Instituto de Física Corpuscular

Centro mixto Univ. de Valencia (Estudi General) – CSIC

Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear

UNIVERSITAT DE VALÈNCIA

Búsqueda de charginos con el detector DELPHI de LEP a $E_{cm} = 130 - 172$ GeV

Tesis Doctoral

Sergio Navas Concha

11 julio 1997

D. Juan José Hernández Rey, Colaborador Científico del Consejo Superior de Investigaciones Científicas (C.S.I.C.),

CERTIFICA:

Que la presente memoria "Búsqueda de charginos con el detector DELPHI de LEP a $E_{cm} = 130 - 172$ *GeV" ha sido realizada bajo mi dirección en el Instituto de Física Corpuscular de Valencia (Centro Mixto Universitat de Valéncia – CSIC) por D. Sergio Navas Concha y constituye su Tesis Doctoral para optar al grado de Doctor en Físicas por la Universidad de Valencia.*

Y para que conste, en cumplimiento de la legislación vigente, firmo el presente Certificado en Burjassot, a 26 de mayo de 1997.

Fdo. D. Juan José Hernández Rey

A mis padres y hermana

A Angela

Summary

Introduction

The goal of this work is the search for charginos using the data collected with the DELPHI detector at LEP during the years 1995 – 1996 at energies E_{cm} = 130.4, 136.3, 161.4 and 172.4 GeV. In this thesis the methods used and the results obtained are described.

The physical motivations for this study are clear. One of the most promising ideas to extend the Standard Model is Supersymmetry. Supersymmetry (SUSY) is a symmetry that relates bosons and fermions in such a way that both types of particles play a similar role in the theoretical description of the known interactions. In addition to its evident theoretical appeal this idea is supported by a series of phenomenological clues that makes of great interest its experimental study, in particular the search for the particles that it predicts and which have not been found yet. Charginos are one of the most important candidates of this search, because the lightest chargino is expected to be among the lightest supersymmetric partners of the conventional particles and because, for a wide region of the SUSY parameter space, the production cross-sections in $e^+ e^-$ collisions are, in the Minimal Standard Supersymmetric Model (MSSM), large enough –above or of the order of picobarns– to be observed.

Between 1989 and 1995 the so-called *LEP–I programme* was carried out at CERN. The LEP accelerator worked at a center of mass energy around the Z^0 boson mass. The measurements performed during that period by the four LEP experiments allowed to test the Standard Model to a high accuracy and to set an absolute lower limit of the chargino mass of 45 GeV/c^2.

The *LEP–II programme*, one of whose main objectives is the search for new particles, started at the end of 1995 when LEP increased its energy of operation to 70 GeV per beam, collecting an integrated luminosity close to 6 pb^{-1} in the energy range E_{cm} = 130.4 – 140.2 GeV. In 1996, LEP increased again its energy in two stages: during the summer, reaching for the first time the $W^+ W^-$ production threshold, at 80.6 GeV per beam, and at the end of the year, operating at 86.2 GeV. The integrated luminosity collected at these energies was 9.6 and 10.2 pb^{-1}, respectively. The increase in energy will continue during at least the next two years and it is expected that LEP will be able to reach a center of mass energy of 192 GeV in 1998. In this work the results obtained from the analysis of the data taken at E_{cm} = 130.4 – 172.4 GeV with a total luminosity of $\mathcal{L}$ = 25.7 pb^{-1} are presented.

This study has been performed within the theoretical framework of the Minimal Standard Supersymmetric Model (MSSM), assuming Grand Unification and R–parity conservation. Concerning the nature of the lightest supersymmetric particle, two cases have been treated:

- "Neutralino LSP scenario", i.e. assuming that the supersymmetry breaking is mediated by gravity. The lightest supersymmetric particle is assumed to be either the neutralino ($\tilde{\chi}_1^0$) or the sneutrino ($\tilde{\nu}$).
- "Gravitino LSP scenario", i.e. assuming that the breaking is mediated by the gauge interactions and, therefore, the gravitino ($\tilde{G}$) is the lightest supersymmetric particle. The most natural case, in which the second lightest supersymmetric particle is the $\tilde{\chi}_1^0$ with a non-negligible photino component, giving rise to $\tilde{\chi}_1^0 \to \gamma \tilde{G}$ decays, is assumed.

At LEP and within the MSSM, charginos are produced in pairs. The products of the chargino decay are fermions plus the LSP, which escapes detection. Therefore, $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ events are characterized by high amounts of missing energy and momentum. Moreover, within the "Gravitino LSP scenario", the presence of two energetic and isolated photons coming from the decay of the first neutralino provides an additional signature.

The outline of this thesis report is the following. In the first Chapter a description of those theoretical and phenomenological aspects related to the idea of Supersymmetry which are relevant to our study are given. Firstly, some of the questions raised by the Standard Model and which induce us to think about more general theories than the SM are set forth. The concepts of Grand Unification and Supersymmetry are introduced. Later on in the chapter, the basic components of the Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM) are treated in some depth. The chargino production and decay mechanisms at LEP are explained (a more detailed description of some of these concepts is given in Appendix A). Finally, the hypotheses on which our study is based are collected, explicitly mentioning the assumptions under which the results of our chargino search are valid.

The second Chapter is devoted to the description of the experimental set-up that allowed us to carry out this study. On one hand, the most relevant features of the LEP accelerator and of its operation during the years 1995 – 1996 are summarized. On the other, the DELPHI detector is treated, briefly describing the most important properties of each of its subdetectors. In addition, the analysis and reconstruction of the events starting from the detector electronic raw data and the computer programs used in each task are described.

