PRODUCCION DE J/ψ EN DESINTEGRACIONES DEL Z^0 A LAS ENERGIAS DE LEP I

Por:

David Fernández Alvarez

CENTRO DE INVESTIGACIONES
ENERGETICAS, MEDIOAMBIENTALES Y TECNOLOGICAS

MADRID, ENERO 1993

ÍNDICE

1. Introducción

El estudio de la producción del J/ψ [1], tanto en reacciones electrón-positrón, como en colisiones hadrónicas o en experimentos de fotoproducción y de "deep inelastic scattering", ha proporcionado una valiosa información acerca de la dinámica de las interacciones entre partículas elementales. En el caso de la reacción e^+e^-, a energías de LEP, se espera que el mecanismo de producción dominante tenga lugar a traves de la creación y subsiguiente desintegración de mesones con belleza (mesones B, esto es, aquellos que contienen un quark del tipo b). En este contexto, la producción de J/ψ puede ser un buen procedimiento para seleccionar muestras de hadrones con contenido de quarks b ("b quark tagging" [2]).

Con el presente trabajo, hemos pretendido obtener evidencia de la producción de J/ψ en la reacción e^+e^- a energías centro de masas en torno a la masa del Z^0, esto es, a 91 GeV. Para ello se han utilizado los datos tomados en LEP, con el detector L3, durante 1991. Nuestro análisis ha permitido identificar una clara señal en el espectro de masa efectiva de dos muones indicativa de la desintegración del J/ψ en $\mu^+\mu^-$. A partir de dicha señal hemos determinado el "Branching ratio" $Z^0 \rightarrow J/\psi + X$. Los resultados y el método de análisis seguido se presentan con más detalle a continuación.

El trabajo está estructurado de la siguiente manera:

- En la sección 2 se describen brevemente los posibles canales de producción de J/ψ y la predicción teórica del número de sucesos esperados, en cada caso, en nuestro experimento.

- En la sección 3 hacemos una breve descripción del detector L3, poniendo más énfasis en lo relacionado con la medida de muones, ya que en ellos se ha basado nuestro análisis.

- En la sección 4 se presentan los criterios de selección de la muestra experimental. Se describe también cómo hemos determinado la aceptancia y la contaminación a nuestra muestra.

- La sección 5 está dedicada a presentar el espectro de masa $Minv_{\mu^+\mu^-}$ y el ajuste realizado para determinar el número de J/ψ's que hay en la muestra seleccionada.

- La sección 6 contiene nuestros resultados. Hemos determinado el $Br(Z^0 \to J/\psi + X) \times Br(J/\psi \to \mu^+\mu^-)$, que depende íntegramente de resultados obtenidos en L3. A partir de este valor hemos calculado el $Br(Z^0 \to J/\psi + X)$ y el $Br(b \to J/\psi + X)$.

- En la sección 7 están nuestras conclusiones, incluyendo la mención de algunos temas de interés que, con más estadística que la actual, podrían ser abordados en el futuro.

2. Posibles canales de producción del J/ψ en LEP.

De acuerdo con las actuales predicciones teóricas [3], los posibles canales de producción del J/ψ en interacciones e^+e^- a energías en torno a la masa del Z^0 son los siguientes:

(1) $e^+e^- \to Z^0 \to b\bar{b}$; $b(\bar{b}) \to B(\bar{B}) \to J/\psi + X$
Es el canal dominante y está representado en el diagrama de la Figura 1a. Los J/ψ's proceden de la desintegración de mesones B que aparecen en la hadronización de sucesos $e^+e^- \to Z^0 \to b\bar{b}$. La cadena $b(\bar{b}) \to J/\psi + X$ resulta de la desintegración via débil del quark b ($\bar{\text{b}}$) en un par $c\bar{c}$ que, si hay "supresión de color", puede formar un estado ligado cuyo nivel fundamental es el J/ψ. Se espera un total de 4800 sucesos por millón de desintegraciones hadrónicas del Z^0.

(2) $e^+e^- \to q\bar{q}g^*$, $g^* \to J/\psi + X$
En este caso, el J/ψ proviene de un jet gluónico, tal como se indica en el diagrama de la Figura 1b. Se espera del orden de 230 sucesos de este tipo por millón de desintegraciones hadrónicas del Z^0. La mayoría, alrededor de un 74%, provendrían del canal $g^* \to ggJ/\psi$ (aunque hay una incertidumbre teórica de al menos un factor dos en el número de J/ψ's esperados, ya que el término dominante en el desarrollo perturbativo de la sección eficaz es de orden α_s^4 y por tanto muy dependiente de la escala) y el resto del $g^* \to b\bar{b} \to J/\psi + X$.

(3) $e^+e^- \to J/\psi\ \gamma^*$

$e^+e^- \to J/\psi\ g^*g^*$

$e^+e^- \to J/\psi\ c\bar{c}$

Estos canales, que aparecen representados en los diagramas de las Figuras 1c, 1d y

1e respectivamente, suponen en conjunto menos de un 1% de la producción de J/ψ en el canal dominante.

Con estas predicciones, parece claro que el J/ψ puede jugar un buen papel como indicador para la identificación de jets formados a partir de quarks b.

