



Medición de la sección eficaz de producción difractiva de bosones $Z \rightarrow e^+e^-$ a $\sqrt{s} = 1,96$ TeV en el experimento $D\emptyset$

Cross Section Measurement of Diffractive Production of the $Z \rightarrow e^+e^-$ Bosons at $\sqrt{s} = 1,96$ TeV in the $D\emptyset$ experiment.

A.Monroy^a, J.Brochero^a, C.Ávila^a

^aGrupo de física de altas energías, Universidad de los Andes, A.A 4976, Bogotá

Recibido abril 9 de 2010; aceptado febrero 22 de 2011.

Resumen

Presentamos una medición preliminar de la sección eficaz de producción difractiva de bosones $Z \rightarrow e^+e^-$ y la correspondiente fracción de eventos con gap de pseudorapidez, a $\sqrt{s} = 1,96$ TeV. Se define el gap de pseudorapidez (región libre de partículas) usando los monitores de luminosidad y el calorímetro del experimento $D\emptyset$. Para estimar el background en la muestra de datos reales y determinar los cortes de selección de eventos difractivos, se usaron los Monte Carlo Pythia v6.1 y Pomwig v2.0. La muestra de datos usada corresponde a una luminosidad de $174,2 \text{ pb}^{-1}$ tomada en el experimento $D\emptyset$ de Fermilab. Nuestros resultados son comparados con mediciones previas hechas en el Tevatron.

Palabras Clave: física difractiva, gap de pseudorapidez.

Abstract

We present a preliminary measurement of the cross section of diffractive production of the $Z \rightarrow e^+e^-$ bosons, and the corresponding gap fraction (events with pseudorapidity gap), at $\sqrt{s} = 1,96$ TeV. We define the pseudorapidity gap (a spatial region free of particles) by using the luminosity monitors and the $D\emptyset$ calorimeter. The background in the data sample and the diffractive selection cuts were determined using The Monte Carlo Pythia v6.1, and Pomwig v2.0. The data sample used corresponds to a luminosity of $174,2 \text{ pb}^{-1}$ taken from the $D\emptyset$ experiment at Fermilab. We compare our results with previous measurements made at the Tevatron.

Keywords: diffractive physics, pseudorapidity gap.

1. Introducción

El concepto de proceso difractivo en física de altas energías se refiere a procesos en los cuales al menos una de las partículas que colisionan permanece intacta y no hay intercambio de números cuánticos entre las partículas que colisionan, lo que lleva a la presencia de un gap de rapidez que corresponde a una región del detector donde no hay partículas. Estos procesos han sido descritos a través de la teoría Regge en términos del

intercambio de un pomerón y se sustenta en la validez del teorema de factorización de QCD. El estudio de los eventos difractivos duros permite determinar las características del objeto intercambiado en la interacción y su estructura quarkónica y gluónica[1].

Este trabajo presenta el análisis de una muestra de datos con una luminosidad integrada de $174,2 \text{ pb}^{-1}$, usados para medir las distribuciones $\frac{d\sigma}{dy}$ y $\frac{d\sigma}{d\xi}$, la sección eficaz y la fracción de eventos con gap, para eventos de producción difractiva de bosones Z en el canal electrónico ($Z \rightarrow e^+e^-$).

2. Producción de bosones Z

El proceso de producción de bosones Z esta descrito por la sección eficaz:

$$\sigma(p + \bar{p} \rightarrow Z^0 + X \rightarrow l^+ l^- + X) = \int dx_1 \int dx_2 \sum_{q, \bar{q}} f_{q/p}(x_1) f_{\bar{q}/\bar{p}}(x_2) \cdot \hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow Z^0 \rightarrow l^+ l^-), \quad (1)$$

donde $f_{q/p}(x_1)$ es la función de distribución partónica (PDF) del protón, la cual da información acerca de la probabilidad de encontrar un partón del protón con una fracción de momento x_1 y $\hat{\sigma}$ se refiere a la sección eficaz para la producción de un Z^0 que decae en dos leptones, a partir de la aniquilación quark-antiquark, y que se puede encontrar a partir de diagramas básicos de QCD, mientras que las PDF deben ser determinadas a través del análisis de datos experimentales.