In Chapter Three the study of the signal and background processes is treated. For what concerns the signal, the topological features of $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ events are described, emphasizing the differences between the two processes analyzed (stable and unstable $\tilde{\chi}_1^0$) and between the *degenerate* and *non-degenerate* cases. The criteria followed in the Monte Carlo simulation in order to reduce the huge range of possibilities are explained and our approach in exploring the SUSY parameter space is given in detail. Concerning the background processes, a brief description of those which turn out to be the most relevant in the search for charginos at *LEP–II* energies is given and the method followed in the Monte Carlo generation of events is explained. Finally, some details concerning the simulation of the DELPHI detector are commented.

In the fourth Chapter the analysis developed in the search for charginos in the two scenarios studied - stable and unstable $\tilde{\chi}_1^0$ - is explained in detail, focusing in the analysis performed with the data taken at $E_{cm} = 172.4$ GeV. Firstly, the method followed in the construction of the selection criteria for each topology is treated, estimating the efficiency for the signal and background events. In Appendix B some of the details related to the analyses performed at $E_{cm} = 130.4 - 161.4$ GeV are summarized, whilst in Appendix C the Monte Carlo distributions of the most interesting observables are shown. The spectra of the different standard physics processes which contribute to the background are compared to those of the signal, $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$. Furthermore, the technique used to study the region $M_2 \simeq \mu \simeq 0$ with $|\mu| < 0$ and $tan\beta$ close to unity is explained. This region is particularly difficult since some special effects, which are present nowhere else in SUSY parameter space, appear here. A comparative study between the number of events in real data and the number of background events (estimated by Monte Carlo simulation) that fulfill the different selection cuts is presented, showing that there is good agreement between both quantities at any level of cuts. Finally, a list of events that pass the selection criteria at the different working energies is given and the most salient features of each event are mentioned.

Chapter Five is devoted to the final results of the chargino search in the cases of stable and unstable $\tilde{\chi}_1^0$ after the analysis of the data taken by DELPHI in the energy range E_{cm} = 130.4 GeV - 172.4 GeV. First, the method used to obtain the exclusion limits is explained in detail. This method consists in the comparison of the expected number of $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ events after applying the selection criteria to the upper limit at 95 % C.L. of the number of $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ events extracted from real data. Then, the lower limits on the chargino mass and upper limits on $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ production cross-section, computed at the 95 % C.L., in the *degenerate* and *non-degenerate* cases and for several values of the sneutrino mass, are given. These experimental results are translated to exclusion regions in the parameter space of the MSSM. In addition, in the case of a stable $\tilde{\chi}_1^0$ and a heavy sneutrino, a lower limit to the lightest neutralino mass as a function of $tan\beta$ is set combining the limits derived from the chargino search at *LEP–II* and the neutralino search at *LEP–I*.

In the final Chapter the main results of our work are described.

Results

- A search for charginos with the data collected with the DELPHI detector at LEP during the years 1995 – 1996 at energies E_{cm} = 130.4, 136.3, 161.4 and 172.4 GeV has been performed. A total integrated luminosity of 25.7 pb^{-1} was analyzed. In this thesis report the methods used and the results obtained in the search for charginos were described.

  The study was carried out within the theoretical framework of the Minimal Standard Supersymmetric Model, assuming R–parity conservation and in two different scenarios, namely: when the lightest supersymmetric particle (*LSP*) is the first neutralino or the sneutrino –"Neutralino *LSP* Scenario"– and when the *LSP* is the gravitino –"Gravitino *LSP* Scenario"–. Grand Unification was assumed as well, so that the following relation between the gaugino masses holds: $M_1 = \frac{5}{3}\tan^2\theta_W \cdot M_2 \simeq 0.5 \cdot M_2$.

- From an experimental point of view, it is observed that the variables which have the largest influence on the signal detection efficiency (ε) are the first chargino mass and the difference between this mass and the *LSP* mass (ΔM). In order to estimate ε, events were generated by Monte Carlo simulation. These events were chosen to be representative of the different regions of the SUSY parameter space and in a wide range of $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ and ΔM values. The efficiency in any point of the SUSY space was estimated from the probability of decay to the purely leptonic channel and the partial detection efficiencies of each topology, expressed as simple polinomic functions of ΔM and of the chargino mass. Concerning the background, the most important processes at the different energies were generated by Monte Carlo simulation.

- Within the "Neutralino *LSP* Scenario", the mean efficiencies obtained are 18 % in the *degenerate* region ($\Delta M = 5$ GeV/c^2), 55 % in the *non-degenerate* region ($\Delta M > 10$ GeV/c^2) and 15 % when ΔM is above 70 GeV/c^2. The total estimated background at $E_{cm} = 172$ GeV is 2.4 $\pm$ 0.2 events in the *non-degenerate* selection and 0.87 $\pm$ 0.17 events in the *degenerate* selection. The most important backgrounds turn out to be the $W^+ W^-$ production in the *non-degenerate* region and the two photon processes ($\gamma\,\gamma$) in the *degenerate* region.

- In the "Gravitino *LSP* Scenario" the efficiency is 55 % for $\Delta M = 1$ GeV, decreasing to 30 % for $\Delta M = 70$ GeV/c^2. The estimated background in these two regions at $E_{cm} = 172$ GeV is 0.41 $\pm$ 0.12 and 0.50 $\pm$ 0.13 events, respectively. The two most important background processes are in both cases $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ and $e^+e^- \rightarrow q\,\bar{q}\,(\gamma)$.

- The region with μ negative and $M_2 \sim |\mu| \sim 0$ with $tan\beta$ close to unity is particularly interesting, since effects that are not expected anywhere else in parameter space, appear in this region, such as the $\tilde{\chi}_2^\pm$ and $\tilde{\chi}_2^0$ production, and the radiative decay of this latter particle to $\gamma\,\tilde{\chi}_1^0$. In order to study this region, a combination of the analyses mentioned above is applied. This increases the efficiency in an important amount, since both radiative and non-radiative decays are selected. In addition, the region $M_2 \simeq |\mu| \simeq 0$, where $\tilde{\chi}_1^+\,\tilde{\chi}_1^-$ events are indistinguishable from $W^+\,W^-$ events is covered comparing the number of $W^+\,W^-$ events detected in DELPHI with the predictions of the Standard Model.

