentos en física de partículas

Como toda teoría, el Modelo Estándar de Partículas tiene que comprobarse de manera experimental. Uno de los métodos más efectivos para estudiar física de partículas es producir la colisión entre estas y estudiar los productos generados. Tenemos dos tipos diferentes de colisiones:

- Colisiones elásticas: donde las partículas que colisionan y los productos no cambian su naturaleza. Son más frecuentes a baja energía.
- Colisiones inelásticas: donde las partículas colisionan y los productos cambian su naturaleza, produciendo partículas distintas.

Este tipo de eventos se estudia utilizando la conservación del 4-momento:

$$\sum_{i=1}^N P_i = \sum_{j=1}^{N'} P_j \quad (7)$$

Donde  $i$  es un índice que pasa por todas las  $N$  partículas antes del choque y  $j$  es un índice que pasa por todas las  $N'$  partículas después del choque.

Estudiando los resultados de este tipo de colisiones en comparación con lo que nos dicta la teoría, podemos determinar la validez de la misma, así como obtener el valor de parámetros que no quedan determinados en la teoría, como por ejemplo, la masa de algunas partículas.

De esta manera, si queremos obtener como producto partículas de una masa mayor que las iniciales tendremos que otorgarlas una energía cinética suficiente alta. Es de aquí donde entra en juego el concepto de acelerador de partículas.

## Aceleradores de partículas

Existen diferentes tipos de aceleradores de partículas, cada uno con distintos beneficios e inconvenientes:

- Aceleradores lineales: basados en la producción de campos eléctricos variables. Son capaces de acelerar partículas cargadas hasta una energía de  $\sim 45 GeV$
- Ciclotrón: acelerador cuyo funcionamiento se basa en el uso de campos eléctricos para acelerar las partículas y campos magnéticos constantes para controlar su trayectoria. Este aparato utiliza campos eléctricos variables en el tiempo de frecuencia constante. Aunque el radio de las órbitas aumenta con la energía, pueden llegar a obtenerse energías suficientemente altas con un tamaño menor si lo comparamos con los aceleradores lineales.
- Sincrotrón: acelerador en el que, al igual que los anteriores, las partículas cargadas se aceleran mediante el uso de campos eléctricos. Sin embargo, en este caso, se es capaz de mantener un radio constante mediante la variación de la intensidad del campo magnético y la frecuencia del campo eléctrico. El límite de energía de estos aceleradores viene dado por la energía radiada por las partículas que crece proporcionalmente a la energía a la cuarta potencia.

Para el estudio de las interacciones fundamentales, así como el Modelo Estándar o el mecanismo de Higgs, se desarrolló el Gran Colisionador de Hadrones, o LHC por sus siglas en inglés. Este acelerador de partículas de tipo sincrotrón fue desarrollado y construido por el CERN (Organización Europea para la Investigación Nuclear) entre los años 1989 y 2001. Este acelerador cuenta con una circunferencia de 27 kilómetros que le permite reducir sus pérdidas energéticas por radiación, llegando en los últimos experimentos a una energía del centro de masas cercana a  $14 TeV$ . Una vez los haces de partículas han sido acelerados a la energía deseada, estos son dirigidos a detectores donde se produce el cruce de haces. Esto produce miles de choques entre protones por segundo.

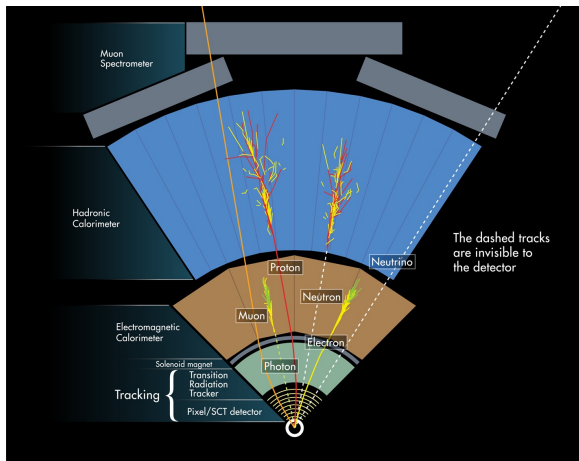
## Detectores de partículas

Una vez se ha conseguido dar a las partículas energía suficiente para el experimento que deseamos realizar y se produce la colisión de los haces, es necesario tener detectores que nos indiquen el tipo de partículas producidas y la energía de las mismas. En el LHC se cuenta con varios detectores, cada uno especializado en detectar ciertas partículas en un rango de energías en función de su propósito: ATLAS (detector multipropósito, especializado en la detección del Bosón de Higgs), CMS (detector multipropósito especializado en la detección de

nuevas partículas), ALICE (detector especializado en el estudio de un estado de la materia conocido como plasma quark-gluón) y LHCb (detector especializado en la producción de antimateria). Los datos utilizados en este trabajo fueron medidos por ATLAS.

Cada uno de estos grandes detectores cuenta con varias capas especializadas en diferentes tipos de partículas y con ellos obtener los datos que más tarde analizar. Comenzando por el centro del acelerador hacia capas exteriores tenemos:

- **Cámara de trazas:** consiste en una cavidad cilíndrica llena de gas alrededor de la zona donde la colisión se lleva a cabo. Cuando una partícula cargada atraviesa la misma, ioniza el gas a su paso, generando una traza de gas ionizado a lo largo de su trayectoria. En esta cámara se produce un campo magnético, por lo que la trayectoria de las partículas se curva. Analizando el radio de curvatura se puede identificar la energía de la misma, siendo las más energéticas las que su trayectoria se acerca a una línea recta.
- **Calorímetro electromagnético:** su principal función es la detección de electrones o positrones y fotones, los cuales depositan toda su energía en el material al interactuar con el mismo. En función de la interacción tenemos dos tipos: por un lado los centelleadores, que emiten fotones. Por otro lado, los detectores de estado sólido que generan pares electrón hueco en una cascada de partículas. Estos fotones o electrones pueden ser medidos para obtener así la energía de los mismos.



**Figura 2:** Esquema de las partes del detector ATLAS

- **Calorímetro hadrónico:** como su propio nombre indica, está especializado en medir la energía de los hadrones producidos. Los hadrones dejan una parte de su energía en el calorímetro electromagnético. Sin embargo, al contrario que los electrones y fotones, estos sí son capaces de atravesarlo. El funcionamiento de

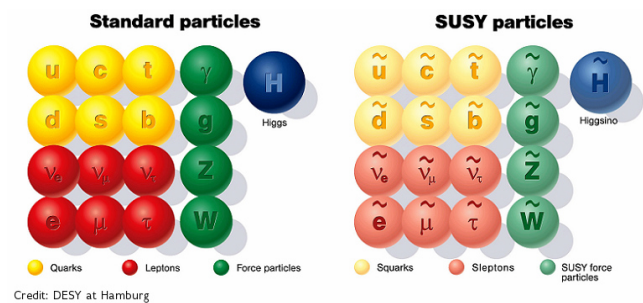
este detector es similar al anterior, produciendo excitaciones detectables en el material.

- **Cámara de muones:** esta es la parte más exterior del detector, encargada de la medida de la energía de los muones, los cuales apenas dejan energía en los calorímetros. Su funcionamiento consiste en una cámara llena de gas con un potente superconductor capaz de producir un campo magnético que curve la trayectoria de los muones y en función de esta curvatura obtener su energía.

## Teorías más allá del Modelo Estándar: Supersimetría

Como se ha comentado anteriormente, el Modelo Estándar es una teoría que otorga resultados precisos. Sin embargo, se sabe que esta teoría no es completa y tiene ciertos defectos: desde su incompatibilidad con la relatividad general -principal teoría para la interacción gravitatoria-, hasta problemas internos como la violación CP. Es por eso que el Modelo Estándar intenta ampliarse manteniendo una base similar, se intenta buscar una expansión de esta teoría que pueda explicar estos procesos. Estos defectos deberían producir diferencias entre la predicción y los resultados experimentales que se buscan de manera exhaustiva en aceleradores de partículas como el LHC. A lo largo de los años se han desarrollado muchas ampliaciones del modelo. Algunas de las más importantes son: la teoría de cuerdas, teorías que añaden más familias de partículas, o la supersimetría; teoría en la cual está basada este trabajo.