La difracción simple es caracterizada por tener un protón o hadrón separado por un gap de rapidez del sistema X (estado final de las partículas) (figura 1). Ésta característica fue formulada en el modelo [1] con un factor de flujo de pomerón efectivo $f_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}, t)$ y una distribución partónica en el pomerón $f_{q,g/\mathbb{P}}(x, Q^2)$, de modo que la sección eficaz para los procesos difractivos duros puede ser calculada a partir de la convolución $d\sigma \sim f_{\mathbb{P}/p} f_{q,g/\mathbb{P}} f_{q,g/p} d\hat{\sigma}_{QCD}$ de esas funciones con una sección eficaz calculada a partir de la QCD perturbativa para un proceso duro a nivel partónico; también puede ser visto de otra forma, como la separación de la parte perturbativa y la parte no perturbativa de una sección eficaz a altas energías;

La producción difractiva de bosones Z^0 se puede ser descrita en dos etapas como se muestra en la figura 2:

- Emisión del pomerón por el protón (antiprotón).
- Interacción pomerón protón (antiprotón).

En la primera etapa, el pomerón emitido lleva una pequeña fracción del momento del protón (antiprotón) incidente, típicamente menor al 10%. En la segunda etapa, el pomerón interactúa con el protón a través de los partones constituyentes de cada uno.

El uso del teorema de factorización de QCD, que establece que cualquier sección eficaz de dispersión dura puede ser separada en coeficientes dependientes del proceso y un conjunto de funciones de distribución partónica universales independientes del proceso [2], permite escribir la sección eficaz como:

$$\frac{d\sigma(p\bar{p} \rightarrow \bar{p} + Z^0 + X)}{dx_{\mathbb{P}}, dt dx_1, dx_2} = f_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}, t) \frac{d\sigma(p\mathbb{P} \rightarrow Z^0 + X)}{dx_1, dx_2}, \quad (2)$$

donde $f_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}, t)$ es el “factor de flujo del pomerón” y representa la probabilidad de que un pomerón sea emitido por el protón (antiprotón); este factor puede tratarse como la razón entre la sección eficaz difractiva simple y la sección eficaz total pomerón-protón que puede extraerse del análisis basado en la teoría Regge para dispersión elástica y de difracción simple:

$$f_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}, t) = \frac{d\sigma/dx_{\mathbb{P}}dt}{\sigma(p\mathbb{P} \rightarrow X)}. \quad (3)$$

El segundo término en la derecha de (2) se refiere a la sección eficaz de dispersión dura y se escribe como:

$$\frac{d\sigma(P\mathbb{P} \rightarrow Z^0 + X)}{dx_1 dx_2} = \begin{cases} f_{q/\mathbb{P}}(x_1) f_{q/P}(x_2) \hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow Z^0) \\ f_{g/\mathbb{P}}(x_1) f_{g/P}(x_2) \hat{\sigma}(gq \rightarrow q + Z^0), \end{cases}$$

dependiendo de sí el pomerón está dominado por quarks o por gluones. Los cálculos teóricos predicen que cerca del 15% de la sección eficaz de producción de bosones Z corresponde a eventos difractivos[1].

3. Variables de selección

El primer paso en el desarrollo del análisis consiste en determinar las variables que permiten diferenciar los eventos difractivos de los no difractivos, para esto se hace uso de los Monte Carlo *Pythia* [3] y *Pomwig*[4], que permiten desarrollar la generación de eventos no difractivos y difractivos respectivamente; también son usadas para estimar el background presente en la muestra de datos reales y para estudiar y determinar los cortes de selección de eventos difractivos. La figura 3 muestra la comparación entre las distribuciones de masa, rapidez y pseudorapidez para el bosón Z para eventos difractivos y no difractivos y adicionalmente se muestra la comparación para la fracción de momento transferido por la partícula intacta en la colisión. Es posible ver que las distribuciones de rapidez y pseudorapidez permiten distinguir entre eventos difractivos y no difractivos, al igual que la fracción de momentum transferido por la partícula intacta en la interacción (ξ), mientras que las distribuciones de masa son similares para los dos Monte Carlo.

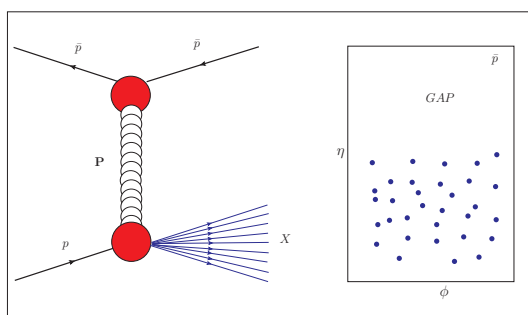


Figura 1. Difracción simple. Los eventos difractivos simples se caracterizan por que una de las partículas sobrevive intacta a la colisión, perdiendo solo una fracción de su momento, mientras la otra partícula se disocia en un conjunto de partículas que se muestran con un cluster y que contienen los números cuánticos de la partícula disociada. El hecho de que una partícula permanezca intacta genera la presencia de un gap de rapidez.