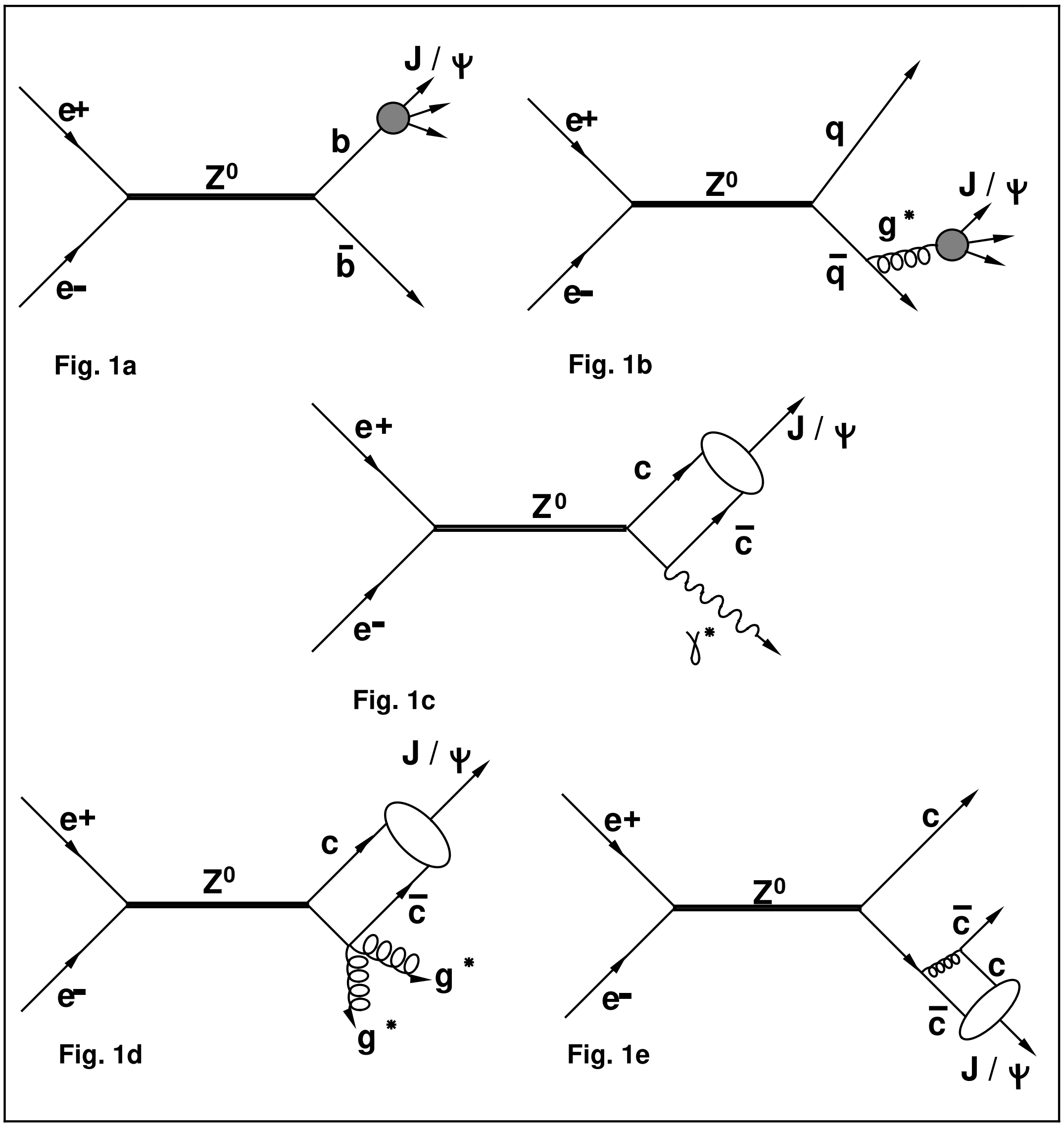

Figura 1. Canales de producción del J/ψ: (a) $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow b\bar{b} \rightarrow B(\bar{B}) \rightarrow J/\psi + X$; (b) $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g^*, g^* \rightarrow J/\psi + X$; (c) $e^+e^- \rightarrow J/\psi\gamma^*$; (d) $e^+e^- \rightarrow J/\psi g^* g^*$; (e) $e^+e^- \rightarrow J/\psi c\bar{c}$.

3. El detector L3

La Figura 2 muestra un esquema del detector L3 [4].

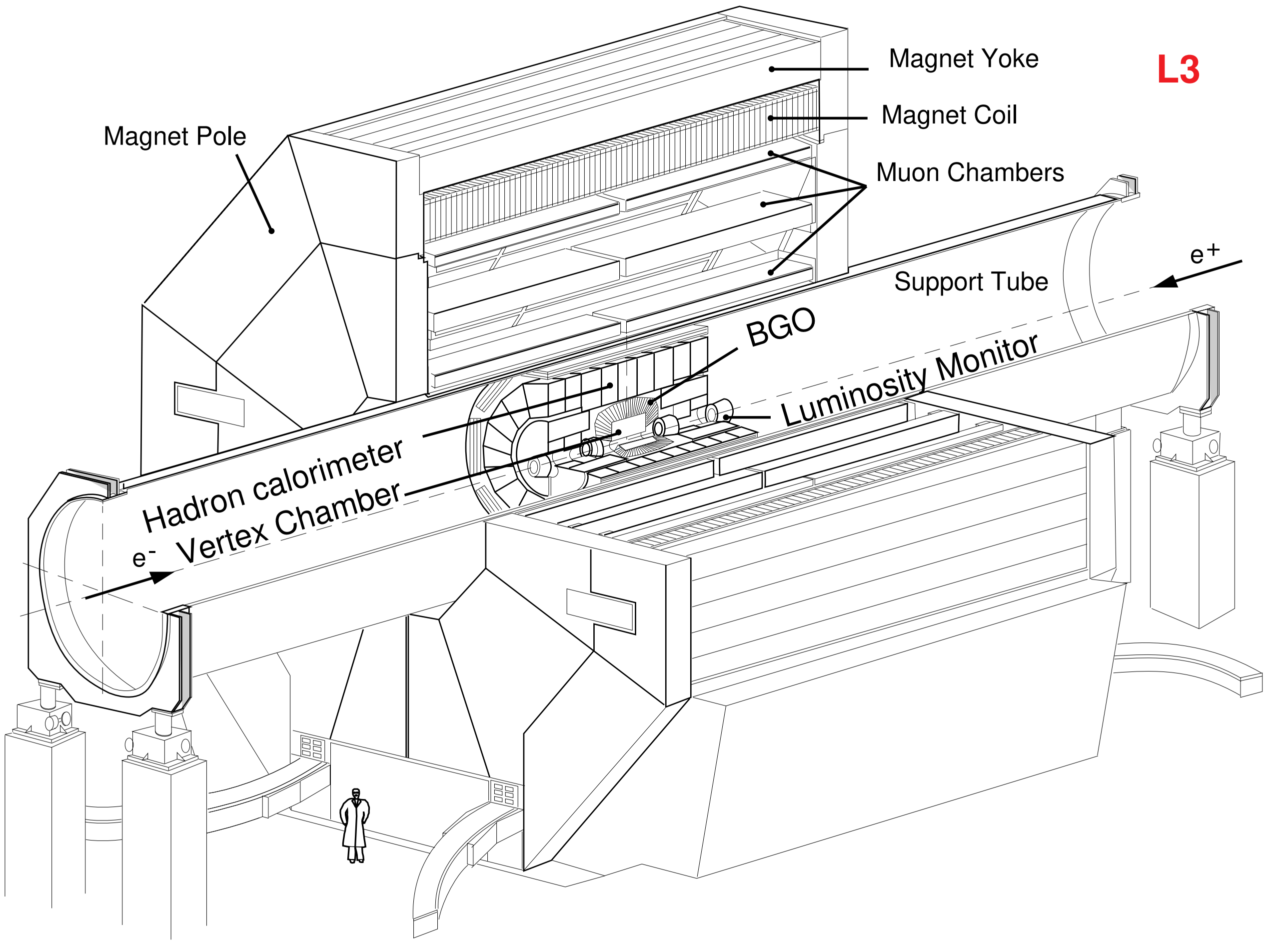

Figura 2. El detector L3.

Situado en el area experimental número 2 del acelerador LEP del CERN, consta de los siguientes elementos (ordenados tal como se los encuentra un muon producido en la interacción electrón positrón):

- una cámara central que rodea al tubo de vacío por el que circulan los haces. El punto de interacción se encuentra en el centro geométrico del detector. Es una cámara que funciona como cámara de deriva siguiendo el principio de expansión temporal (TEC o Time Expansion Chamber). Permite medir las trayectorias de las partículas cargadas en el plano $R-\phi$ (perpendicular a la dirección de los haces, que es también la del campo magnético, o eje Z) a base de proporcionar la coordenada de hasta 62 puntos de la traza de cada partícula con una resolución en cada punto del orden de 60 micras.

- un calorímetro electromagnético que se caracteriza fundamentalmente por su buena segmentación y su muy alta resolución. Está compuesto por un total de 12000 cristales de BGO (germanato de bismuto), que tienen forma de pirámides truncadas y apuntan al vértice. Un muon, al atravesar las 22 longitudes de radiacion del calorimetro, deposita, en promedio, unos 300 MeV.

- tiras de plástico centelleador dispuestas longitudinalmente (siguiendo la direccion del eje Z). Están colocadas entre los dos calorímetros, el electromagnético y el hadrónico. Juegan un papel importante a la hora de distinguir entre muones cósmicos y muones procedentes del punto de interacción mediante la medida del tiempo de paso con una resolución del orden de 0.5 ns.

- el calorímetro hadrónico, formado por módulos constituidos por capas de uranio que actuan como material absorbente y capas de cámaras proporcionales. La parte mas externa tiene como elemento pasivo cobre en vez de uranio y se denomina filtro de muones. Entre sus características más relevantes podríamos mencionar su buena segmentación, que permite medir la deposición de energía a lo largo de la trayectoria de la partícula con información de θ, ángulo polar, R, distancia al punto de interacción, y ϕ, ángulo azimutal. La resolución en la medida de la energía depositada es del orden de $\Delta E/E \sim 10$ %. La energía que un muon deposita, en promedio, al atravesar el calorímetro hadrónico, es de unos 2 GeV *.