La supersimetría es una teoría que se basa en la existencia de partículas “simétricas” para todas las partículas del Modelo Estándar. Para partículas bosónicas (spin entero) habrían una partícula simétrica fermiónica (spin semientero) y viceversa. Estas partículas comparten los mismos números cuánticos, solo diferenciándose en el spin. Esto genera una simetría entre las partículas encargadas de formar materia y las mediadoras de las fuerzas, siguiendo ambas las mismas ecuaciones.



Credit: DESY at Hamburg

**Figura 3:** Catálogo de partículas del modelo supersimétrico

Esta teoría resultaba muy interesante como ampliación del Modelo Estándar, porque además de solucionar fallos de este -como el problema de

la jerarquía- también podía utilizarse para explicar otros problemas de la física moderna como la existencia de materia oscura, que estaría compuesta de estas partículas supersimétricas. Sin embargo, ningún experimento en busca de estas partículas simétricas ha resultado exitoso. Esto ha aumentando el valor mínimo de estas masas para, en caso de que existan, no haberlas detectado. Estas partículas simétricas tendrían que tener una masa superior de  $125 GeV$ , y el hecho de que su masa sea tan diferente a la de las partículas originales produce problemas en la teoría llevando a muchos científicos a descartar esta teoría, o al menos, en su estado actual.

## Selección y análisis

Para la realización de este trabajo se han utilizado resultados proporcionados por la asociación ATLAS para su uso académico y el análisis de los datos está basado en la publicación de 2020 de ATLAS Pub Note<sup>3</sup>. Estos datos fueron obtenidos en 2016 en el LHC mediante choques protón-protón con una energía de centro de masas de  $13 TeV$ . Estos resultados vienen contenidos dentro de ficheros con formato ROOT, el principal programa utilizado para el análisis de datos en el CERN. Este programa desarrollado en C++ nos proporciona las herramientas necesarias para el análisis de los resultados, así como su representación.

La colaboración ATLAS también incluye ficheros de simulaciones Montecarlo. Estas simulaciones están basadas en la respuesta de los detectores y otorgan a cada evento, en función de su probabilidad de ocurrir, un peso. Con estos ficheros obtendremos el valor teórico esperado para el experimento realizado. Si se observase un valor experimental muy distinto al otorgado por las simulaciones Montecarlo, podría llegar a significar la aparición de nueva física no contenida en el Modelo Estándar, como es el caso de la supersimetría. Cabe destacar, que al ser la supersimetría una de las teorías más allá del Modelo Estándar más estudiadas, los archivos de ATLAS también incluyen simulaciones Montecarlo del resultado esperado para esta teoría.

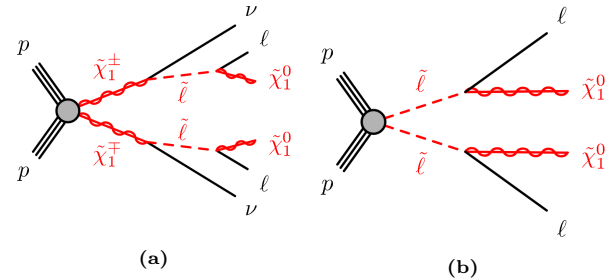
Para cada experimento se deben tener en cuenta los diferentes procesos, distintos al que queremos estudiar, que puedan otorgar un resultado equivalente. En el primer caso estudiado, se analizan procesos con dos leptones de mismo sabor y carga opuesta sin ningún jet. Sin embargo, el canal estudiado vía partículas supersimétricas no es el único que puede generar este estado final, por ejemplo, la desintegración del bosón  $Z_0$ , mucho más probable, obtiene un estado final equivalente. Esto es lo que se conoce como background. Para que los resultados experimentales coincidan con los otorgados por las simulaciones es importante añadir los distintos backgrounds de estos procesos.

En este caso, buscamos indicios de partículas súper simétricas en los datos obtenidos. Concretamente, la producción de la partícula simétrica de los leptones -la cual debería decaer en el neutralino-, la partícula simétrica del neutrino más ligero y un leptón del Modelo Estándar. Los neutralinos producidos no serán detectados y escaparán, contribuyendo a la energía y momento restante del evento. La masa teórica mínima de los sleptones es de  $600 GeV$ , la del neutralino de  $300 GeV$  y las reacciones que los producen tienen una sección eficaz extremadamente pequeña de alrededor de  $0,7 fb$  que, comparada con otros procesos del Modelo Estándar, tiene una contribución realmente pequeña. Por esta razón, tendremos que seleccionar los datos de manera que esta contribución, si existe, sea más visible.

En el modelo empleado en este trabajo, los únicos parámetros libres son las masas de las partículas supersimétricas. De lo que ha podido observarse, la señal más importante resulta de asumir una masa de  $600 GeV$  para el slepton y de  $300 GeV$  para el neutralino.

Las reacciones mediadas por partículas supersimétricas pueden ocurrir a través de diversos canales que agruparemos en tres grupos:

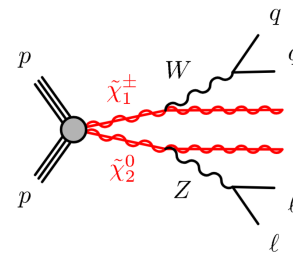
### ■ Dos leptones y cero jets



**Figura 4:** Principales canales de producción de neutralinos en el caso de dos leptones y cero jets en el estado final.

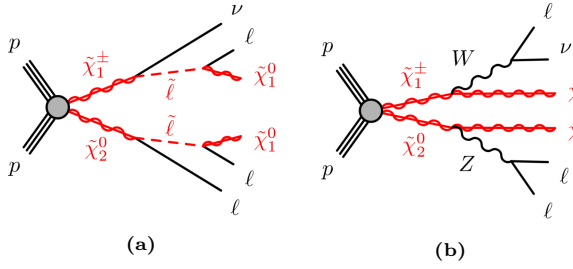
Figura (a) Producción de dos charginos  $\tilde{\chi}_1^\pm$  que rápidamente decaen en un neutrino y un slepton que a su vez decae en un leptón y un neutralino. Figura (b) Producción de dos sleptones que decaen rápidamente en un leptón y un neutralino.

### ■ Dos leptones y jets



**Figura 5:** Principal canal de producción de neutralinos en el caso de dos leptones con jets en el estado final. Producción de un chargino  $\tilde{\chi}_1^\pm$  y un neutralino  $\tilde{\chi}_2^0$ . Estos decaen en dos neutralinos  $\tilde{\chi}_1^0$  y dos bosones, un  $Z$  y un  $W$ . Los bosones a su vez también decaen en dos quarks y dos leptones. Por último, los quarks, decaen en jets.

■ Tres leptones



**Figura 6:** Principales canales de producción de neutralinos en el caso de tres leptones. Figura (a) Producción de un chargino  $\tilde{\chi}_1^\pm$  y un neutralino  $\tilde{\chi}_2^0$  que rápidamente decaen en un neutrino, un leptón y dos sleptons que a su vez decaen en dos leptones y dos neutralinos  $\tilde{\chi}_1^0$ . Figura (b) Producción de un chargino  $\tilde{\chi}_1^\pm$  y un neutralino  $\tilde{\chi}_2^0$  que rápidamente decaen en dos neutralinos  $\tilde{\chi}_1^0$  y dos bosones, un  $Z$  y un  $W$ . Estos decaen en dos leptones y un leptón y un neutrino respectivamente

Para cada uno de estos grupos se toman distintas condiciones de selección. La elección de estas condiciones se basa en las tomadas en el paper *Search for electroweak production of supersymmetric particles in final states with two or three leptons at  $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$  with the ATLAS detector*<sup>4</sup>.