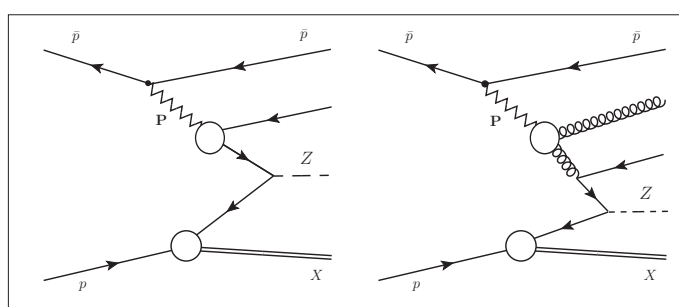


Figura 2. Producción difractiva de bosones Z^0 en colisiones $p\bar{p}$ para contenido a. $q\bar{q}$ b.gluones.

4. Definición de gap de pseudorapidez

Se usaron dos herramientas de identificación del gap: los monitores de luminosidad (LM) y los calorímetros laterales del detector $D\phi$ (figura 4). En conjunto, se define el gap de pseudorapidez en la zona de cubrimiento de los LM que corresponde a la región de $(2,7 < |\eta| < 4,4)$ con la restricción de que la carga en los LM y la energía depositada en el calorímetro (en la misma región de los LM) no supere los umbrales establecidos. La determinación de los umbrales de carga y energía que definen el gap de rapidez se realiza usando muestras de datos de dos tipos: *minimum.bias* y *zero.bias.nobx*. Las muestras de *minimum.bias* están compuestas por eventos físicos seleccionados por un trigger de los LM, el cual exige un mínimo de impactos en el detector por encima de un umbral, en coincidencia con ambos LM (protón y antiprotón se disocian); en contraste, las muestras de *zero.bias.nobx* contienen eventos de ruido electrónico de los detectores ya que el trigger de selección exige que no se presenten vértices de interacción y en consecuencia se consideran solamente eventos donde no se producen colisiones.

El propósito es determinar el valor de energía y carga para los cuales se puede eliminar la mayor cantidad de

ruido mientras se mantiene la mayor cantidad de señal física (figura 5).

5. Criterios de selección

Un evento $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ es difractivo si cumple con las siguientes condiciones (suponiendo que la partícula intacta es el \bar{p})[5]:

1. Tiene un sólo vértice primario.
2. La fracción de momento perdido por el \bar{p} (ξ_{pbar}), es menor al 10 %.
3. La carga total en el LM norte es menor que el umbral establecido ($Q_u^{norte} < 53988 fC$), mientras que la carga en el LM sur es mayor al umbral establecido ($Q_u^{sur} > 47127 fC$).
4. La energía depositada en las celdas del calorímetro (EM) en la región $(-2,7 < \eta < -4,4)$ es menor que el umbral establecido ($E_{EM}^{norte} < 3,90 GeV$), mientras la energía depositada en la región opuesta en el calorímetro EM es mayor al umbral establecido ($E_{EM}^{sur} > 4,06 GeV$).
5. La energía depositada en las celdas del calorímetro (FH) en la región $(-2,7 < \eta < -4,4)$ es menor que el umbral establecido ($E_{FH}^{norte} < 2,74 GeV$), mientras la energía depositada en la