- el detector de muones, constituido por tres capas de cámaras de deriva llamadas P, que permiten medir las coordenadas de hasta 56 puntos de la trayectoria de

* La probabilidad de observar muones con momento $p_\mu < 2$GeV en el detector de muones, que describiremos a continuación, será entonces muy pequeña.

los muones en el plano $R - \phi$. Hay además cuatro capas de cámaras Z, dos de ellas envolviendo a la cámara P externa y dos a la interna, que miden las coordenadas de hasta 8 puntos de la trayectoria del muon en la dirección del eje Z. La resolución por punto es del orden de las 200 micras en las cámaras P y de 600 micras en las cámaras Z. Para la "reconstrucción" de los muones, se utiliza fundamentalmente la información de este detector, aunque también se tiene en cuenta la procedente del resto de los detectores. En particular, la resolución en la medida del momento depende básicamente del detector de muones y es del orden del 2.5 % para muones que atraviesan las tres capas de cámaras P (tripletes). La resolución experimental en la medida de la masa invariante de pares de muones reconstruidos es de $\Delta M \sim 110$ MeV **.

Todos los elementos mencionados anteriormente se encuentran en el interior de un solenoide de 12m. de diámetro que produce un campo magnético uniforme paralelo a la dirección de los haces de 0.5 T.

4. Criterios de selección de sucesos J/ψ

L3 es un detector ideal para la detección de muones, lo que motiva que nos hayamos concentrado para este estudio en el canal de desintegración $J/\psi \to \mu^+\mu^-$.

De acuerdo con los mecanismos de producción previamente descritos, es de esperar que los sucesos J/ψ tengan características muy similares a las de cualquier suceso de tipo hadrónico, esto es, sucesos en los que el Z^0 decae a un par $q\bar{q}$ que hadroniza a continuación. Nuestro proceso de selección incluye entonces en primer lugar una serie de requisitos similares a los que normalmente se utilizan para preparar muestras de sucesos hadrónicos. En segundo lugar, puesto que hemos elegido el canal de desintegración $J/\psi \to \mu^+\mu^-$, incluimos otro bloque de criterios de selección que caracterizan como definimos un muon y aseguran que cada suceso tenga al menos una pareja de muones con cargas opuestas y en el mismo hemisferio.

Hemos partido para nuestro análisis de una muestra preseleccionada de sucesos con muones inclusivos, esto es, sucesos que han pasado algunos criterios de selección exigiendo caracteristicas hadrónicas y la identificación de al menos una traza en el detector de muones. Estos criterios previos son lo suficientemente poco restrictivos como para poder asegurar que las pérdidas de "buenos" sucesos al aplicarlos es despreciable. La estadística que hemos utilizado corresponde a una luminosidad integrada de 13.1 pb^{-1} recogida durante el año 1991, lo que equivale a un número de sucesos hadrónicos provenientes de la desintegración del Z^0 de 320600.

** Este valor ha sido estimado con Montecarlo.

Para estudiar la influencia de nuestros criterios de selección en la aceptancia de sucesos J/ψ, asi como su efecto en las posibles fuentes de contaminación, o ruido de fondo, hemos utilizado también una muestra de 135359 sucesos Montecarlo $q\bar{q}$ y otra de 1500 sucesos $b\bar{b}$ donde $b(\bar{b}) \rightarrow J/\psi + X$ y $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Ambas muestras han sido generadas usando el programa JETSET 7.3, y la respuesta del detector al paso de las partículas ha sido simulada con GEANT 3.14, utilizándose para el proceso de reconstrucción los mismos programas que para los datos reales.

Los criterios que hemos aplicado a los datos para seleccionar nuestra muestra experimental han sido los siguientes:

Criterios de selección hadrónicos:

- $E_{vis} > 0.4 \times \sqrt{s}$
- $E_{trans} < 0.5\ E_{vis}$

  $E_{long} < 0.4\ E_{vis}$
- $N_{clus} > 15$
- $E_{cal} > 38$ GeV

siendo E_{vis} la energía visible (detectada) del suceso, E_{cal} la energía de naturaleza calorimétrica, E_{trans} y E_{long} las componentes transversal y longitudinal de la falta de balance energético, y $\sqrt{s}$ la energía centro de masas. El número de "clusters" [5] energéticos, N_{clus}, obtenidos a partir de la información de la TEC y de los calorímetros, es un indicativo de la multiplicidad de partículas en el estado final.

En la Figura 3 se muestran las distribuciones de todas estas magnitudes para datos reales y para sucesos Montecarlo. Puede apreciarse que el acuerdo es en general aceptable, aunque en algún caso, como E_{cal} y N_{clus}, exista alguna discrepancia en cuanto a los valores medios. En cualquier caso los cortes se aplican en las colas de las distribuciones, evitando que el efecto de esos desajustes afecte nuestro análisis y que de origen a un posible error sistemático. La aceptancia de sucesos hadrónicos bajo éstos criterios es del orden del 99%.