- A total of five chargino candidate events pass the selection cuts devised for the study of the "Neutralino *LSP* Scenario" in all the energy range analyzed ($E_{cm} = 130.4$ – 172.4 GeV), while no event is selected by the "Gravitino *LSP* Scenario" criteria. In both cases, this is compatible with the background estimated by Monte Carlo.

- The exclusion limits at the 95% C.L. obtained combining the results at the different energies are shown in Table 0.1. These results were obtained for a wide scan in the parameter space:

$$0 \text{ GeV}/c^2 \leq M_2 \leq 800 \text{ GeV}/c^2$$
$$-400 \text{ GeV}/c^2 \leq \mu \leq 400 \text{ GeV}/c^2$$
$$\tan\beta = 1\ ,\ 1.5\ ,\ 35$$
$$m_{\tilde{\nu}} > 300 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{and} \quad 41 \text{ GeV}/c^2 < m_{\tilde{\nu}} < 100 \text{ GeV}/c^2$$

- Assuming that the $\tilde{\chi}^0_1$ is stable, the 95 % C.L. lower limit on the chargino mass in the *non-degenerate* case is $m_{\tilde{\chi}^\pm_1} > 67.8$ GeV/c^2 for a light sneutrino (41 GeV/c^2 < $m_{\tilde{\nu}} < 100$ GeV/c^2) and between $m_{\tilde{\chi}^\pm_1} > 84.3$ GeV/c^2 (if the chargino is gaugino) and the kinematic limit (if the chargino is higgsino) for a heavy sneutrino ($m_{\tilde{\nu}} > 300$ GeV/c^2). In the *degenerate* case ($\Delta M = 5$ GeV/c^2) the limit is $m_{\tilde{\chi}^\pm_1} > 80.3$ GeV/c^2, independently of the sneutrino mass.

- The exact value of the chargino decay probability in any of the topologies can vary in a sizeable amount depending on the scenario. Therefore, it is essential that the chargino search be as independent as possible of the topology. In this work, the values of the lower limit on the chargino mass as a function of B_l have been computed. The dependence of this lower limit on this variable turns out to be small.

- These limits are valid in the whole parameter space if the sneutrino is heavy. If the sneutrino is light, the limits are also valid in the whole parameter space, except in those points where $m_{\tilde{\chi}^0_2} < m_{\tilde{\chi}^\pm_1}$.

- These experimental results have been translated into exclusion regions in the MSSM parameter space and the values of the lower limit on the chargino mass as a function of the parameters M_2 and μ for different values of $tan\beta$ have been estimated.

- Combining the above results with those from the search for neutralinos in *LEP–I* for the case of a stable $\tilde{\chi}^0_1$ and a heavy sneutrino, a lower limit on the mass of the first neutralino as a function of $tan\beta$ has been found. An absolute lower limit of $m^{\min}_{\tilde{\chi}^0_1} > 24.9$ GeV/c^2 is obtained for $tan\beta = 1$.

	Light sneutrino		Heavy sneutrino	
"Neutralino *LSP* Scenario"	$m^{\min}_{\tilde{\chi}^+_1}$	$\sigma^{\max}$	$m^{\min}_{\tilde{\chi}^+_1}$	$\sigma^{\max}$
ΔM **= 5 GeV/c^2**	80.3 GeV/c^2	1.84 *pb*	80.3 GeV/c^2	1.84 *pb*
ΔM **> 10 GeV/c^2**	67.8 GeV/c^2	0.64 *pb*	84.3 GeV/c^2	0.82 *pb*
"Gravitino *LSP* Scenario"				
ΔM **= 1 GeV/c^2**	84.5 GeV/c^2	0.75 *pb*	84.5 GeV/c^2	0.75 *pb*
ΔM **> 10 GeV/c^2**	71.8 GeV/c^2	0.44 *pb*	84.5 GeV/c^2	0.75 *pb*

Tabla 0.1: 95 % confidence level limits for the chargino mass and pair production cross–section at 172 GeV for the *non-degenerate* and *degenerate* scenarios. The cases of a stable and unestable $\tilde{\chi}^0_1$, as well as a light (41 GeV/c^2 < $m_{\tilde{\nu}}$ < 100 GeV/c^2) and heavy ($m_{\tilde{\nu}} > 300$ GeV/c^2) sneutrino, are considered.

Índice General

Introducción

El objetivo del presente trabajo es la búsqueda de charginos a partir de los datos recogidos por el detector DELPHI de LEP durante el período 1995 − 1996 a las energías E_{cm} = 130.4, 136.3, 161.4 y 172.4 GeV. En la presente memoria se describen los métodos empleados y los resultados obtenidos en dicha búsqueda.

Las motivaciones físicas de este estudio son claras. Una de las ideas más prometedoras a la hora de extender el Modelo Estándar es la de Supersimetría. La Supersimetría (SUSY) es una simetría que relaciona bosones y fermiones, de modo que ambos tipos de partículas juegan un papel similar en la descripción teórica de las interacciones. A su evidente atractivo teórico, esta idea une una serie de apoyos e indicios fenomenológicos que hacen que sea de gran interés su contrastación experimental y, en particular, la búsqueda de las partículas que predice y que aún no han sido encontradas. Los charginos son uno de los candidatos más importantes en esta búsqueda, porque se espera que el más ligero de ellos esté entre los más ligeros de los compañeros supersimétricos de las partículas convencionales y porque, para una amplia región del espacio de parámetros SUSY, las secciones eficaces de producción en colisiones e^+e^- son, en el Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo (MSSM), suficientemente altas para su observación (por encima o del orden del picobarn).