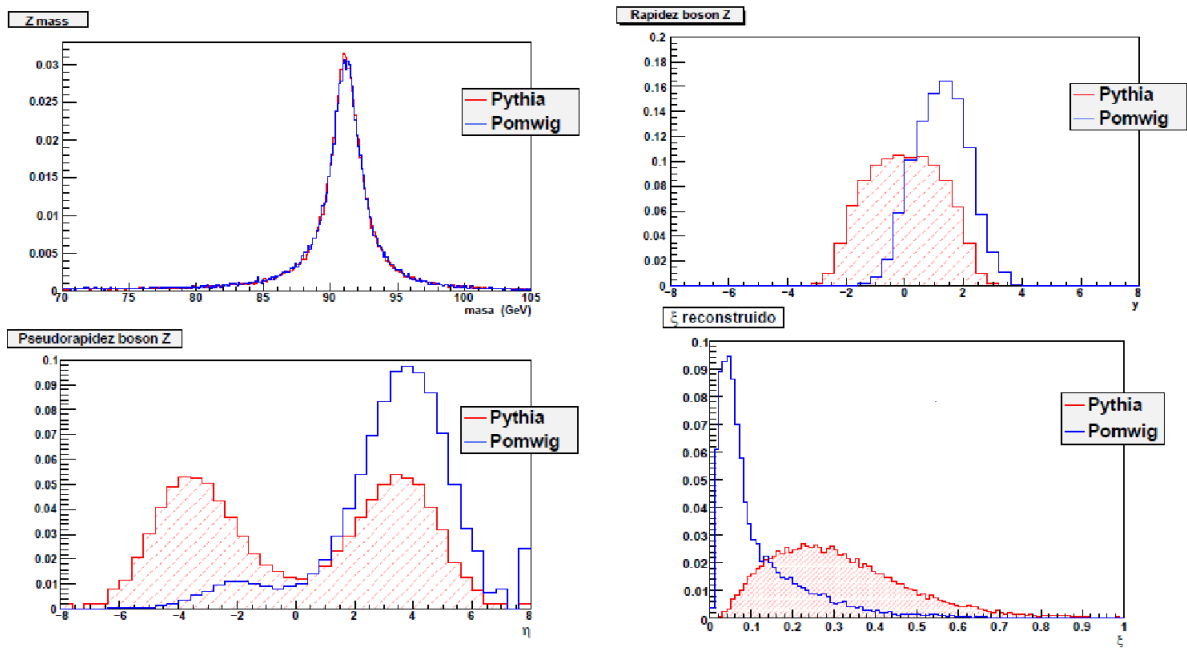


Figura 3. Variables para discriminación de eventos difractivos. Arriba izquierda: distribución de masa para el boson Z; arriba derecha: distribución de rapidez del boson Z. Abajo izquierda: distribución de pseudorapidez del boson Z; abajo derecha: distribución de la fracción del momento transferido por la partícula intacta en la colisión. En todos los casos la región sombreada corresponde a eventos generados con el Monte Carlo PYTHIA, y la región no sombreada corresponde a eventos generados con el Monte Carlo POMWIG.

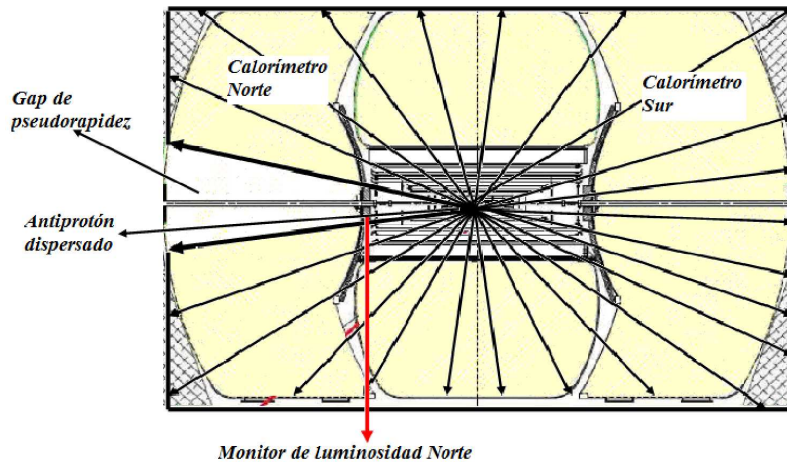


Figura 4. Definición del gap de pseudorapidez a partir de la carga en los LM y la energía depositada en los calorímetros laterales. En la región norte no se presenta actividad en la zona de cubrimiento de los LM mientras que en la región sur se observa que hay presencia de partículas y por lo tanto se registra actividad en los detectores.

región opuesta en el calorímetro FH es mayor al umbral establecido ($E_{FH}^{sur} > 2,73 GeV$).