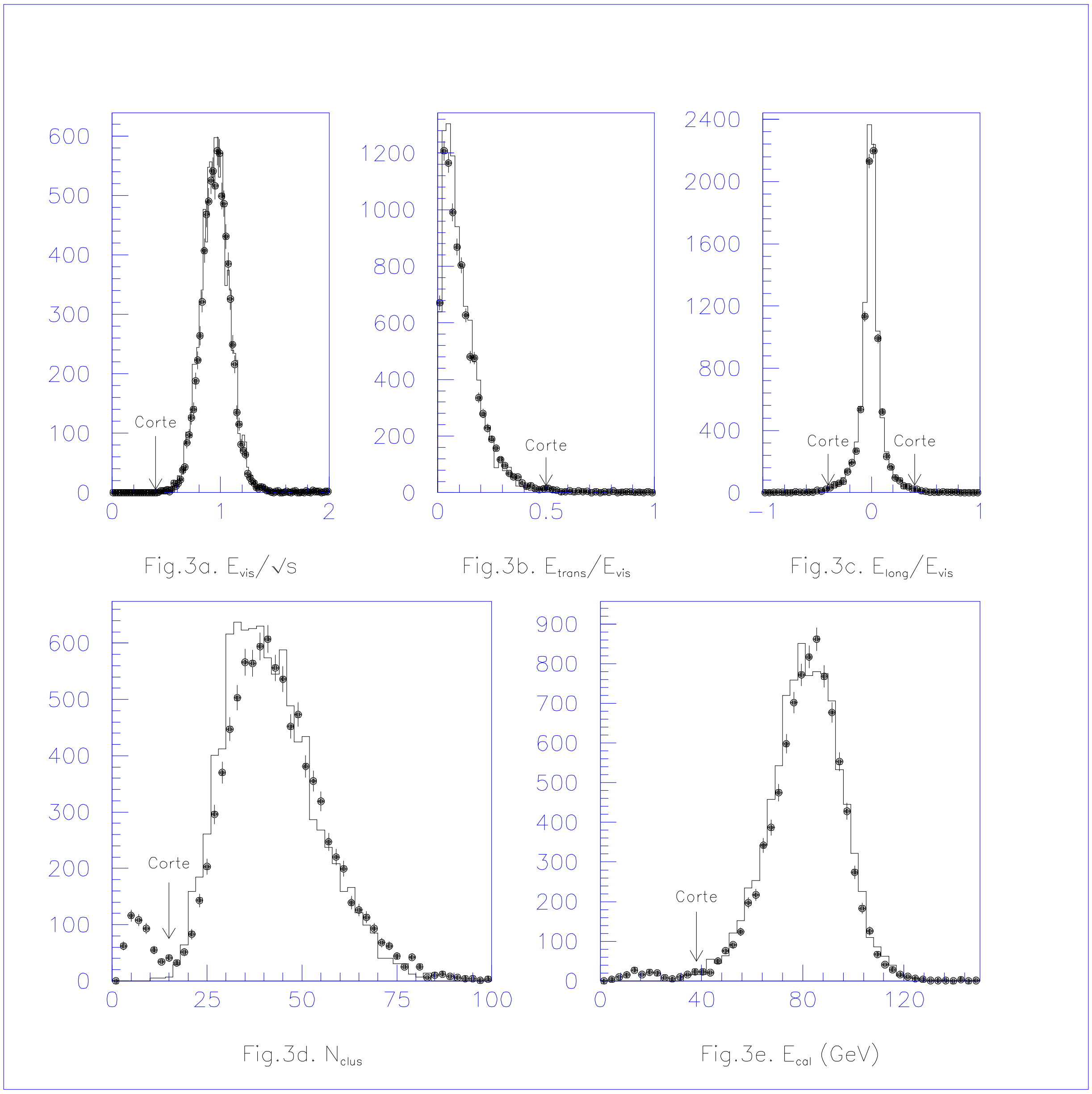

Figura 3. Distribuciones de: (a) energía visible normalizada a la energía centro de masa; (b) y (c) descompensaciones trasversal y longitudinal de la energía normalizadas a la energía visible; (d) número de "clusters"; (e) energía calorimétrica. Se comparan en cada caso sucesos reales y sucesos Montecarlo, normalizando estos últimos a la sección eficaz hadrónica medida en L3. Se han indicado además los cortes escogidos para seleccionar sucesos hadrónicos.

Criterios de selección muónicos: exigimos que los sucesos tengan como mínimo dos buenos muones reconstruidos que provengan del vértice de interacción. Esto es, que cada muon:

- deje señales al menos en dos de las cámaras P y en una de las parejas de cámaras Z. El rango angular de detección de muones queda por tanto restringido a $36^0 < \theta < 144^0$.

- pase a una distancia del punto de interacción, obtenida a base de extrapolar la trayectoria medida en las cámaras de muones, menor que 200 mm. De esta forma eliminamos muones de origen espúreo que contaminan nuestra muestra. En la Figura 4 se muestra el acuerdo en la distribución de distancia al vértice entre datos y Montecarlo, y superpuesta la distribución correspondiente a muones que proviene del vértice (Montecarlo).

No hemos impuesto como criterio de selección un valor mínimo en el valor del momento de los muones con el fin de perder el menor número posible de buenos sucesos (del estudio realizado con los 1500 sucesos Montecarlo J/ψ se concluye que la probabilidad de que en la desintegración se produzca un muon de bajo momento, y otro de alto momento, es alta). Hemos estudiado sin embargo el efecto que pueda tener en nuestros resultados la posible mala simulación Montecarlo de los muones de muy bajo momento. Dicho efecto ha sido incluido entre otras posibles fuentes de error sistemático como se explica más adelante.

Adicionalmente imponemos sobre la muestra de parejas de muones los criterios propios de la correlación que existe entre los muones que proceden de la desintegración del J/ψ:

- cargas diferentes

- acolinearidad mayor que 90^o (o lo que es equivalente, un ángulo entre los dos muones menor que 90^o). En la Figura 5a se muestra el corte en acolinearidad sobre datos y Montecarlo, y en la Figura 5b la distribución correspondiente al Montecarlo de J/ψ.

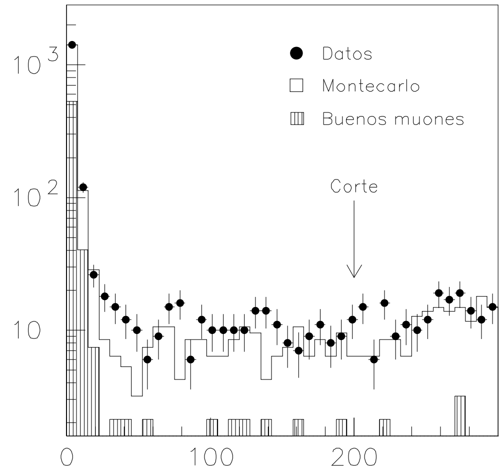

Fig.4. Corte en Distancia (mm)

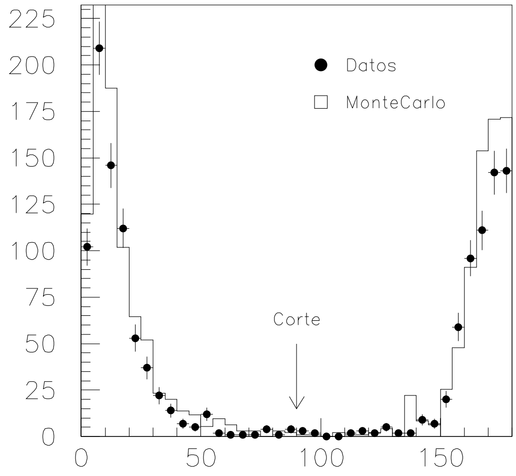

Fig.5a. Corte en Acolinearidad (grados)

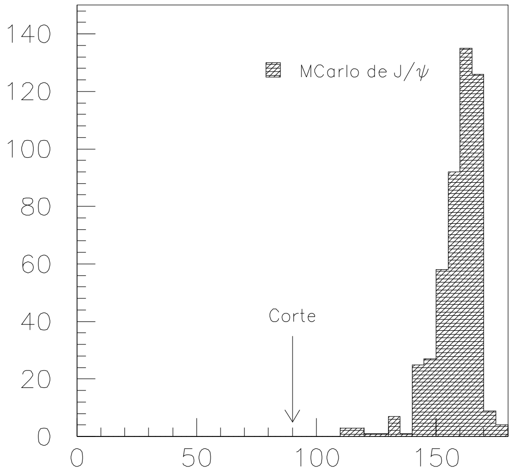

Fig.5b. Corte en Acolinearidad (grados)

Figura 4. Distribuciones para datos reales y datos Montecarlo de la distancia mínima del muon al vértice. En la distribución de Montecarlo hemos indicado la distribución correspondiente a aquellos muones que provienen del vértice de interacción (que hemos caracterizado como "buenos muones").

Figura 5. (a) Distribuciones de la acolinearidad entre parejas de muones comparando datos reales y datos Montecarlo. (b) Distribución de la acolinearidad para datos Montecarlo de aquellos muones que provienen de la desintegración del J/ψ.

La aceptancia para sucesos J/ψ, con estos criterios de selección, es de $32.81 \pm 1.49\%$, siendo fundamentalmente la geometría del detector de muones, y la absorción de muones de baja energía en los calorímetros (energías inferiores a, o del orden de, 2 GeV), los responsables de las pérdidas de sucesos.

En cuanto a la contaminación, o ruido de fondo, presente en nuestra muestra, hemos considerado como posible origen de pares de muones reconstruidos, que pasan los criterios de selección sin provenir del J/ψ, los siguientes casos :

a) muones que provienen de un quark b ($\bar{b}$) y del quark c ($\bar{c}$) producto de desintegración del mismo (ver Figura 6a)

b) muones que provienen de un canal cuya topología es idéntica a la de producción del mesón J/ψ (ver Figura 6b), pero que no forman un estado ligado $c\bar{c}$.

c) el resto de los casos, entre los que destacan por su número los muones procedentes de la desintegración de hadrones, fundamentalmente mesones K ó π, en su paso por el detector y los que se conocen como "punch-through" que generalmente son hadrones alta energía que han llegado a las cámaras de muones.

La tabla 1 muestra, para estos tres canales que constituyen la contaminación de nuestra muestra y para el canal del J/ψ, la aceptancia (en %) para parejas de muones reconstruidos, así como para aquellas que pasan los criterios de selección y para las que además están en la región de $2. < Minv_{\mu^+\mu^-} < 4.$ (donde restringiremos nuestro estudio del espectro de masa invariante).