Entre los años 1989 y 1995 se llevó a cabo en el CERN el llamado *programa LEP–I*, durante el cual el acelerador LEP funcionó a una energía en centro de masas en torno a la masa del bosón Z^0. Gracias a las medidas realizadas por los cuatro experimentos ubicados en LEP durante dicho período, ha sido posible hacer comprobaciones del Modelo Estándar con una altísima precisión y fijar un límite inferior absoluto en la masa del chargino de 45 GeV/c^2.

El *programa LEP–II*, uno de cuyos objetivos primordiales es la búsqueda de nuevas partículas, dió comienzo a finales de 1995 cuando LEP aumentó su energía de operación hasta 70 GeV por haz, recolectándose una luminosidad integrada cercana a 6 pb^{-1} en el rango de energías E_{cm} = 130.4 − 140.2 GeV. En 1996, LEP volvió a aumentar la energía en dos fases: durante el verano, superando por primera vez el umbral de producción de pares W^+W^- reales, a 80.6 GeV por haz; y operando a 86.2 GeV por haz en el último período del año. La luminosidad integrada recolectada a estas energías ascendió a 9.6 pb^{-1} y 10.2 pb^{-1}, respectivamente. El incremento de energía durará al menos dos años más y se espera que lleve a LEP hasta una energía de $\sim$ 192 GeV en centro de masas en 1998. En el presente trabajo se recogen los resultados obtenidos tras el análisis de los datos tomados a las energías E_{cm} = 130.4 − 172.4 GeV, con una luminosidad total de $\mathcal{L}$ = 25.7 pb^{-1}.

Este estudio se ha llevado a cabo en el marco teórico del Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo (MSSM), suponiendo que existe Gran Unificación y que el número cuántico paridad–R se conserva. En cuanto a la naturaleza de la partícula supersimétrica más ligera (*LSP*) se han considerado dos casos:

- "Escenario neutralino *LSP* ", es decir, suponiendo que la rotura de Supersimetría es mediada por gravedad. Se asume entonces que la partícula supersimétrica más ligera puede ser el primer neutralino ($\tilde{\chi}^0_1$) ó el sneutrino ($\tilde{\nu}$).
- "Escenario gravitino *LSP* ", es decir, suponiendo que dicha rotura es mediada por las interacciones gauge y, por tanto, el gravitino ($\tilde{G}$) es la partícula supersimétrica más ligera. Se asume el caso más natural en el que la segunda partícula más ligera es el $\tilde{\chi}^0_1$ con una componente fotino no nula, dándose la desintegración $\tilde{\chi}^0_1 \rightarrow \gamma \tilde{G}$.

En LEP, y dentro del MSSM, los charginos se producen a pares, siendo los productos de la desintegración fermiones y la *LSP*, que escapa a la detección, por lo que los sucesos $\tilde{\chi}^+_1 \, \tilde{\chi}^-_1$ se caracterizan esencialmente por altos valores de la energía y el momento perdidos. Además, dentro del "escenario gravitino *LSP*" se tiene la signatura adicional que proporciona la presencia de dos fotones energéticos y aislados provenientes de la desintegración del primer neutralino.

El esquema de esta memoria es el siguiente. En el primer Capítulo se ofrece una descripción de los aspectos teóricos y fenomenológicos ligados a la idea de Supersimetría que resultan relevantes en nuestro estudio. Primeramente, se citan algunos de los interrogantes planteados por el Modelo Estándar que inducen a pensar en teorías más generales que dicho modelo, y se introducen los conceptos de Gran Unificación y Supersimetría. Posteriormente, se profundiza en los componentes esenciales del Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo (MSSM), explicando los mecanismos de producción y desintegración de charginos en LEP (en el Apéndice A se ofrece una descripción más detallada de alguno de estos conceptos). Finalmente, se recogen las hipótesis sobre las que hemos basado nuestro estudio, citando explícitamente los supuestos bajo los cuales los resultados ofrecidos en la búsqueda de charginos son aplicables.

El segundo Capítulo se dedica a describir el dispositivo experimental que posibilita la realización del presente estudio. Por un lado, se resumen las particularidades más significativas del acelerador LEP y de su operación durante los años 1995 – 1996. Por otro lado, se trata el detector DELPHI, describiendo brevemente las propiedades más relevantes de cada uno de los subdetectores que lo forman. Además, se detalla el proceso seguido en la reconstrucción y análisis de los sucesos, partiendo de las señales electrónicas de los detectores y empleando programas informáticos específicos para cada tarea.

En el tercer Capítulo nos ocupamos del estudio de la señal y de los procesos contaminantes. En cuanto a la señal, se describen las características topológicas de los sucesos $\tilde{\chi}^+_1 \, \tilde{\chi}^-_1$, haciendo hincapié en las diferencias entre los dos escenarios analizados ($\tilde{\chi}^0_1$ estable e inestable) y entre los casos *degenerado* y *no degenerado*. Además, se explican los criterios seguidos en la simulación Monte Carlo de los sucesos a fin de limitar el enorme rango de posibilidades existente, y se expone en detalle nuestro enfoque a la hora de explorar el espacio de parámetros SUSY. En cuanto a los procesos de fondo, se da una breve descripción de las características de aquellos que resultan relevantes en la búsqueda de charginos a las energías de *LEP–II* y se explica el método seguido en la generación Monte Carlo de los sucesos. Finalmente, se comentan algunos detalles relativos a la simulación del detector DELPHI.