Comenzando con el primer grupo, 2 leptones y cero jets, el criterio de selección para los datos utilizados es el siguiente:

- Detección exclusiva de dos electrones o muones. Los leptones detectados deben tener el mismo sabor y carga opuesta.
- El momento transverso de los leptones debe ser mayor de  $25\text{ GeV}$  en el caso de electrones, y de  $20\text{ GeV}$  en el caso de muones.
- Si uno de los jets producidos procede de un quark bottom, lo que se conoce como un jet b-tagged, debe tener un momento transverso menor de  $20\text{ GeV}$ . En caso de ser un jet producido en otro proceso, el momento transverso deberá ser menor de  $60\text{ GeV}$
- Separamos los datos en dos regiones en función de si el leptón deja en el calorímetro una señal compacta (tight) o dispersa (loose). En cada región se emplea una selección diferente de datos. En la sección tight, se requiere que la masa invariante de los leptones sea mayor de  $300\text{ GeV}$  y tengan una masa transversa mayor de  $130\text{ GeV}$ . En la región loose se requiere una masa invariante mayor de  $111\text{ GeV}$  y una masa transversa mayor de  $100\text{ GeV}$ .

Para el caso de dos leptones con jets se utiliza un criterio de selección muy similar al anterior. Destacan las siguientes diferencias:

- Se elimina la condición para los jets no b-tagged
- El segundo leptón con más energía debe tener un momento total superior a  $25\text{ GeV}$

- Los eventos deben tener al menos dos jets con momento total superior a  $30\text{ GeV}$ . Podemos utilizar dos criterios distintos para determinar que jets proceden del bosón  $W$ : los dos jets de mayor momento total o los dos jets con menor diferencia angular  $\phi$ .
- Se dividen los datos en dos nuevas regiones para distinguir los productos de  $\tilde{\chi}_2^0$  (neutralino) y de  $\tilde{\chi}_1^\pm$  (chargino).
- Como última condición adicional, se distinguen los casos con dos jets de los que tienen un número mayor. La selección en ambas zonas resulta similar pero en el caso de más de dos jets tenemos que tomar los que proceden del bosón  $W$ .

Por último, la selección de datos para el caso de tres leptones es la siguiente:

- Se exige en el estado final tres leptones, descartando sucesos con más leptones.
- Dos de los leptones deben ser de mismo sabor y carga opuesta. En caso de que haya dos parejas de leptones que cumplan esta propiedad se escogerá la pareja que tenga una masa transversa menor.
- Se elimina la condición para los jets no b-tagged.
- El momento total de los jets b-tagged ha de ser mayor de  $20\text{ GeV}$ .
- Se analiza la región de los datos con masa invariante cercana a la del bosón  $Z_0$ . Los límites utilizados para el análisis de esta zona son  $81,2 < m_{ll} < 101,2\text{ GeV}$ .

En los tres experimentos las principales reacciones de background son:

- Producción y desintegración de un único bosón  $Z$  o  $W$  en leptones o leptones y jets
- Producción y desintegración de dos bosones  $Z$  o  $W$
- Producción y desintegración de un quark y antiquark top.
- Producción y desintegración de un único quark o antiquark top.

Se han utilizado las condiciones de preselección tipo loose para electrones y muones, dadas por el artículo anteriormente citado<sup>4</sup>. Los eventos con taus, mucho menos probables no han sido analizados.

	Electrones	Muones
$P_T [\text{GeV}]$	$> 7$	$> 7$
$ \eta $	$< 2,47$	$< 2,5$
lep etcone30	$< 0,15$	$< 0,15$
lep etcone20	$< 0,15$	$< 0,15$



Las magnitudes  $lep\ etcone$  están relacionadas con la cantidad de energía en un cono alrededor de la partícula detectada para asegurar así su aislamiento. En el caso de los electrones también exigimos que el impacto con el calorímetro no ocurra en la zona de transición entre las bases y la pared del cilindro. Esto se filtra utilizando la variable  $|\eta_e|$  exigiendo  $1,37 < |\eta_e| < 1,52$ .

Se ha tomado la decisión de analizar datos con hasta cuatro leptones que cumplan las condiciones necesarias, en caso de un evento tener cinco o más leptones que cumplan el criterio de selección, este no será analizado. Esto se debe a que en los datos utilizados, antes incluso de filtrar los datos, solo se cuenta con un número de eventos de orden diez con este número de leptones, por lo que ignorarlos no debería producir cambios significativos en el resultado y añadirlos complica de manera innecesaria el código. Después de filtrar los datos experimentales, ninguno de los sucesos de cinco leptones cumple las condiciones necesarias, teniendo casos válidos únicamente en algunas simulaciones MC, de nuevo, la cantidad de eventos ignorados es muy bajada, de orden 10.

## Resultados

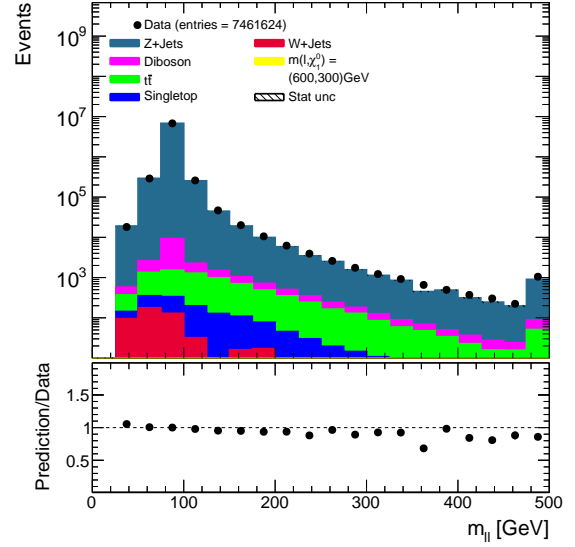
### Canal de dos leptones sin jets

Una vez los datos han sido filtrados y se han calculado las simulaciones Montecarlo podemos hacer la representación de varias magnitudes para el estudio de la supersimetría. Representaremos los datos obtenidos como puntos y las simulaciones de Montecarlo como histogramas de distintos colores en función de su procedencia. La predicción para procesos de supersimetría no se sumará al resto de histogramas, sino que se representará por separado. Cabe destacar que en el último bin del histograma se añaden los eventos con energía superior al límite de la representación, es por eso que habitualmente se ve un cambio en la tendencia en la última entrada. También se hará una pequeña representación de la relación entre los datos experimentales y los obtenidos por las simulaciones.

Los errores estadísticos, en el caso de los datos experimentales, se obtienen simplemente como la raíz cuadrada del número de entradas en ese bin. Mientras que en el caso de las simulaciones Montecarlo (el área sombreada) al ser histogramas “pesados” se obtiene usando la siguiente fórmula:

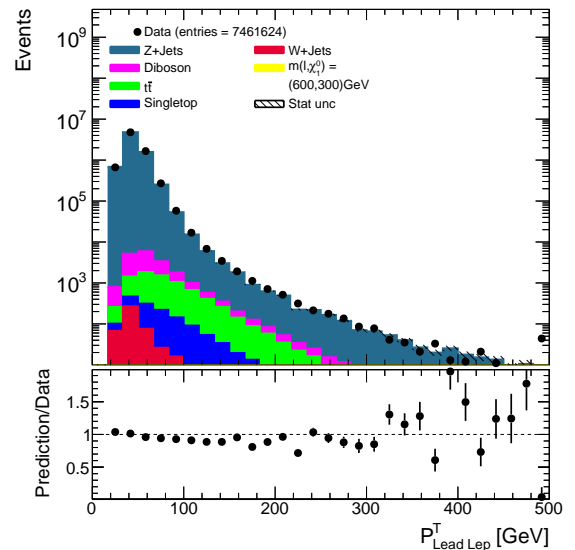
$$er = \sqrt{\sum_i w_i^2} \quad (8)$$

Una vez realizada la selección, se obtienen los siguientes resultados:



**Figura 7:** Datos obtenidos para la energía perdida frente a la predicción de las simulaciones Montecarlo. Canal de desintegración dos leptones sin jets