Tabla 1: Aceptancias (%)

	Reconstruidos	Seleccionados	2. < Minv < 4.
$J/\psi \to \mu^+\mu^-$	37.65 ± 1.60	33.49 ± 1.51	32.81 ± 1.49
$b \to c\ \mu\ ;\ c \to \mu$	21.26 ± 1.72	16.24 ± 1.53	4.16 ± 0.77
$b \to c\ \bar{c}\ ;\ c \to \mu\ ,\ \bar{c} \to \mu$	11.25 ± 3.75	10.00 ± 3.54	< 0.01
Background *	6.94 ± 0.072	0.165 ± 0.011	0.010 ± 0.003

* Para el Background la aceptancia está definida sobre el número total de sucesos Montecarlo $q\bar{q}$ generados.

Las Figuras 7a, 7b y 7c muestran respectivamente la variación de la aceptancia para muones seleccionados frente a los reconstruidos en función del corte en distancia al vértice, el momento mínimo y la acolinearidad para el canal del J/ψ y los principales canales que constituyen el fondo. El corte en distancia al vértice y acolinearidad se han impuesto sobre zonas en las que la evolución de la aceptancia es plana, minimizando así posibles desviaciones en la simulación Montecarlo de los datos.

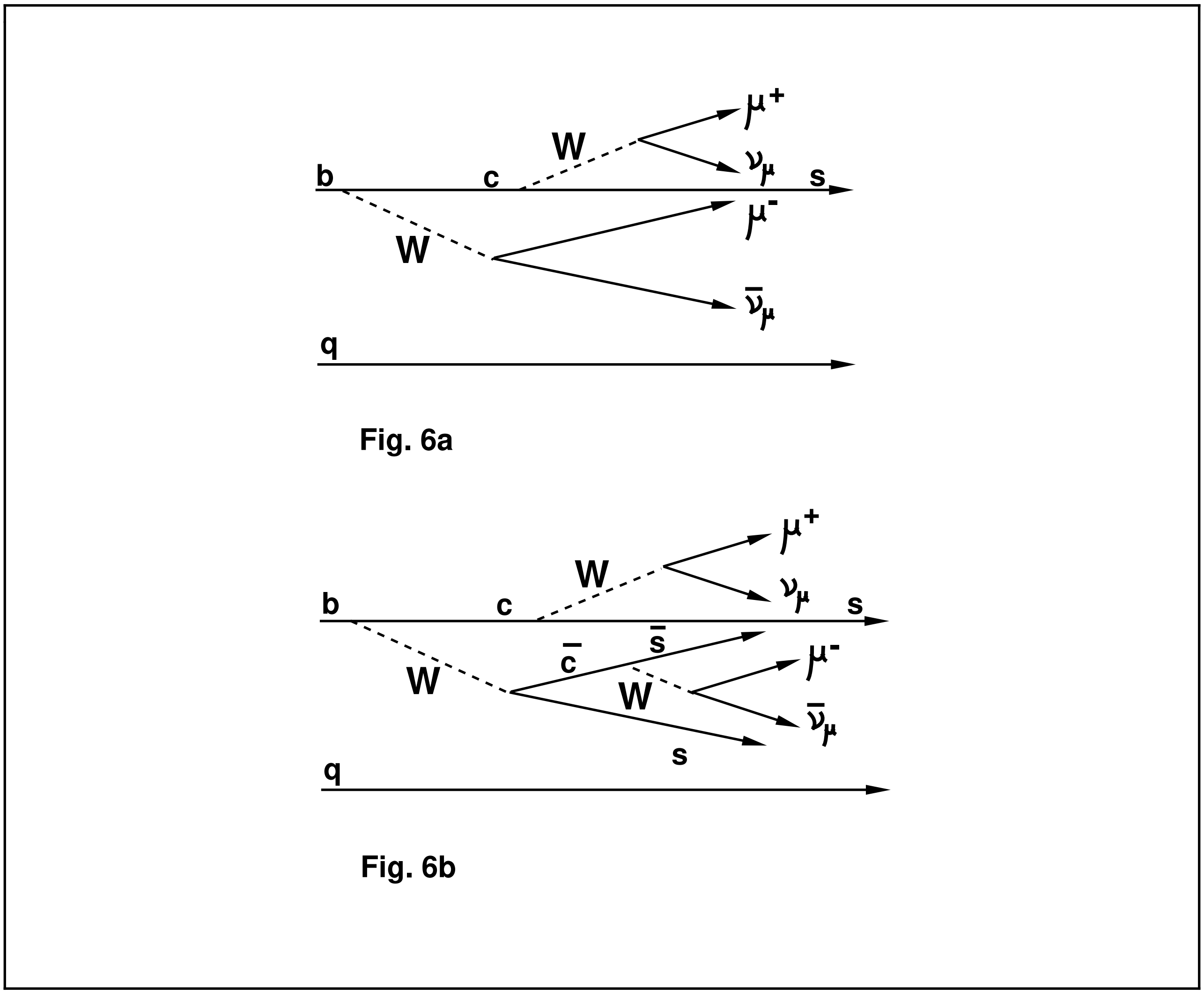

Figura 6. Producción de muones a partir de quarks pesados en canales cuya topología es muy parecida a la del J/ψ. Estos canales son: (a) $b \to c\mu,\ c \to \mu$; (b) $b \to c\bar{c},\ c \to \mu,\ \bar{c} \to \mu$. Constituyen, junto a los muones que provienen de desintegraciones de hadrones y el "punch-through", las principales fuentes de contaminación en nuestra muestra.