En el cuarto Capítulo se expone con detalle el análisis desarrollado para la búsqueda de charginos en los dos supuestos estudiados, cuando el $\tilde{\chi}_1^0$ es estable y cuando es inestable, centrándonos en el análisis realizado sobre los datos tomados a E_{cm} = 172.4 GeV. En primer lugar se trata el método seguido en la elaboración de los criterios de selección para cada topología, estimándose la eficiencia sobre los sucesos de señal y la contaminación de los procesos de fondo. En el Apéndice B se resumen algunos de los detalles relacionados con el análisis realizado a E_{cm} = 130.4 GeV – 161.4 GeV, mientras que en el Apéndice C se muestran las distribuciones Monte Carlo de los observables más interesantes empleados, comparando espectros de los distintos procesos de física estándar que contribuyen al fondo con los de señal $\tilde{\chi}_1^+$ $\tilde{\chi}_1^-$. Además, se explica la técnica empleada para estudiar la región $M_2 \simeq \mu \simeq 0$, con $|\mu| < 0$ y $tan\beta$ cercano a la unidad, especialmente compleja al presentarse en ella efectos que no son observables en ninguna otra zona del espacio de parámetros. En este capítulo se presenta, asimismo, un estudio comparativo entre el número de sucesos en datos reales y el número de sucesos de fondo (estimados mediante simulación Monte Carlo) que pasan los diferentes cortes de selección, mostrando que existe un buen acuerdo entre ambas cantidades a todos los niveles de cortes. Finalmente, se ofrece la lista de sucesos que pasan los cortes de selección a las diferentes energías de trabajo, citando las características más sobresalientes de cada uno de ellos.

El quinto Capítulo se dedica a la exposición de los resultados finales en la búsqueda de charginos en los casos de $\tilde{\chi}_1^0$ estable e inestable, tras el análisis de los datos recogidos por DELPHI en el rango de energías E_{cm} = 130.4 GeV – 172.4 GeV. En primer lugar se explica con detalle el método seguido para la obtención de los límites de exclusión, consistente en comparar el número de sucesos $\tilde{\chi}_1^+$ $\tilde{\chi}_1^-$ esperados tras aplicar los criterios de selección con el límite superior al 95 % de nivel de confianza del número de sucesos $\tilde{\chi}_1^+$ $\tilde{\chi}_1^-$ observados en datos reales. Posteriormente, se muestran los valores de los límites sobre la masa mínima del chargino y sobre la sección eficaz máxima de producción de pares $\tilde{\chi}_1^+$ $\tilde{\chi}_1^-$, calculados al 95% de nivel de confianza, en los casos *degenerado* y *no degenerado*, y para distintos valores de la masa del sneutrino. Estos resultados experimentales son traducidos en regiones de exclusión en el espacio de parámetros MSSM. Además, en el caso de un $\tilde{\chi}_1^0$ estable y de un sneutrino pesado se consigue fijar un límite inferior sobre la masa del primer neutralino en función del parámetro $tan\beta$ combinando los límites derivados de la búsqueda de charginos en *LEP–II* y de neutralinos en *LEP–I*.

En el Capítulo final se reúnen los resultados de nuestro trabajo.

Capítulo 1

Supersimetría : Aspectos teóricos y Fenomenológicos

En este capítulo se ofrece una descripción de los aspectos teóricos y fenomenológicos ligados a la idea de Supersimetría y que son relevantes para nuestro trabajo.

En la Sección 1.1 se citan algunos de los interrogantes planteados por el Modelo Estándar (M.E.), mientras que en las Secciones 1.2 y 1.3 se introducen los conceptos de Gran Unificación y Supersimetría, exponiéndose algunas de las razones que invitan a pensar que esta teoría es interesante a la hora de extender el Modelo Estándar. En la Sección 1.4 se resumen las características esenciales del *Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo* y en la Sección 1.5 se describe la mezcla de *higgsinos* y *gauginos* y la obtención de los espectros de masa de los *charginos* y *neutralinos*. Los mecanismos de producción y desintegración de charginos se explican con detalle en las Secciones 1.6 y 1.7. Finalmente, en la Sección 1.8, se recogen explícitamente las hipótesis sobre las que hemos basado nuestro estudio de búsqueda de charginos.

1.1 Más allá del Modelo Estándar

A pesar del éxito del Modelo Estándar (M.E.) en describir todos los resultados experimentales conocidos hasta el momento y, en particular, las medidas de gran precisión de *LEP*, hay claros indicios de que este modelo no puede ser más que una *parametrización de baja energía* (enormemente eficaz, eso sí) de una teoría más completa.

Aunque consistente internamente, el M.E. da lugar a una serie de interrogantes que inducen a pensar en teorías más generales que dicho modelo. Como veremos, las teorías propuestas no resuelven todos estos *problemas*, y en ocasiones introducen otros nuevos, pero estas cuestiones que el M.E. deja sin responder han sido históricamente una de las motivaciones para buscar teorías más allá del M.E. que tengan a éste como límite de baja energía.

Algunos de los interrogantes que plantea el M.E. son los siguientes:

- **Los grupos de Gauge del M.E.**

  No hay ninguna explicación dentro del propio M.E. del porqué de la existencia de tres grupos de simetría independientes, $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. No hay tampoco ninguna justificación de la enorme diferencia entre las constantes de acoplo adimensionales de las interacciones electrodébil y fuerte a las energías actuales. El ángulo de Weinberg, que es una medida de los acoplos correspondientes a los grupos $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$, es un parámetro libre del M.E. (debido precisamente a que $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ es un producto de grupos simples, no un grupo simple él mismo).

- **El número de parámetros del M.E.**

  El M.E. contiene más de 20 parámetros libres si contamos los acoplos de gauge, los de Yukawa, los parámetros de mezcla y los del potencial de Higgs. No existe ninguna predicción del M.E. respecto a estos parámetros.

- **Los fermiones**

  Existen dos interrogantes sobre el sector fermiónico del M.E. Por un parte, no hay ninguna justificación de la existencia de tres generaciones idénticas de fermiones. Por otra, no hay ninguna explicación de la existencia de quarks por un lado y leptones por otro, es decir de tripletes y singletes bajo $SU(3)_C$, como tampoco existen relaciones dentro del M.E. entre las masas de unos y otros.