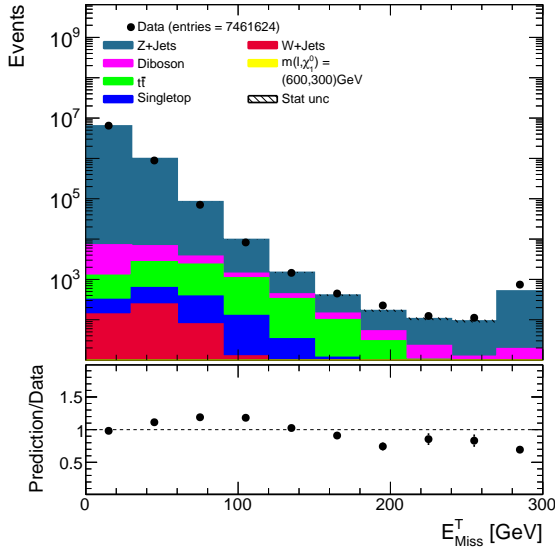
En el caso de la masa invariante de los dos leptones, se obtiene un pico muy importante en la masa del bosón  $Z_0$ . El ratio entre los datos experimentales y las simulaciones es muy cercano a uno en la mayoría de casos, por lo que se considera un buen resultado. En esta representación, no se pueden observar indicios de supersimetría debido a que la probabilidad de producción de Bosones  $Z_0$  resulta mucho mayor que cualquier otro suceso a esta energía. Sin embargo, esta representación sirve para asegurarse de que el análisis realizado es correcto. Pasando a la representación del momento del leptón más energético se obtiene:



**Figura 8:** Datos obtenidos para la energía perdida frente a la predicción de las simulaciones Montecarlo. Canal de desintegración dos leptones sin jets

El ratio entre datos y predicciones comienza siendo muy cercano a uno. Pero para procesos de gran momento, al reducirse tanto el número de eventos, esta relación empeora. En su mayoría los datos obtenidos tienden a un valor menor del esperado para altas energías.

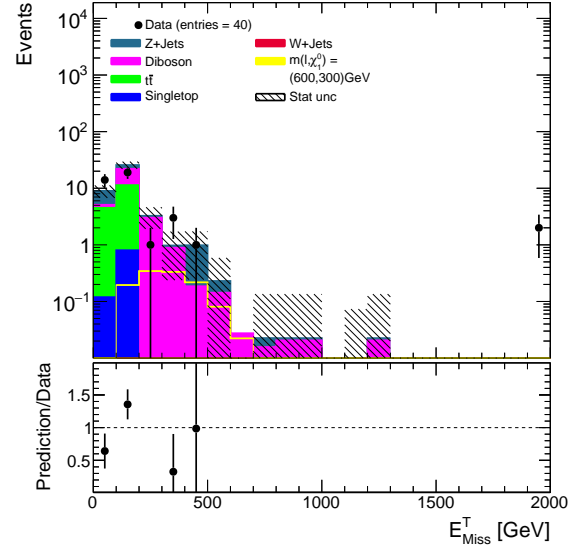
Analizando ahora la energía perdida, esta cantidad nos indica la energía de las partículas que participaban en la reacción que no han sido detectadas y es una de las cantidades más importantes en este estudio de la supersimetría. Esta energía puede pertenecer tanto a neutrinos como neutralinos. Si representamos la pérdida de energía antes de los cortes se obtiene la Figura [9]. Se puede observar una buena relación entre los datos experimentales y las simulaciones, siendo la mayor discrepancia de un 0.25 aproximadamente, pero mucho menor en promedio. La contribución de las partículas supersimétricas es tan pequeña que no puede apreciarse en esta representación.



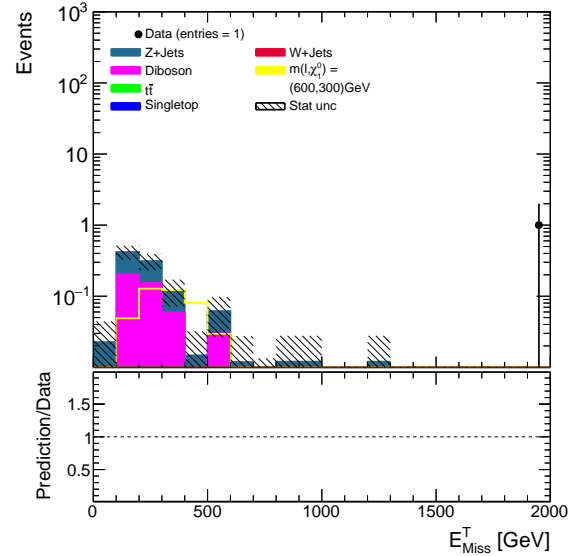
**Figura 9:** Datos obtenidos para la energía perdida frente a la predicción de las simulaciones Montecarlo. Canal de desintegración dos leptones sin jets

Se puede observar que el background más importante en este caso es la producción y desintegración de bosones  $Z_0$ , seguido por la producción de dos bosones, la producción de un par top anti top, la producción de un único quark top y por último la producción de bosones W. Se puede notar que el número de eventos es muy elevado, por lo que en la mayoría de casos el error no es visible.

Continuando con el análisis, se dividen los datos en dos regiones: loose y tight, aplicando diferentes filtros a cada una de ellas. De esta manera obtenemos las figuras [10] y [11].



**Figura 10:** Datos obtenidos para la energía perdida frente a la predicción de las simulaciones Montecarlo. Canal de desintegración dos leptones sin jets, región de señal “loose”.



**Figura 11:** Datos obtenidos para la energía perdida frente a la predicción de las simulaciones Montecarlo. Canal de desintegración dos leptones sin jets, región de señal “tight”.

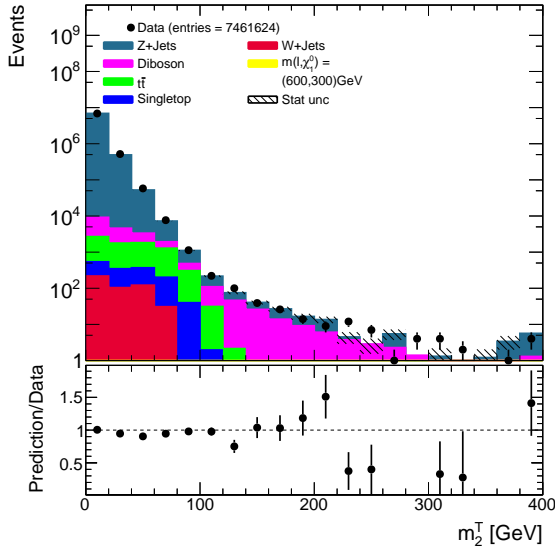
Lo primero que se puede observar a simple vista es que el número de eventos es seis órdenes de magnitud menor que en el caso anterior. Esto se debe a que se está realizando un análisis en una región muy concreta de los datos para intentar despejar los datos todo lo posible haciendo más sencilla la observación de posibles eventos producidos por supersimetría. En esta región de los datos se pueden observar que hay zonas donde la predicción de eventos realizada por Montecarlo es menor de uno, por lo que no tener ningún evento en esta zona es un resultado que cuadra con la predicción.



El background más importante en la región loose sería el de producción de dos bosones, habiendo reducido mucho el efecto producido por la desintegración de  $Z_0$ . La predicción para procesos relacionados con bosones  $W$  se ve tan suprimida que no aparece en la figura, siendo superada por la predicción para partículas supersimétricas. En el caso de la región tight, las predicciones se ven todavía más suprimidas, siendo la de producción de partículas supersimétricas una de las más importantes.

Cabe destacar que los datos obtenidos para valores de  $E$  muy altos que no coinciden con las predicciones, son causados por muones de momento total muy elevado que consiguen pasar las condiciones “loose” de identificación que utilizamos para los muones. Estos datos pueden eliminarse aplicando las condiciones de identificación de muones “tight”<sup>5</sup>.

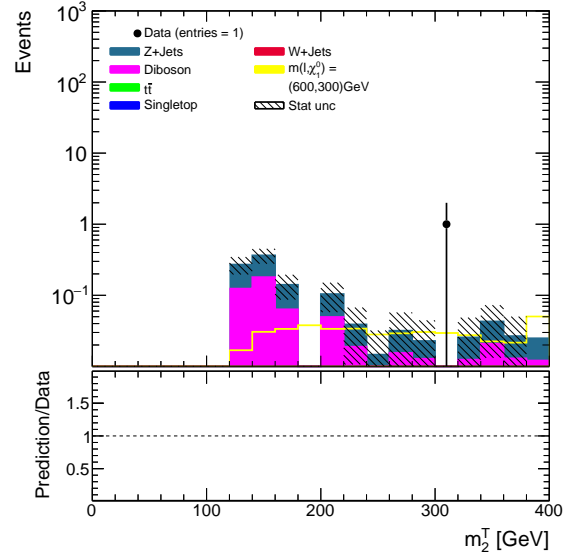
Otra de las cantidades en las que se busca indicios de supersimetría es la masa transversa  $m_{T2}$ . Esta es la representación que se obtiene antes de aplicar la separación en regiones y la selección de las mismas.