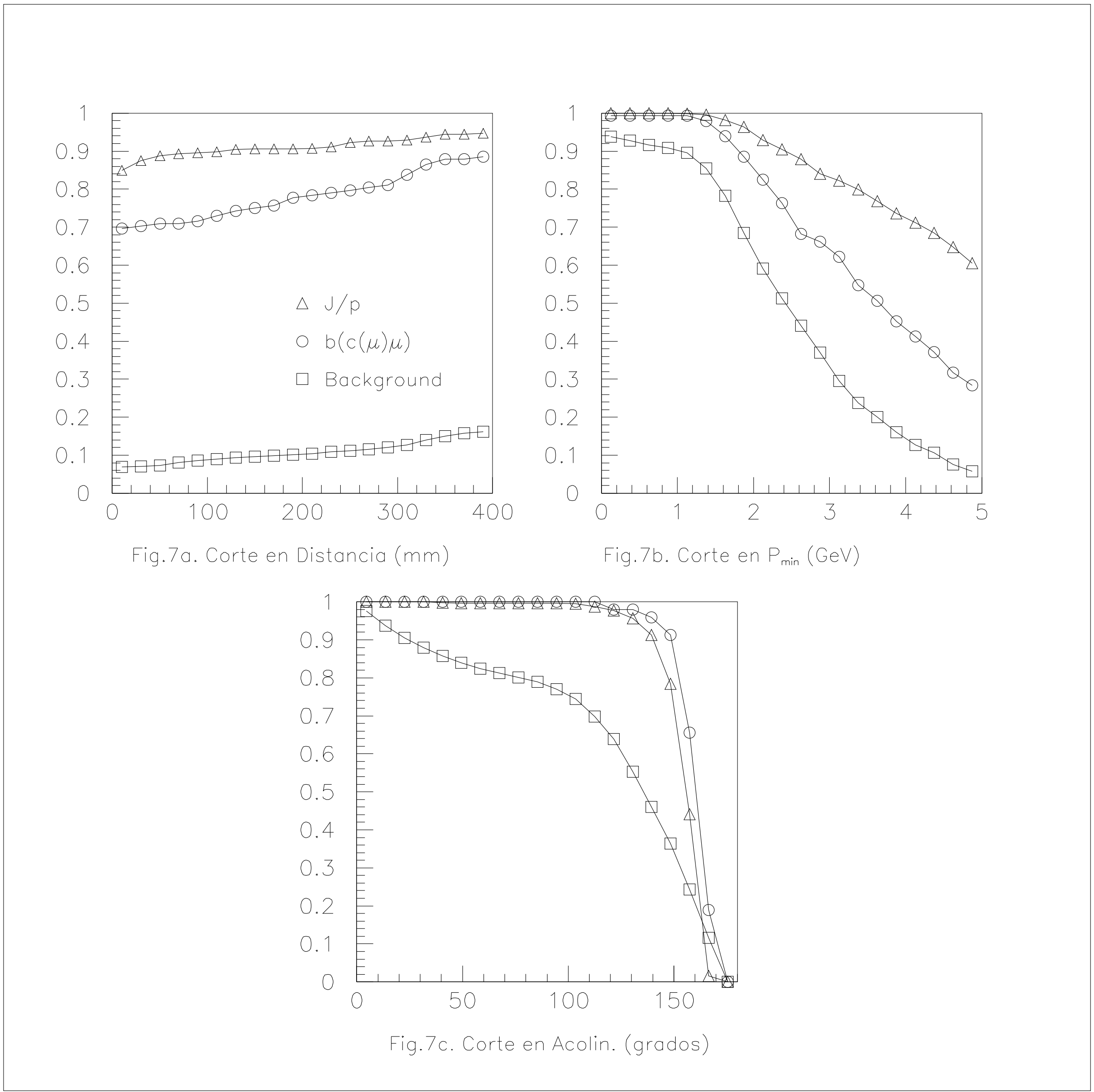

Figura 7. Variación de la aceptancia para muones seleccionados frente a los reconstruidos con un corte en: (a) distancia mínima de los muones al vértice; (b) momento mínimo de los muones; (c) acolinearidad entre muones.

Para que se pueda apreciar la importancia relativa del fondo frente a la señal mostramos en la tabla 2 el cociente R del número de dimuones procedentes de cada canal sobre el de los procedentes del J/ψ en la región 2. $< Minv <$ 4. GeV:

Tabla 2: Proporción fondo/señal

	$R \equiv \frac{\#\mu\mu X}{J \to \mu\mu}$
$J/\psi \to \mu^+\mu^-$	1
$b \to c\ \mu\ ;\ c \to \mu$	3.22
$b \to c\ \bar{c}\ ;\ c \to \mu\ ,\ \bar{c} \to \mu$	< 0.01
Background	1.44

La contribución debida al canal de la Figura 5.2 puede entonces ignorarse completamente en la región 2. $< Minv <$ 4. GeV.

5. Espectro de masa invariante $\mu^+\mu^-$

En ausencia de sucesos J/ψ, el espectro de masa invariante de los dos muones en la muestra experimental que se obtiene tras aplicar los criterios de selección, debería corresponderse con la Figura 8a. En esta figura, obtenida a partir de los sucesos Montecarlo del tipo $q\bar{q}$, y en la que nos hemos restringido a la región de masa invariante entre 2 y 4 GeV, aparecen las contribuciones de los dos canales más importantes que constituyen el fondo. Se aprecia que el número de sucesos disminuye según aumenta el valor de la masa invariante (como la inversa de la masa invariante al cuadrado) y no hay ninguna estructura aparente. La curva que aparece superpuesta es el resultado de un ajuste en el que como una buena aproximación hemos parametrizado el fondo como una exponencial.

En la Figura 8b se presenta el mismo espectro de masa invariante, pero ahora obtenido con la muestra experimental, y en la que hemos conservado la curva ajustada de la Figura 8a con objeto de comparar. Puede observarse un exceso de sucesos reales en torno a 3 GeV, región donde debe aparecer la señal que indique la producción de la resonancia J/ψ.

En teoría, la señal del J/ψ en el espectro de masa invariante debería exhibir una distribución de tipo Breit-Wigner, centrada en el valor correspondiente a la masa del J/ψ, 3.097 GeV [6], y con una anchura de $\sim$ 4 KeV. Esta anchura es mucho más pequeña que la resolución experimental, observandose en la práctica una distribución de tipo gaussiano con una anchura en torno a los 110 MeV.

Con el fin de determinar el número de sucesos J/ψ presentes en nuestra muestra hemos procedido a realizar un ajuste por el método de máxima verosimilitud al espectro de masas en la región $2. < Minv_{\mu^+\mu^-} < 4.$ GeV. En la definición de la función de máxima verosimilitud, la parametrización de los datos incluye una gaussiana de 110 MeV de anchura para la señal y la exponencial parametrizada por el Montecarlo para el fondo. Dejando libres estos parámetros se llegan a resultados compatibles pero el error en $N_{J/\psi}$ es más alto.

El resultado del ajuste lo presentamos en la Figura 8c. Se obtiene como valor para la masa del J/ψ $M_{J/\psi} = 3.11 \pm 0.03$ (estad) GeV, que está en buen acuerdo con [6]. En cuanto al número de J/ψ's, obtenemos $N_{J/\psi} = 27 \pm 6$ (estad). Si suponemos que el único mecánismo de producción del J/ψ es a través del canal $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow b\bar{b}$; $b(\bar{b}) \rightarrow B(\bar{B}) \rightarrow J/\psi + X$, y tomamos como valor del $Br(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu-)$ el que aparece en [7], esperaríamos tener en nuestra muestra, según las predicciones teóricas [3], alrededor de 30 sucesos J/ψ.

La figura 8d muestra la señal observada en la muestra de datos una vez substraido el fondo predicho por el Montecarlo y su ajuste a una gaussiana de 110 MeV de anchura.