- **La cuantización de la carga**

  No hay ninguna explicación de porqué la carga eléctrica de positrones y protones es exactamente la misma. Debido a que los grupos abelianos permiten la presencia de constantes de acoplo arbitrarias (dicho de otro modo se puede reescribir QED con cargas diferentes para diferentes campos), la presencia del grupo $U(1)_Y$ entre los grupos de simetría hace que el M.E. no pueda explicar la cuantización de la carga y que el hecho de que las cargas del positrón y del protón sean iguales hasta una parte en 10^{20} tenga que aceptarse como algo puramente accidental.

- **Problemas de Ajuste Fino, Jerarquía Gauge y Naturalidad**

  Estos problemas están relacionados, básicamente, con la existencia de escalas muy diferentes de energía en presencia de escalares como el bosón de Higgs. Éste, al no estar protegido por ninguna simetría, se acopla a escalas superiores de energía impidiendo una teoría a la escala electrodébil a no ser que se acepten artificiosos *ajustes finos* entre algunos de los parámetros de la teoría. La propia existencia de escalas tan diferentes de energía suscita interrogantes. Veremos con más detalle estos problemas en la Sección 1.3 dedicada a Supersimetría.

- **Otros**

  Existen algunos otros aspectos del M.E. que pudieran considerarse problemas no resueltos. Entre ellos podemos mencionar la cuestión de porqué los fermiones son quirales, es decir se acoplan de forma diferente a las interacciones gauge; la razón de la conservación de los números leptónico y bariónico, etc.

1.2 Gran Unificación

Algunos de los problemas mencionados pueden ser parcialmente resueltos a través de la idea de Gran Unificación [1][2][3], que consiste en suponer que los grupos de simetría del M.E. son parte de un grupo más amplio G, es decir $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \subset G$. Esta idea se vió impulsada históricamente por la observación [4] de que, aunque las interacciones fuerte, electromagnética y débil son muy diferentes a baja energía, las constantes de acoplo tienden a aproximarse al aumentar aquella. Una explicación natural de este efecto es que existe un grupo gauge simple del que procede el M.E. por rotura de simetría a la escala de Gran Unificación.

El valor de las constantes de acoplo, α_i, a una escala μ puede obtenerse a partir de su valor a la escala electrodébil, $\sim M_W$, utilizando las ecuaciones del grupo de renormalización, que a un *loop* dan la siguiente relación:

$$\frac{1}{\alpha_i(\mu)} = \frac{1}{\alpha_i(M_W)} - 8\,\pi\, b_i\, log(\frac{\mu}{M_W}) \tag{1.1}$$

donde b_i son los coeficientes de las llamadas *funciones beta* y dependen del contenido exacto del espectro de partículas.

La escala de Gran Unificación ha de ser grande en términos de la escala electrodébil debido a la variación logarítmica de las constantes de acoplo con la energía. Dicha escala es del orden de $10^{15} - 10^{16}$ GeV dependiendo del contenido exacto del espectro de partículas. A esta energía existiría, pues, una única constante de acoplo.

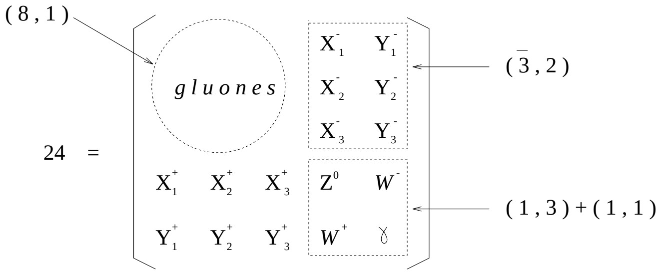
El grupo más pequeño que cumple las condiciones para contener al grupo de simetría del M.E. (entre otras que admita representaciones complejas a fin de tener fermiones quirales) es $SU(5)$ [2]. Los 15 espinores de Weyl de una generación de fermiones pueden acomodarse en un quintuplete y en un decuplete de $SU(5)$ de la siguiente manera:

$$\bar{5} = (\bar{3},1) + (1,2) = \begin{pmatrix} d_1^c \\ d_2^c \\ d_3^c \\ e^- \\ -\nu_e \end{pmatrix}_L \qquad \begin{matrix} \leftarrow (\bar{3},1) \\ \leftarrow (1,2) \end{matrix}$$

$$10 = (3,2) + (\bar{3},1) + (1,1) = - \begin{pmatrix} 0 & -u_3^c & u_2^c & u_1 & d_1 \\ u_3^c & 0 & -u_1^c & u_2 & d_2 \\ -u_2^c & u_1^c & 0 & u_3 & d_3 \\ -u_1 & -u_2 & -u_3 & 0 & e^+ \\ -d_1 & -d_2 & -d_3 & -e^+ & 0 \end{pmatrix}_L$$

donde el superíndice c indica el conjugado complejo y los índices numéricos son índices de $SU(3)_C$. Puede verse la descomposición en multipletes de $SU(3)_C \otimes SU(2)_Y$ dentro de la asignación en $SU(5)$. Es de notar que los 15 espinores de Weyl de cada generación saturan esta asignación. No hay, pues, espacio para partículas adicionales. De hecho, el neutrino no puede tener masa puesto que no hay espacio para el antineutrino en esta asignación (aunque podría ponerse un neutrino de quiralidad positiva como singlete).

Por otro lado, la invarianza local de gauge require la introducción de N^2 - 1 = 24 bosones de gauge que se transforman según la representacion adjunta de $SU(5)$ y que pueden escribirse como:



Este 24-plete puede descomponerse en función de $SU(3)_C \otimes SU(2)_Y$ como $24 = (8,1) \oplus (1,3) \oplus (1,1) \oplus (\bar{3},2) \oplus (3,2)$, representaciones que corresponden respectivamente a los gluones, los $W^{\pm}$ y el Z^0, el fotón y los nuevos bosones X,Y, llamados leptoquarks, que tienen carga eléctrica fraccionaria y que dan lugar a transformaciones entre quarks y leptones.