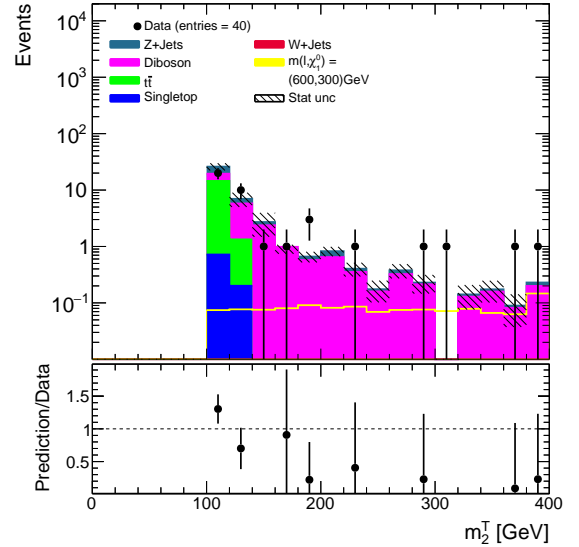
**Figura 12:** Datos obtenidos para la masa transversa  $MT_2$  frente a la predicción de las simulaciones Montecarlo. Canal de desintegración dos leptones sin jets.

Se puede ver un buen ajuste entre los datos experimentales y las simulaciones para valores bajos de masa transversa. Sin embargo, según se aumenta la masa, el número de eventos se ve muy reducido y la relación entre la predicción y los datos empeora. Aun así, la gran mayoría de datos entran dentro de la incertidumbre estadística. En esta representación la contribución posible por partículas supersimétricas no puede verse, ya que sigue siendo muy inferior a la producida por procesos habituales del Modelo Estándar. Para poder estudiarla más en profundidad dividimos en dos regiones y aplicamos las condiciones

de selección. De esta manera se obtiene:



**Figura 13:** Datos obtenidos para la masa transversa  $MT_2$  frente a la predicción de las simulaciones Montecarlo. Canal de desintegración dos leptones sin jets región, de señal “tight”.



**Figura 14:** Datos obtenidos para la masa transversa  $MT_2$  frente a la predicción de las simulaciones Montecarlo. Canal de desintegración dos leptones sin jets, región de señal “loose”.

Se obtienen unos valores similares a los obtenidos en el caso de la energía perdida. Debido a la zona tan concreta de datos en la que analizamos, el número de resultados resulta muy pequeño; especialmente en la zona de condiciones tight. Todos los datos entran dentro del error estadístico si combinamos el de las simulaciones y el de los datos experimentales. De nuevo, el mayor background en esta zona es el producido por la creación y desintegración de dos bosones.

En general, puede observarse que el ratio entre valores experimentales y simulaciones es mucho menos exacto según se reduce el número de sucesos. Esto es producido por el hecho de que, al contar con un número de eventos mucho menor en estas zonas, una pequeña variación en el número de eventos produce una gran diferencia en el ratio entre ellos. En caso de que el número de eventos fuese igual a uno, el error estadístico nos dice que este valor está entre dos y cero, pero esto se traduce en duplicar o reducir a cero el valor del ratio entre datos experimentales y simulaciones.

## Ampliación

En esta parte del trabajo nos centraremos en el estudio de los canales de dos leptones con jets y tres leptones. Esta parte del trabajo se basa de nuevo en el estudio realizado por el CERN en 2020<sup>5</sup>. En ese caso, se trabajaban con datos de 2015/2016 con la misma energía de centro de masas que en los ficheros de este trabajo. Sin embargo, la luminosidad es tres veces más alta  $36 fb^{-1}$  frente a  $10 fb^{-1}$ . Debido a esto, el número de eventos utilizado resulta mucho menor en este caso. Tratándose de un estudio en una zona tan concreta de los resultados, esto puede resultar en la diferencia entre tener un evento o ninguno. Por ello los criterios de selección se han reducido ligeramente para favorecer un mayor número de eventos. Trabajaremos en distintas zonas con un criterio de selección distinto para intentar maximizar el posible efecto de las partículas supersimétricas.

Para estos dos casos, dos leptones con jets y tres leptones, no se incluyen en los datos de ATLAS simulaciones Montecarlo que puedan reproducir el efecto de estos canales, por lo que el estudio se basará únicamente en encontrar una diferencia significativa entre los datos experimentales y las simulaciones que solo tienen en cuenta procesos del Modelo Estándar. Solo en el caso de que se encuentre una gran diferencia entre los datos experimentales y los valores teóricos que no pueda explicarse mediante procesos del Modelo Estándar se entenderá como un indicio de supersimetría.

## Canal de dos leptones con jets

En el caso del canal de dos leptones con jets se dividirá el análisis en las siguientes regiones:

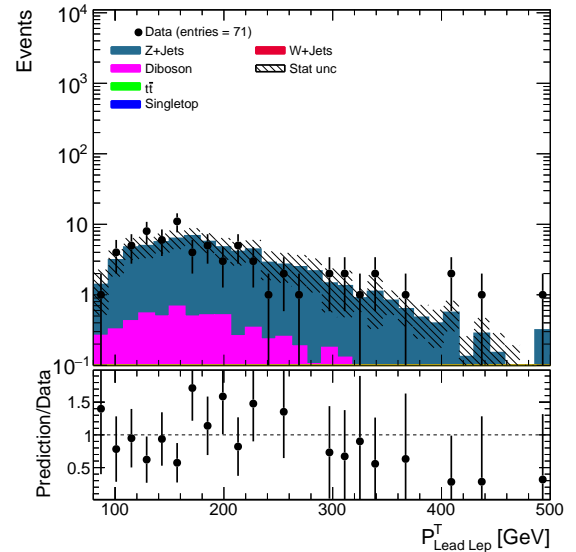
- Int-High: esta región está optimizada para detectar una división intermedias entre las masas de  $\tilde{\chi}_2^0$  o  $\tilde{\chi}_1^\pm$  y  $\tilde{\chi}_1^0$ .
- Low: esta región se especializa en detectar una diferencia de masas entre  $\tilde{\chi}_2^0$  o  $\tilde{\chi}_1^\pm$  del orden del bosón  $Z_0$ . A su vez, esta región se divide en dos diferentes en función de su número de jets. Los sucesos en la región Low2 cuentan con exactamente dos jets de momento transversal

mayor de  $30 GeV$ , mientras que en la región Low3-5 se analizan eventos con entre tres y cinco jets de esta clase.

Los valores utilizados para filtrar las diferentes zonas son los siguientes :

	Int-High	Low2	Low3-5
$n^0$ jets no b-tagged	$\geq 2$	2	3-5
$m_{ll}$ [GeV]	81-101	81-101	86-96
$m_{jj}$ [GeV]	70-100	70-90	70-90
$P_T^Z$ [GeV]	$>80$	$>60$	$>40$
$P_T^W$ [GeV]	$>100$		
$m_{T2}$ [GeV]	$>100$		

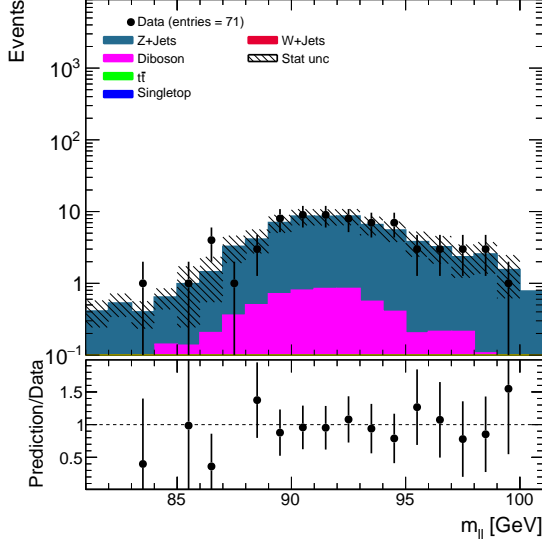
De esta manera filtramos los datos en regiones suficientemente específicas como para ver posibles diferencias entre predicción y resultados. Comenzando por la región Int-High se obtienen los siguientes resultados para el momento del leptón más energético:



**Figura 15:** Datos obtenidos para el momento del leptón con mayor energía frente a la predicción de las simulaciones Montecarlo. Canal de desintegración dos leptones con jets, región Int-High.