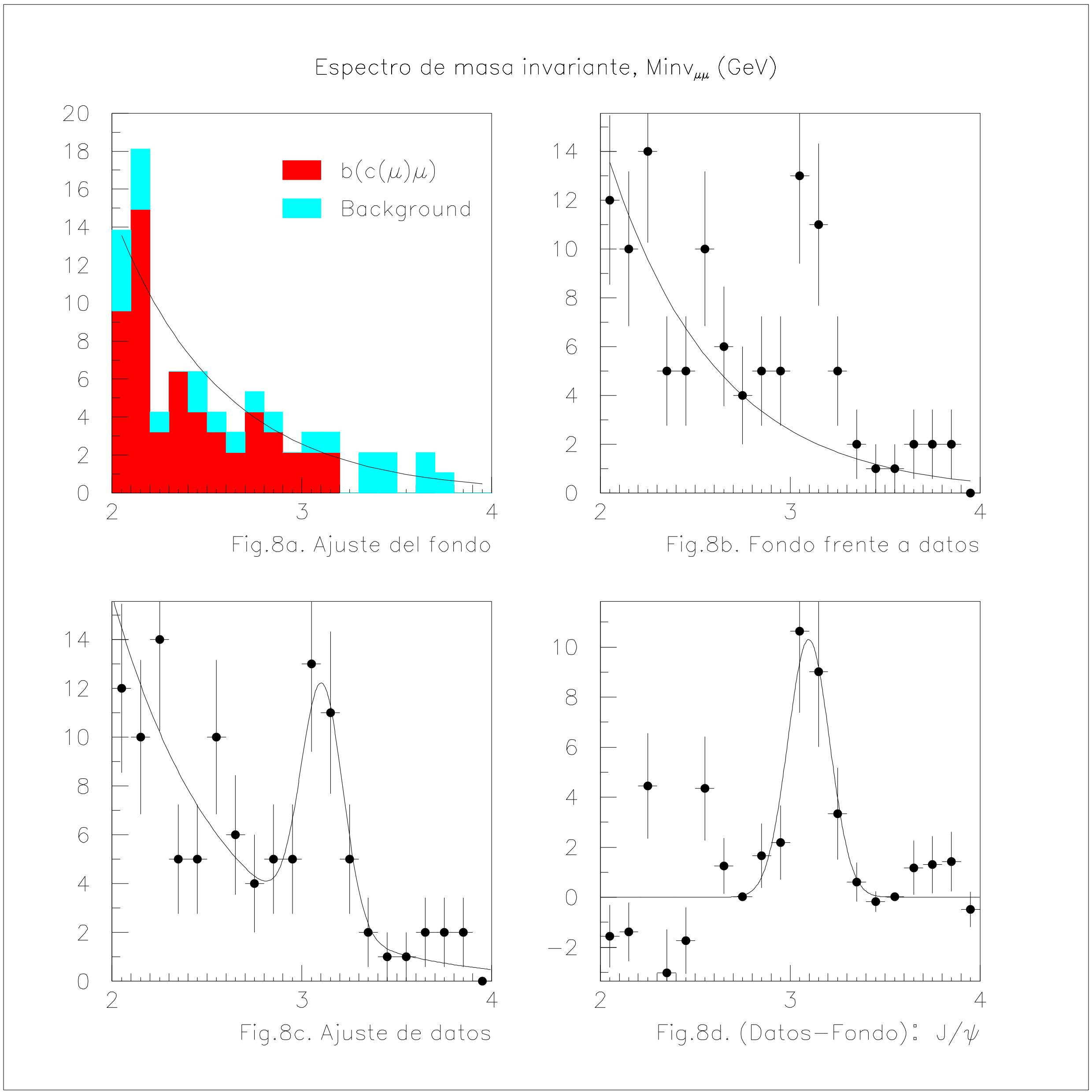

Figura 8. (a) Suma de las distribuciones de masa invariante para los distintos canales que constituyen el fondo. Ajuste a una exponencial. (b) Superposición del ajuste del fondo simulado por el Montecarlo (Fig. 8a) a los datos reales. (c) Ajuste de la distribución de masa invariante de datos reales a una gaussiana de anchura 110 MeV y una exponencial parametrizada por el Montecarlo. (d) Ajuste a una gaussiana de anchura 110 MeV del resultado de substraer a los datos la exponencial parametrizada por el Montecarlo.

6. Determinación de Relaciones de Desintegración (Branching ratios).

El Branching ratio $Z^0 \to J/\psi + X$ viene dado por:

$$Br(Z^0 \to J/\psi + X) \times Br(J/\psi \to \mu^+\mu^-) = \frac{N_{J/\psi}}{A_{J/\psi} \cdot \epsilon_{\mu\mu}} \cdot \frac{A_{had}}{N_{had}} \cdot \frac{\Gamma_{had}}{\Gamma_Z}$$

donde:

- $N_{J/\psi}$ es el número de J/ψ de nuestra muestra
- los valores de las anchuras de desintegración Γ_{had} y Γ_Z los tomamos de la Referencia [8]:

  $\Gamma_{had} = 1742 \pm 19$ MeV

  $\Gamma_Z = 2501 \pm 17$ MeV
- el valor de la aceptancia de J/ψ en la zona del ajuste es $A_{J/\psi} = (32.81 \pm 1.49$ (estad))%.
- $\epsilon_{\mu\mu}$ representa la eficiencia de detección de los dos muones debida a efectos no incluidos en la aceptancia calculada. El efecto más importante en este sentido es el debido a la existencia de celdas muertas en las cámaras de muones. Hemos estimado que la eficiencia para detectar un muon del que exigimos recibir señal de al menos dos cámaras P y una Z es $\epsilon_\mu = 94.4 \pm 0.5$ (estad) %. La eficiencia para detectar dos muones la determinamos como el producto de sus eficiencias individuales: $\epsilon_{\mu\mu} = 89.1 \pm 1.0$ (estad) %

entonces:

$$\boxed{Br(Z^0 \to J/\psi + X) \times Br(J/\psi \to \mu^+\mu^-) = (0.20 \pm 0.04\ (\text{est}) \pm 0.01\ (\text{sist})) \times 10^{-3}}$$

El error que se obtiene es fundamentalmente estadístico, y procede del error en la determinación del $N_{J/\psi}$. En la estimación del error sistemático hemos considerado las contribuciones procedentes de las siguientes fuentes:

- fijar la anchura de la gaussiana en el ajuste y utilizar para describir el fondo la parametrización obtenida en el ajuste a los sucesos Montecarlo. Hemos variado en ± 10 MeV la anchura de la gaussiana y en una sigma la pendiente de la exponencial fijada por el Montecarlo para estimar el error sistemático debido a este efecto.

- el error en el valor de la aceptancia $A_{J/\psi}$.

- una no exacta simulación Montecarlo, que hemos estimado variando los criterios de selección de distancia al vértice, acolinearidad y momento mínimo de los dimuones. Como se aprecia en las Figuras 9a, 9b y 9c, la variación del valor del $Br(Z^0 \rightarrow J/\psi + X) \times Br(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)$ está siempre dentro del error estadístico de la medida, y por ello no puede deducirse la existencia de un error sistemático.

- el error en la medida de la eficiencia $\epsilon_{\mu\mu}$.

En la tabla 3 se desglosan los valores de las diferentes contribuciones consideradas:

Tabla 3: Errores sistemáticos en $Br(Z^0 \rightarrow J/\psi + X) \cdot Br(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)$

FUENTES	$\Delta(Br(Z^0 \rightarrow J/\psi + X) \cdot Br(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)) \times 10^3$
Ajuste	± 0.01
Aceptancia	± 0.01
Selección (Cortes)	–
Eficiencia	< 0.01

El error sistemático lo hemos determinado como la suma cuadrática de estas contribuciones.

Además hemos considerado, como posibles fuentes de errores sistemáticos, la propagación del error en la luminosidad, menor que el 1%, en la estimación del número de sucesos hadrónicos, el error de la aceptancia hadrónica y el error en la medida de las anchuras de desintegración Γ_Z y Γ_{had}. Sin embargo en conjunto suponen una variación del producto de Branching ratios menor que 0.01, y pueden ignorarse.

Concluimos que con la estadística actual los errores estadísticos dominan a los sistemáticos y no es necesario a este nivel hacer un estudio más exhaustivo de errores.

Si utilizamos el valor del Branching ratio: $Br(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-) = (5.90 \pm 0.25)\%$ de la Referencia [7], podemos determinar el valor del Branching ratio $Br(Z^0 \rightarrow$

$J/\psi + X)$. Así, obtenemos:

$$\boxed{Br(Z^0 \rightarrow J/\psi + X) = (3.4 \pm 0.7\ (\mathrm{estad}) \pm 0.2\ (\mathrm{sist})) \times 10^{-3}}$$

Este resultado es compatible con otros resultados obtenidos en LEP [9].

Finalmente, y asumiendo que nuestra muestra de J/ψ procede de la desintegración de mesones B($\bar{\mathrm{B}}$), puede estimarse el $Br(b \rightarrow J/\psi + X)$ como:

$$Br(b \rightarrow J/\psi + X) = \frac{Br(Z^0 \rightarrow J/\psi + X)}{2 \cdot Br(Z^0 \rightarrow hadrones) \cdot (\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}})}$$

y tomando $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} = 0.204 \pm 0.020$ de la referencia [10], obtenemos:

$$\boxed{Br(b \rightarrow J/\psi + X) = (1.20 \pm 0.25\ (\mathrm{estad}) \pm 0.15\ (\mathrm{sist}))\%}$$

que es compatible con el valor medio medido en CLEO [11] y el valor predicho teóricamente [12].