Una de las predicciones de esta teoría es la cuantización de la carga. Puesto que la carga ha de ser uno de los generadores del grupo y puesto que estos han de ser de traza nula, la suma de las cargas eléctricas de todas las partículas de una representación irreducible ha de ser cero, lo que explica que las cargas de los quarks de tipo d y u sean 1/3 y 2/3 la del electrón, respectivamente.

Otra predicción es el valor del ángulo de Weinberg, que a la escala de Gran Unificación es:

$$sin^2\theta_W = \frac{Tr(T_{3L}^2)}{Tr(Q^2)} = \frac{3}{8} \tag{1.2}$$

Usando las ecuaciones del grupo de renormalización puede calcularse $sin^2\theta_W$ a la escala electrodébil. El valor así obtenido [5] es aproximadamente del orden del medido experimentalmente, aunque está a varias desviaciones estándar de este último. Como veremos más adelante, al añadir Supersimetría las predicciones del ángulo de Weinberg mejoran.

Otra predicción de Gran Unificación se refiere a la desintegración del protón. La estimación de la vida media del protón utilizando $SU(5)$ como grupo de Gran Unificación está en desacuerdo con los límites fijados por el experimento. No obstante, la incorporación de Supersimetría incrementa la escala de energía a la que tiene lugar la unificación y hace que la predicción de dicha vida media esté por encima de los límites experimentales. También la magnitud aproximada de la relación entre las masas del quark b y el leptón τ es predicha por la Gran Unificación.

En la actualidad se tiende a pensar que es posible la unificación basada en teorías de cuerdas sin recurrir a un grupo intermedio de Gran Unificación. Una de las diferencias más importantes de la unificación con la teoría de supercuerdas es que, incluso si el grupo de gauge no tiene Gran Unificación por debajo de la escala de compactificación, los acoplamientos de gauge están relacionados y sigue habiendo una estructura de multipletes definida. Así pues, se pueden seguir conservando las buenas propiedades de Gran Unificación sin tener que agrandar el grupo de gauge y, en consecuencia, sin encontrar los problemas asociados a la rotura espontánea de tal grupo (por ejemplo los tres Higgses de color del quintuplete de Higgses que se necesitan para romper $SU(5)$, y que habría que suponer artificialmente pesados para evitar que medien en la desintegración del protón). Las teorías de cuerdas son teorías supersimétricas de forma natural.

1.3 Supersimetría

La Supersimetría [7][8] es una simetría que relaciona bosones y fermiones. En las teorías supersimétricas ambos tipos de partículas juegan un papel similar en la descripción teórica de las interacciones. Las extensiones supersimétricas del M.E. (véase la siguiente sección) pueden dar respuesta a algunos de los interrogantes que se plantean en este modelo y permiten hacer predicciones relativamente bien definidas a las energías de *LEP II* y del *LHC*. Por todo ello, la búsqueda de las partículas predichas por Supersimetría es un objetivo experimental de primera importancia.

Algunos de los indicios teóricos y fenomenológicos que invitan a considerar seriamente la hipótesis de Supersimetría son los siguientes:

- **La Supersimetría es una simetría espacio-temporal fundamental.**

  La naturaleza parece tener una cierta predilección por las teorías *gauge*. Las teorías supersimétricas, además de ser teorías gauge, integran de una forma fundamental el espín en su estructura gauge, tratando en el mismo plano bosones y fermiones. La Supersimetría unifica *la fuerza* con *la materia*.

- **La Supersimetría da una solución al problema de la Jerarquía Gauge y de la Naturalidad.**

  Este argumento apoya la existencia de Supersimetría <u>a la escala electrodébil</u>, la llamada Supersimetría de baja energía.

  Ambos problemas, el de la Jerarquía y el de la Naturalidad, son bien conocidos desde hace tiempo. El bosón de Higgs en el Modelo Estándar, al ser un escalar fundamental y no estar protegido por ninguna simetría, no se desacopla de escalas superiores en energía, sino que diverge cuadráticamente con cualquier *cut-off*. El parámetro μ^2 del potencial de Higgs es inestable frente a correcciones radiativas y tiende, bajo ellas, a tomar los valores de las escalas superiores que intervengan en el lagrangiano (Gran

Unificación, Masa de Planck o cualquiera otra nueva física). Puesto que $|\mu|/\sqrt{\lambda}$ (siendo λ el coeficiente de autoacoplo del Higgs) ha de ser del orden de la escala electrodébil, si admitimos que $|\mu|$ es del orden de la escala superior, entonces λ toma valores que llevan al sector de Higgs a un régimen no-perturbativo. Si, por otro lado, insistimos en que $|\mu|$ sea del orden de la escala electrodébil, para evitar que las correcciones radiativas se lo lleven a la escala superior tenemos que hacer un artificioso ajuste fino en el proceso de renormalización, poniendo a mano y orden a orden en teoría de perturbaciones valores extremadamente pequeños de los cocientes de μ sobre la correspondiente escala superior. Un procedimiento nada *natural*. De hecho, la naturalidad puede definirse de una forma más precisa de la siguiente manera [10]: cualquier parámetro pequeño presente en el lagrangiano no es natural si la simetría del lagrangiano no aumenta al hacer cero dicho parámetro. Efectivamente, todos los parámetros tienen como valor natural el de la mayor escala de física presente en el lagrangiano. Si alguno es cero, es porque alguna simetría así lo requiere, y si es distinto de cero, pero pequeño, es sólo como efecto de la rotura de esa simetría. La simetría asegura el desacoplo del parámetro de las escalas superiores. En el Modelo Estándar los bosones vectoriales están protegidos del efecto de acoplo a escalas superiores tras correcciones radiativas precisamente por la simetría gauge, y los fermiones por la *quiralidad*. Todas las correcciones radiativas a la masa de los fermiones son proporcionales a la masa que aparece en el lagrangiano. Si esta es cero, las correcciones radiativas se anulan: los fermiones sin masa siguen siendo sin masa incluso tras las correcciones radiativas, debido a la simetría quiral.