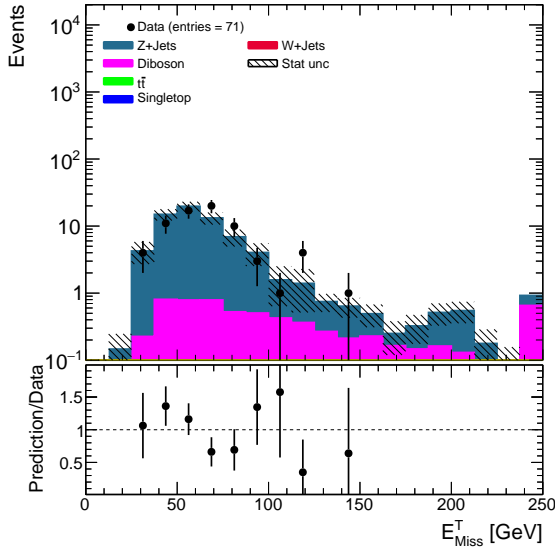
Como se puede ver, el número de eventos resulta de nuevo muy reducido, lo que produce grandes incertidumbres. Por lo que se puede observar en este gráfico, la gran mayoría de datos experimentales se ajusta (teniendo en cuenta el error) al valor predicho por las simulaciones para el momento del leptón director. Los principales procesos de background en esta región son los de producción y desintegración de bosones  $Z_0$  y procesos de dos leptones.

Se obtienen resultados muy similares para la masa invariante de los leptones:



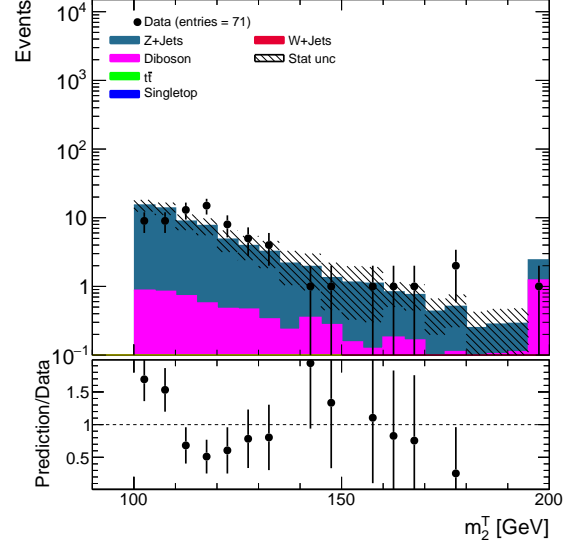
**Figura 16:** Datos obtenidos para la masa invariante de los leptones frente a la predicción de las simulaciones Montecarlo. Canal de desintegración dos leptones con jets, región Int-High.

De nuevo, se observa un buen ajuste entre los datos y las predicciones. La masa invariante tiene un máximo en la masa del  $Z_0$  debido a que su desintegración es el suceso más abundante en este rango de energías.



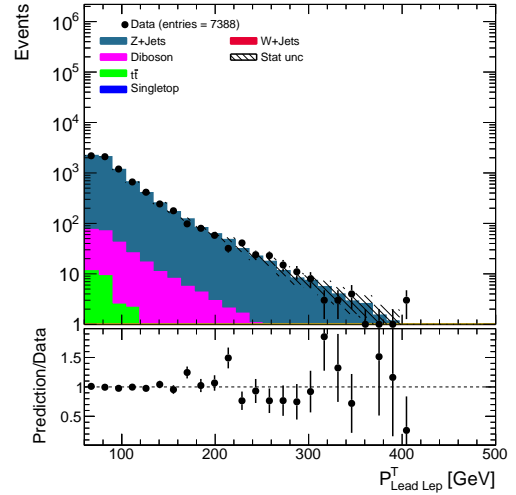
**Figura 17:** Datos obtenidos para la energía perdida frente a la predicción de las simulaciones Montecarlo. Canal de desintegración dos leptones con jets, región Int-High.

En el caso de la energía perdida, no se consigue un buen ratio entre los valores experimentales y simulaciones. Sin embargo, la gran mayoría de puntos entran dentro del error estadístico, muchos de ellos incluyen en su error el valor exacto de la simulación.



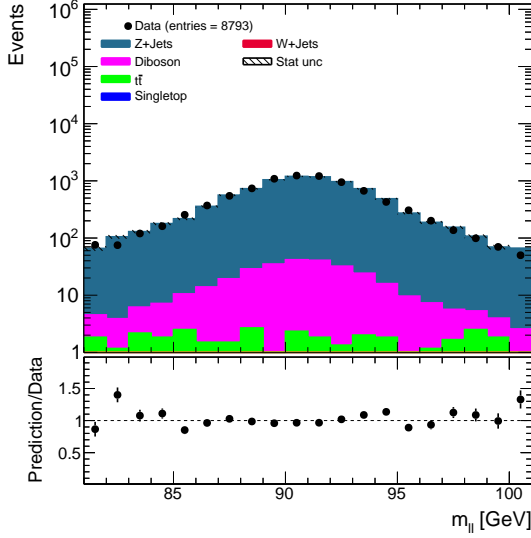
**Figura 18:** Datos obtenidos para la masa transversa frente a la predicción de las simulaciones Montecarlo. Canal de desintegración dos leptones con jets, región Int-High.

Pasamos ahora a los resultados obtenidos para la región Low2. Con los criterios de selección empleados, es la región que más eventos tiene dentro del canal de dos leptones con jets. Comenzando con el momento del leptón más energético se obtiene:



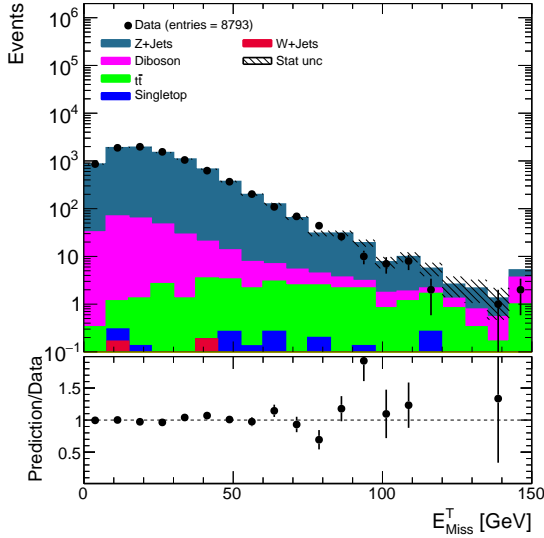
**Figura 19:** Datos obtenidos para el momento del leptón con mayor energía frente a la predicción de las simulaciones Montecarlo. Canal de desintegración dos leptones con jets, región Low2.

Se puede observar un ajuste realmente preciso entre datos y predicción para valores bajos del momento. Según este aumenta, el número de eventos se reduce considerablemente y el ratio resulta menos exacto. Aun así, todos los datos entran dentro de la incertidumbre estadística. Se pueden observar los mismos backgrounds que anteriormente, añadiendo también el de eventos de quarks top y antitop.



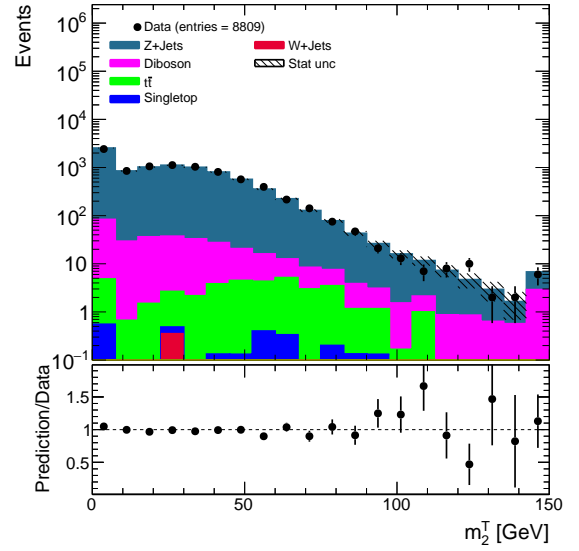
**Figura 20:** Datos obtenidos para la masa invariante de los leptones frente a la predicción de las simulaciones Montecarlo. Canal de desintegración dos leptones con jets, región Low2.