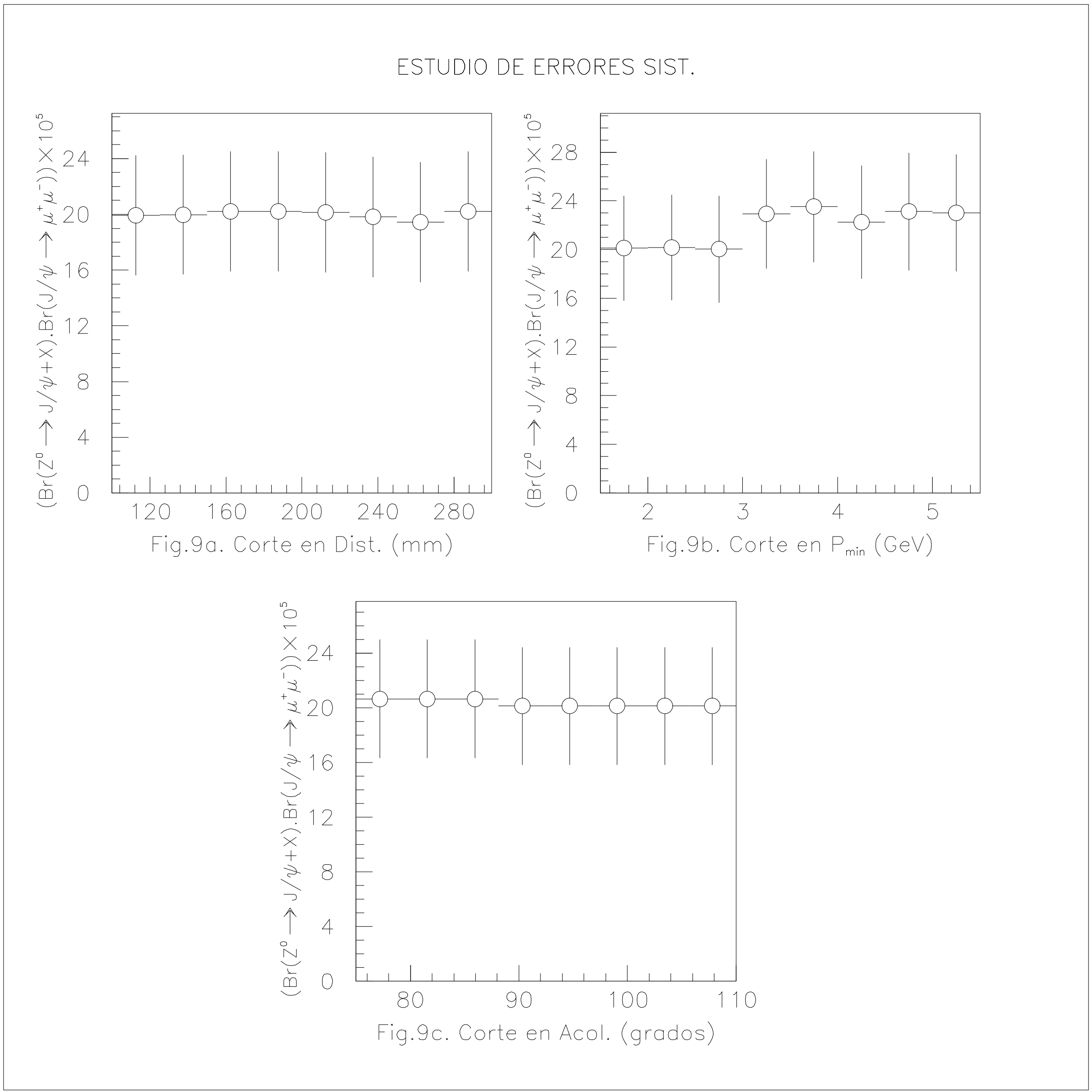

Figura 9. Variación del $(Br(Z^0 \rightarrow J/\psi + X) \times Br(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-))$ con un corte en : (a) distancia mínima de los muones al vértice; (b) momento mínimo de los muones; (c) acolinearidad entre muones. La finalidad de este estudio es detectar, como una posible fuente de error sistemático, una mala simulación Montecarlo en torno a los cortes de selección aplicados.

7. Conclusiones

Con los 320600 sucesos del tipo $Z^0 \rightarrow hadrones$ tomados en 1991 con el detector L3 de LEP, hemos encontrado evidencia de la producción de mesones J/ψ. El canal de desintegración utilizado ha sido $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Hemos seleccionado una muestra de sucesos a partir de la cual hemos obtenido como resultado experimental el valor del $Br(Z^0 \rightarrow J/\psi + X) \times Br(J/\psi + \mu^+\mu^-)$, y de ahí hemos derivado el $Br(Z^0 \rightarrow J/\psi + X)$ y estimado el $Br(b \rightarrow J/\psi + X)$. Todos los resultados están en buen acuerdo con las predicciones teóricas y con otros resultados experimentales.

En un futuro, con más estadística, la producción de J/ψ permitirá abordar otros temas de interés como por ejemplo:

- aquellos que se derivan del estudio del J/ψ como indicador de la presencia de hadrones con sabor b (canal (1)). En particular:
  - estudiar la violación de CP en estados finales $B \rightarrow J/\psi + K$.
  - medir la vida media del B (especialmente en el caso de que el detector de microvértice en L3 que se instalará en un futuro próximo esté plenamente operativo).
  - determinar con mas precisión el parámetro de fragmentación del quark b.
- aquellos que se derivan del estudio de otros mecanismos de producción del J/ψ, en particular la producción de J/ψ's procedentes de jets gluónicos(canal (2)).

Agradecimientos:

A todos los amigos, profesionales y compañeros que, ya sea desde Madrid o desde el CERN, constituyen el grupo de partículas del CIEMAT. Muy especialmente al Dr. Marcos Cerrada que ha dirigido este trabajo y cuyo empeño me ha obligado a terminarlo, al Dr.Jesus Salicio que me dió su paciencia y amistad desde el primer día, y a M^a Dolores Torras que siempre me ha ofrecido su tiempo desinteresadamente.

A todas las personas que, fuera de mi trabajo, forman mi entorno personal y a las que debo su comprensión, paciencia y confianza.

Referencias:

[1] El J/ψ fué descubierto casi simultáneamente por dos grupos en 1974, proporcionando la primera evidencia experimental de la existencia de quarks con encanto (charmed quarks):

J.J. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. **33** (1974), 1404, y

J.E. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. **33** (1974), 1406.

[2] H. Fritzsch, *Seeing the B mesons in hadronic collisions.* Phys. Lett. **B86** (1979), 164.

[3] K.Hagiwara, A.D.Martin and W.J.Stirling, *J/ψ production from gluon jets at LEP.* Phys. Lett. **B267** (1991), 527-531

[4] L3 Collaboration, B. Adeva et al., *The Construction of the L3 Experiment.* Nucl. Instr. and Meth. **A289** (1990), 35.

[5] La granularidad de los calorímetros permite conocer la distribución espacial de las deposiciones de energía consecuencia del paso de las partículas. Mediante algoritmos de agrupamiento de estas deposiciones se obtienen los llamados clusters, que proporcionan información sobre la multiplicidad de partículas en el estado final. Para más detalle vease:

O . Adriani et al., Nucl. Instr. and Meth. **A302** (1991), 53.

[6] Particle Data Group, M. Aguilar-Benitez et al., *Review of Particle Properties 1990.* Phys. Lett. **B239** (1990), 1.

[7] MARK-III Collaboration, D. Coffman et al., *Direct measurement of the J/ψ leptonic branching fraction.* Phys. Rev. Lett. **68** (1992), 282.

[8] L3 Collaboration, B. Adeva et al., *Measurement of electroweak parameters from hadronic and leptonic decays of the Z^0.* Z. Phys. **C51** (1991), 179.

[9] The OPAL Collaboration, G. Alexandre et al., *Observation of J/ψ Production in Multihadronic Z^0 Decays.* Phys. Lett. **B266** (1991), 485.

[10] L3 Collaboration, B. Adeva et al., *Measurement of $Z^0 \to b\bar{b}$ decay properties.* Phys. Lett. **B241** (1990), 416.

[11] CLEO Collab., M. S. Alam et al., *Study of the decay $B \to \psi X$.* Phys. Rev.

D34 (1986), 3279.

[12] S. T. Jones and P. H. Cox, *Leading-logarithmic and α_s corrections to the decay $B \to \psi X$.* Phys. Rev. **D35** (1987), 1064.