6. Señal difractiva y background

En la selección de eventos difractivos, puede suceder que algunos eventos que no son difractivos, pero que pasan los cortes de selección, se cuenten como difractivos; estos eventos forman lo que se denomina *back-*

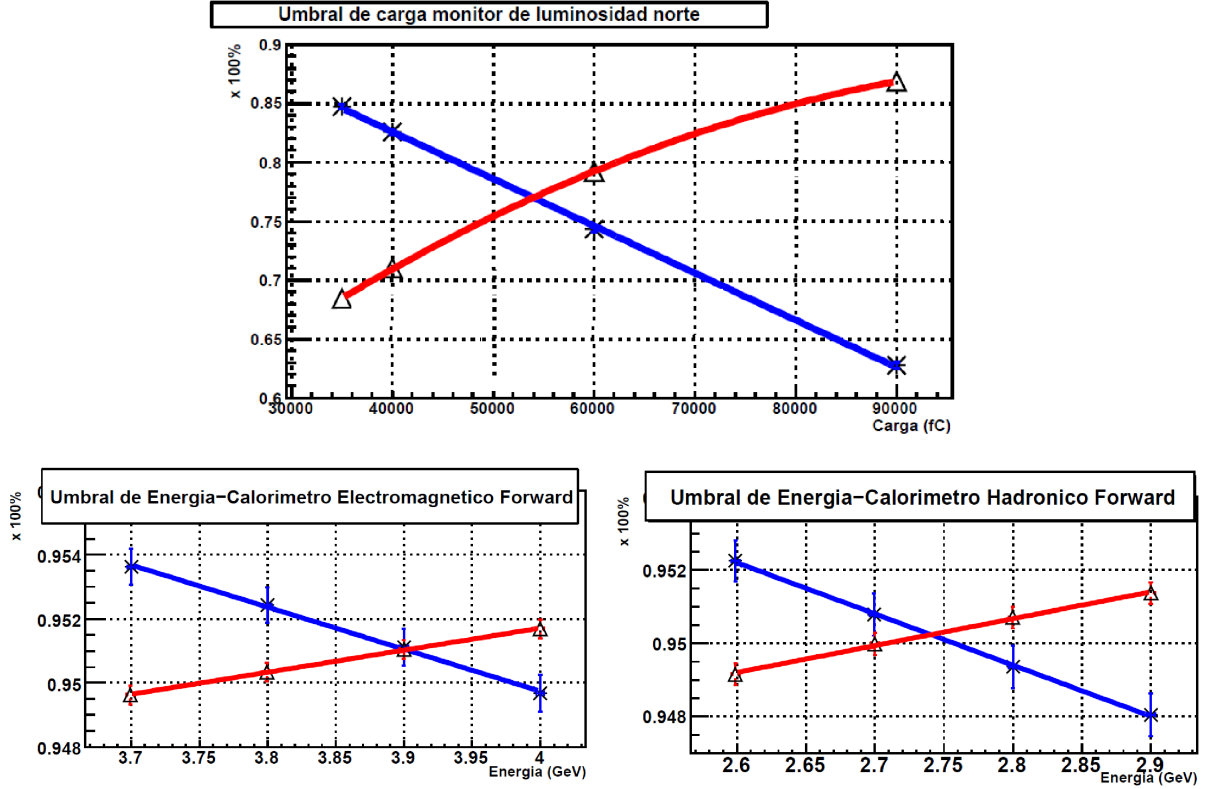


Figura 5. Determinación de los umbrales de carga en los LM y de energía en los calorímetros electromagnético (EM) y y fino hadrónico(FH). La curva ascendente corresponde a la señal de *minimum bias* (señal física) y la curva descendente a la señal de *zero bias nobx* (Ruido electrónico). El punto de intersección señala el valor de carga y energía para el cual se elimina la mayor cantidad de ruido y simultáneamente se mantiene la mayor cantidad de señal física.

ground no difractivo y es necesario determinar la incidencia de este efecto sobre la medida de la sección eficaz difractiva. Para encontrar los eventos de background no difractivo se usa el Monte Carlo no difractivo *Pythia*, y se le aplican los cortes de selección difractiva. Los eventos no difractivos que pasan los cortes difractivos son eventos de baja multiplicidad y aquí se asume que *Pythia* describe los eventos de baja multiplicidad correctamente; estos eventos se consideran como background.

La figura 6 muestra las distribuciones de rapidez (y) y ξ para la muestra de datos reales (después de aplicar los cortes de selección difractiva) y el correspondiente background no difractivo. Cada distribución ha sido normalizada con la luminosidad integrada (datos o Monte Carlo *Pythia*, según corresponda). La señal difractiva pura para las distribuciones de rapidez(y) y momento transferido(ξ) se muestran en la figura 6. Estas distribuciones corresponden a las secciones eficaces diferenciales $\frac{d\sigma}{dy}$ y $\frac{d\sigma}{d\xi}$ respectivamente.