En el caso de la masa invariante, se vuelve a obtener un buen ajuste en la zona central que empeora hacia los extremos debido al bajo número de sucesos. De nuevo se obtiene un máximo en la masa del bosón  $Z_0 \sim 91,2 \text{ GeV}$ .



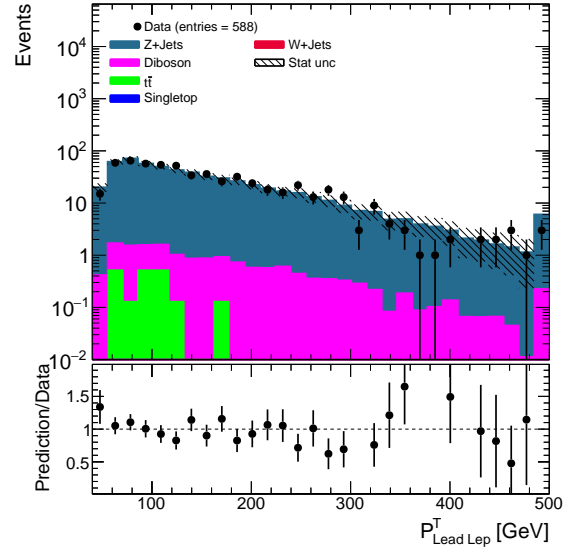
**Figura 21:** Datos obtenidos para la energía perdida frente a la predicción de las simulaciones Montecarlo. Canal de desintegración dos leptones con jets, región Low2.

En este caso, para la energía perdida se obtiene un buen ajuste para valores bajos de energía, pero a valores cercanos a  $100 \text{ GeV}$  se obtienen menos eventos que los predichos por las simulaciones. Esto, sin embargo, no puede explicarse como producción de partículas supersimétricas, ya que el efecto de este tipo de eventos sería aumentar el número de eventos y lo que se observa es una reducción.



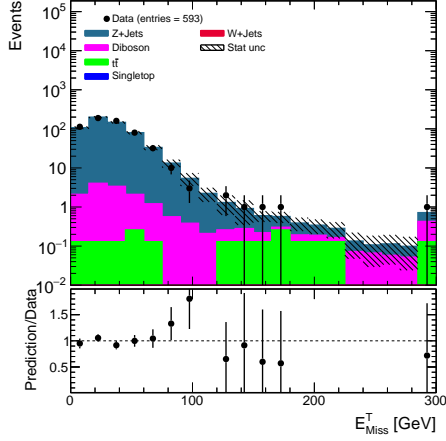
**Figura 22:** Datos obtenidos para la masa transversa frente a la predicción de las simulaciones Montecarlo. Canal de desintegración dos leptones con jets, región Low2.

Por último, se realiza el análisis para la tercera región de este canal Low3-5. Los resultados obtenidos resultan muy similares a los anteriores, salvo por una reducción en el número de datos experimentales.

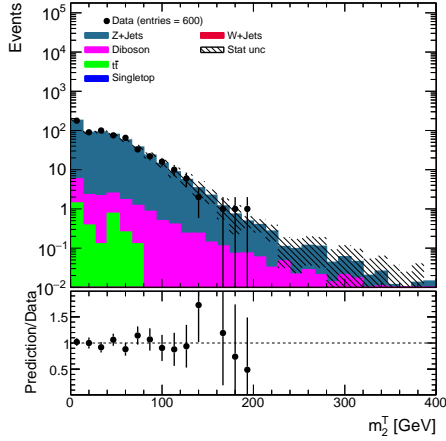


**Figura 23:** Datos obtenidos para el momento del leptón más energético frente a la predicción de las simulaciones Montecarlo. Canal de desintegración dos leptones con jets, región Low3-5.

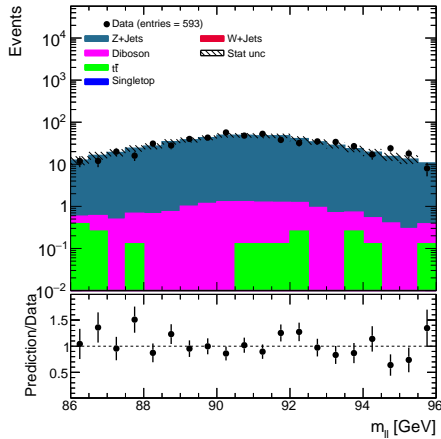
En la representación del momento del leptón más energético, puede verse un mayor número de eventos a altas energías en comparación con el caso de la región Low2 [19]. Esto se debe a tener unas condiciones menos restrictivas para los momentos de los jets, permitiendo un número mayor de eventos más energéticos.



**Figura 24:** Datos obtenidos para la energía perdida frente a la predicción de las simulaciones Montecarlo. Canal de desintegración dos leptones con jets, región Low3-5.



**Figura 25:** Datos obtenidos para la masa transversa frente a la predicción de las simulaciones Montecarlo. Canal de desintegración dos leptones con jets, región Low3-5.



**Figura 26:** Datos obtenidos para la masa invariante de los leptones frente a la predicción de las simulaciones Montecarlo. Canal de desintegración dos leptones con jets, región Low3-5.

En general, el ratio obtenido entre datos experimentales y predicciones teóricas es bastante bueno (teniendo en cuenta la incertidumbre estadística), sobretodo en los valores de energía donde encontramos un mayor número de eventos. Esto se debe a que la diferencia entre datos experimentales y simulaciones sufre fluctuaciones probabilísticas que se ven muy reducidas cuando el número de eventos es suficientemente alto.

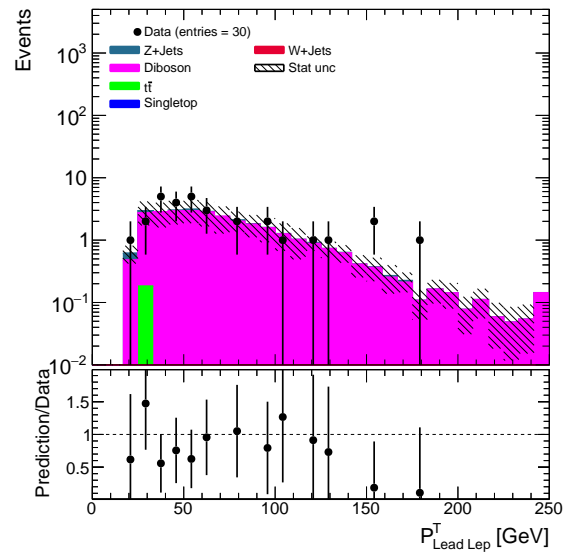
## Canal de tres leptones

Por último, se analiza el canal de tres leptones en el estado final. Para su estudio ha sido necesaria la descarga de datos adicionales especializados en tres leptones, así como diferentes simulaciones Montecarlo. Estos nuevos ficheros contienen muchos menos eventos, ya que los eventos de tres leptones resultan mucho menos probables, pasando de analizar del orden de  $10^7$  sucesos a tan solo  $10^4$ . La selección empleada para el análisis es la siguiente:

$n_{leptones}$	2
$P_{b-tagged}^T [GeV]$	$> 20$
$m_{ll} [GeV]$	$81,2 < m_{ll} < 101,2$

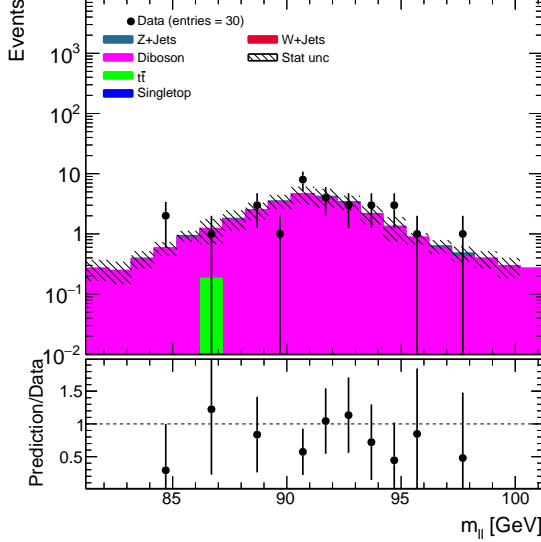
Esta selección se centra en la producción de partículas supersimétricas mediante el canal  $WZ_0$  [6b)]. Al escoger una masa invariante cercana a la del bosón  $Z_0$ , la mayoría de procesos serán mediados por este. En caso de estar interesados en el canal mediado por sleptons, la selección de masa invariante evita esta zona para una señal más limpia.