7. Sección eficaz de producción difractiva

Posterior a la sustracción de background y obtención de la señal difractiva pura, se realiza la medición de la sección eficaz difractiva y de la fracción de eventos con gap.

Incluyendo todos los errores estadísticos, sistemáticos y por luminosidad, se obtiene como resultado [5]:

$$\sigma_{diff}^{gap} \times Br(Z \rightarrow e^+e^-) = 4,66 \pm 2,11(stat) \pm 0,55(sist) \pm 0,30(lumi)pb^{-1} \quad (4)$$

$$R_{diff}^{Gap} = 1,30 \pm 0,60(stat) \pm 0,23(sist) \%. \quad (5)$$

8. Comparaciones y conclusiones

Varios estudios previos han presentado mediciones de la fracción de eventos con gap [6,8,9] y de la sección eficaz difractiva[6], los cuales están de acuerdo con los resultados presentados en este análisis.

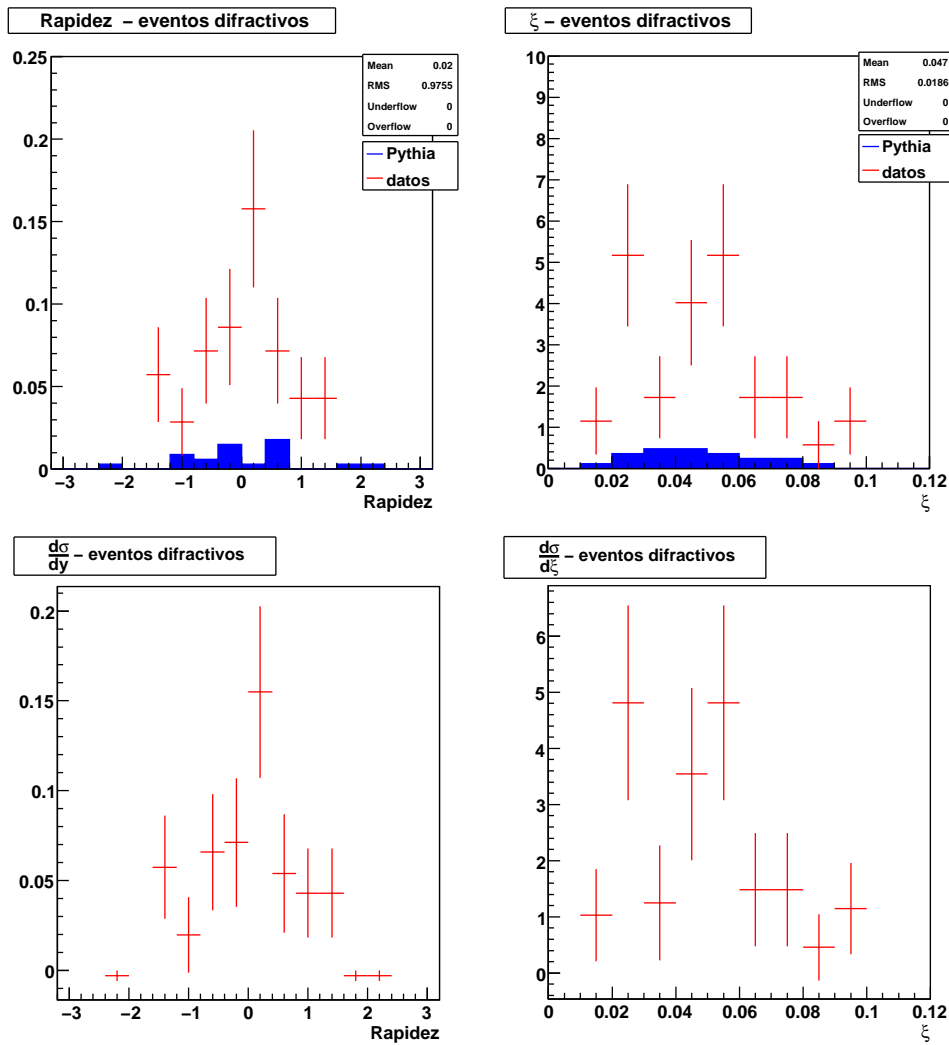


Figura 6. Arriba: distribuciones de rapidez y ξ después de aplicar los cortes de selección difractiva, se muestra el background no difractivo(region sombreada). Abajo: señal difractiva pura para las distribuciones de rapidez y fracción de momento transferido.