Comenzando con la representación del momento del momento del leptón director:



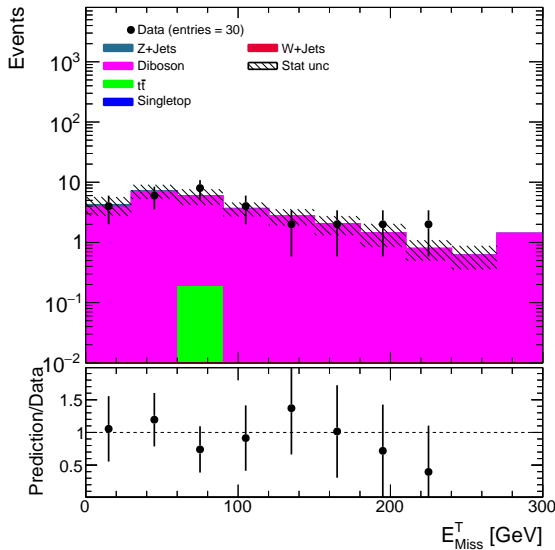
**Figura 27:** Datos obtenidos para el momento del leptón de más energía frente a la predicción de las simulaciones Montecarlo. Canal de desintegración tres leptones.

Se puede observar que el background principal para este canal no es la desintegración de bosones  $Z_0$  como anteriormente. Sino que en esta zona el background principal es el producido por eventos de dos bosones. Esto tiene sentido ya que es mucho más sencillo obtener tres leptones en el estado final mediados por dos bosones, que únicamente por uno. Todos los valores obtenidos entran dentro de la incertidumbre estadística.

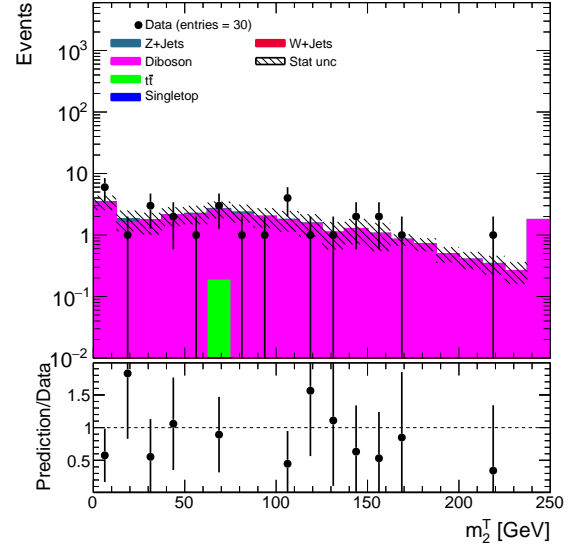


**Figura 28:** Datos obtenidos para masa invariante de los leptones de mismo sabor y carga opuesta frente a la predicción de las simulaciones Montecarlo. Canal de desintegración tres leptones.

Debido a que el principal canal estudiado es el  $WZ_0$ , volvemos a obtener un máximo en la masa del bosón  $Z_0$ .



**Figura 29:** Datos obtenidos para la energía perdida frente a la predicción de las simulaciones Montecarlo. Canal de desintegración tres leptones.



**Figura 30:** Datos obtenidos para la masa transversa frente a la predicción de las simulaciones Montecarlo. Canal de desintegración tres leptones.

En general, la gran mayoría de datos obtenidos para tres leptones, coincide con el valor esperado por las simulaciones dentro de la incertidumbre estadística. Los casos que peor ajustan suelen tener un valor más bajo del esperado por lo que esto no se puede explicar como la producción de partículas supersimétricas, como ya se ha mencionado anteriormente.

## Resumen y conclusiones

Se ha estudiado la posible producción y desintegración de partículas supersimétricas mediante procesos de fuerza electrodébil (concretamente del slepton, neutralino y chargino) utilizando datos aportados por ATLAS de choques protón-protón con una energía de centro de masas  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  y una luminosidad de  $10 \text{ fb}^{-1}$ . Este proceso se ha estudiado mediante cinco canales diferentes que pueden ser agrupados en tres grupos en función de su estado final: dos leptones sin jets, dos leptones con jets y tres leptones. Cada canal se ha dividido a su vez en diferentes regiones para facilitar la visualización de señales producidas por partículas supersimétricas. Estas regiones necesitan ser muy específicas debido a que la posible producción de estas partículas tiene una amplitud de probabilidad mucho menor que la mayoría de procesos del Modelo Estándar. Debido a esto, los datos estudiados en algunas regiones resultan muy reducidos, siendo insuficientes para hacer un buen estudio estadístico.

En el caso de dos leptones sin jets es el canal de desintegración más probable, por lo que cuenta con la mayor cantidad de eventos. Se obtiene un ajuste suficientemente bueno entre datos experimentales y simulaciones, entrando la mayoría de datos dentro



del error estadístico. En el estudio de las zonas tight y loose, se han encontrado datos a muy altas energías que no cuadran con las simulaciones ni son explicables mediante posibles errores estadísticos. Estos datos pueden ser corregidos utilizando un método de selección más estricto para los muones.

Para dos leptones con jets, se ha dividido el estudio en tres regiones diferentes para analizar la posible división entre las masas de  $\tilde{\chi}_2^0$  o  $\tilde{\chi}_1^\pm$  y  $\tilde{\chi}_1^0$ . Ninguno de los resultados obtenidos en las tres regiones parece indicar que las masas de estas partículas sean cercanas al valor estudiado.

Por último para el caso de tres leptones, el número de eventos es muy reducido en este canal, por lo que no se ha dividido en regiones de señal. Todos los datos

obtenidos para la masa transversa, energía perdida, masa invariante y momento del leptón entran dentro de lo predicho por la teoría.

Todos los resultados obtenidos son explicables mediante procesos del Modelo Estándar y no se ha encontrado ninguna diferencia sistemática entre los datos experimentales y las simulaciones. Sin embargo, sería recomendable realizar un estudio más exhaustivo con un mayor número de datos para poder reducir la incertidumbre estadística.

La posibilidad de que la masa de estas partículas supersimétricas sea todavía mayor no puede descartarse, pero esta propuesta resulta muy poco atractiva desde un punto de vista teórico.

## Bibliografía

- (1) C. G. Lester and D. J. Summers, Measuring masses of semiinvisibly decaying particles pair produced at hadron colliders, [Phys. Lett. B 463 \(1999\) 99](#), arXiv:[hep-ph/9906349](#) [[hep-ph](#)]
- (2) Christopher G. Lester and Benjamin Nachman, Bisection-based asymmetric MT2 computation, [link](#)
- (3) The ATLAS Collaboration, Review of the 13 TeV ATLAS Open Data release [link](#)
- (5) ATLAS Collaboration, Search for electroweak production of supersymmetric particles in final states with two or three leptons at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector, [Eur. Phys. J. C 78 \(2018\) 995](#), arXiv: [1803.02762](#) [[hep-ex](#)]
- (4) 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 \(2019\) 205](#), arXiv: [1810.05087](#) [[hep-ex](#)]
- (6) ATLAS Collaboration, Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton–proton collision data at  $\sqrt{s} = 13$  TeV, [Eur. Phys. J. C 76 \(2016\) 292](#), arXiv: [1603.05598](#) [[hep-ex](#)]

Otros documentos utilizados:

J. Alwall, P. Schuster and N. Toro, Simplified Models for a First Characterization of New Physics at the LHC, [Phys. Rev. D 79 \(2009\) 075020](#), arXiv: [0810.3921](#) [[hep-ph](#)]