- **Sección eficaz difractiva:** la sección eficaz de producción difractiva de bosones $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ en el experimento $D\phi$, fue medida usando datos de la corrida II del Tevatrón; el resultado, junto con el valor obtenido en este estudio, se muestran en la tabla 1.

sección eficaz (pb)	Canal	Tamaño del gap	Referencia
$4,66 \pm 2,11$	$Z \rightarrow e^+e^-$	$2,7 < \eta < 4,4$	Este análisis
$4,09 \pm 1,12$	$Z \rightarrow \mu^+\mu^-$	$3,2 < \eta < 4,4$	[6]

Tabla 1. Resultados de la medición de la sección eficaz difractiva para un análisis previo y para este análisis

- **Fracción de eventos con gap:** la tabla 2 muestra los valores obtenidos para la medición de la fracción de eventos con gap en análisis previos y en este análisis.

En las comparaciones con los estudios en canales de decaimiento diferentes, se espera que la sección eficaz sea similar, ya que los anchos de decaimiento para colisiones no difractivas son similares y asumimos que lo mismo se cumple para colisiones difractivas. Los valores son compatibles dentro de la incertidumbre experimental.

Frac. de ev. con gap (%)	Canal	Tamaño del gap	Ref.
$1,30 \pm 0,60$	$Z \rightarrow e^+e^-$	$2,7 < \eta < 4,4$	Este análisis
$1,44^{+0,61}_{-0,52}$	$Z \rightarrow e^+e^-$	$2,3 < \eta < 4,3$	[8]
$1,95 \pm 0,31$	$Z \rightarrow \mu^+\mu^-$	$3,2 < \eta < 4,4$	[6]

Tabla 2. Valores de R_{diff}^{Gap} para estudios previos y para este análisis.

Las tres mediciones presentadas en la tabla 2 permiten concluir que la predicción para la fracción de gap hecha por QCD a partir del teorema de factorización no se cumple para colisiones hadrónicas, lo cual implica que las PDF's difractivas no se pueden considerar como universales si no que dependen de la energía de la colisión.

Agradecimientos.

Agradecemos a la Facultad de ciencias de la Universidad de los Andes por la financiación a través de un proyecto semilla.

Referencias

- [1] G. Ingelman, P. Schlein, *Phys. Lett. B*, **152**, 1985, pp. 256 - 260.
- [2] J. Rojo [arXiv:hep-ph/0607122v1](2006).
- [3] Torbjörn Sjöstrand, et al., *Computer Physics Communications*, **135**, 2001, pp.238 - 259.
- [4] B. Cox, Forshaw, *Comp. Phys. Com.*, **144**, 2002, pp. 104 - 110.
- [5] J.A. Monroy. *Producción difractiva de bosones $Z \rightarrow e^+e^-$ a $\sqrt{s} = 1,96$ TeV en el experimento $D\bar{O}$* . Bogotá, 2009, 150 h. Tesis de Maestría (Magister en ciencias - Física), Universidad de los Andes. Facultad de Ciencias. Departamento de Física.
- [6] L.M. Mendoza. *Diffractive $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ Production with Rapidity Gap in Proton-Antiproton Collisions at $\sqrt{s} = 1,96$ TeV in the $D\bar{O}$ Experiment*. Bogotá, 2007, 123 h. Tesis Doctoral (Doctor en Física), Universidad de los Andes. Facultad de Ciencias. Departamento de Física.
- [7] L.R. Coney. *Diffractive W and Z Boson Production in PP Collisions at $\sqrt{s} = 1960$ GeV*. Notre Dame. Indiana, 2000, 185 h. PhD Thesis (Doctor of Philosophy). University of Notre Dame. Science Faculty. Department of Physics.
- [8] V. M. Abazov et al., *Phys. Lett. B*, **574**, 2003, pp. 169-179.
- [9] T. Edwards. *Diffractively Produced Z Bosons in the Muon Decay Channel in PP Collisions at $\sqrt{s} = 1,96$ TeV, and the Measurement of the Efficiency of the $D\bar{O}$ Run II Luminosity Monitor*. Manchester, 2006, 156 h. PhD Thesis (Doctor of Philosophy), University of Manchester, School of Physics and Astronomy.