La Supersimetría da una solución a estos problemas. La inclusión de compañeros supersimétricos para el propio bosón de Higgs hace la teoría *natural* en el sentido anteriormente mencionado. La simetría que hace que el parámetro μ^2 sobre cualquier escala superior sea pequeño es precisamente la Supersimetría. De hecho, en el caso supersimétrico las correcciones radiativas no acoplan el bosón de Higgs con las escalas superiores porque los diagramas correspondientes contienen bucles de fermiones y de bosones con signos opuestos que se cancelan en el límite de perfecta Supersimetría. Para que las correcciones sean entonces del orden de la escala electrodébil es necesario que los compañeros supersimétricos se diferencien en masa de las partículas ordinarias en una cantidad del orden de dicha escala, en cualquier caso masas inferiores al TeV.

- **Las predicciones de Gran Unificación coinciden con las medidas de precisión a baja energía sólo si se incluye Supersimetría.**

  Si, mediante las ecuaciones del grupo de renormalización, hacemos evolucionar (incluyendo el espectro de partículas conocidas) las tres constantes de acoplo desde la escala electrodébil a escalas de energía superiores, estas constantes en realidad no se encuentran en un solo punto (Figura 1.1 a). Sin embargo, si incluimos el espectro supersimétrico (lo que cambia los coeficientes que intervienen en las ecuaciones del grupo de renormalización), las tres constantes sí convergen [11] (Figura 1.1 b). Además, la energía a la que esto ocurre es mayor en el caso supersimétrico, con lo que las predicciones para la vida media del protón de los modelos de Gran Unificación como SU(5) no están en desacuerdo con los límites experimentales [6], como es el caso en los modelos de unificación no supersimétricos.

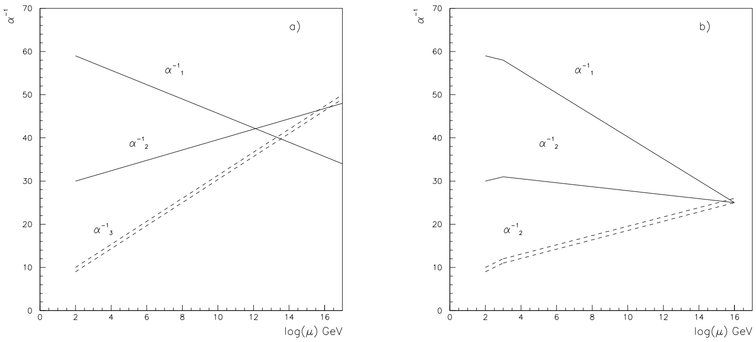


Figura 1.1: Evolución de las constantes de acoplo a altas energías, a) sin incluir Supersimetría, b) incluyendo Supersimetría.

A la energía de unificación tenemos tres valores de las constantes de acoplo y sólo dos parámetros fundamentales (la energía y el valor común de las constantes) con lo que podemos hacer una predicción que puede expresarse de diversos modos. Uno de ellos, especialmente conveniente para comparar con los resultados experimentales a baja energía, es dar el valor de $sin^2\theta_W(M_Z)$ en función de $\alpha_s(M_Z)$. Pues bien, las predicciones de Gran Unificación de SU(5) cuando incluyen Supersimetría están en buen acuerdo con las medidas de precisión de LEP para estos parámetros, no así si no se incluye Supersimetría.

- **La Supersimetría local implica (Super)gravedad.**

  La aplicación consecutiva de dos transformaciones locales de supersimetría es equivalente a una transformación generalizada de coordenadas. De hecho, si partimos de un lagrangiano que contenga sólo escalares y espinores de Weyl y pretendemos hacerlo invariante bajo supersimetría local, nos vemos obligados a introducir un campo con espín $\frac{3}{2}$ (el gravitino) y otro de espín 2 (el gravitón). Esto no significa, en absoluto, que la gravedad pueda integrarse de manera sencilla en el Modelo Estándar, pero da un marco de descripción de la gravedad a bajas energías y, lo que es más importante, permite introducir formas naturales de rotura de Supersimetría al acoplar la gravedad al Modelo Estándar supersimétrico.

- **La rotura de Supersimetría puede explicar la rotura espontánea de SU(2)xU(1) en el Modelo Estándar.**

  El mecanismo de rotura de Supersimetría es hoy desconocido, y se relega a un *sector oculto* que no interacciona con el sector observable. Como veremos, se supone que esta rotura puede transmitirse al sector observable sólo a través de interacciones gravitatorias o, en algunos modelos, también a través de las interacciones de gauge. Bajo ciertas condiciones, esta rotura puede inducir dinámicamente y de una manera elegante y natural la rotura de simetría en el Modelo Estándar [12]. Efectivamente, puesto que la masa del quark top es grande, las correciones radiativas al coeficiente μ^2 del potencial de uno de los dos higgses presentes en los modelos supersimétricos tienen una contribución negativa muy importante. Debido a esto, aunque dicho μ^2 ha de ser positivo a la escala de Planck, su evolución dinámica (descrita por las correspondientes ecuaciones del grupo de renormalización) lo hace negativo a la escala electrodébil, provocando el mecanismo de Higgs a esta escala.

- **Otros.**
  - Los modelos supersimétricos que conservan la paridad$-R$ tienen en la partícula supersimétrica más ligera un excelente candidato a materia obscura fría en el Universo.
  - En general, las teorías supersimétricas se comportan mejor matemáticamente en lo que a infinitos se refiere que las que no lo son (ausencia de divergencias cuadráticas, etc). En una teoría con supersimetría global no rota, la energía del vacío es cero. La constante cosmológica, por tanto, se anula. No es el caso, con supersimetría local rota. No obstante, en muchos modelos de supergravedad hay una gran reducción en la constante cosmológica gracias a este mejor comportamiento matemático.
  - En teoría de cuerdas, la supersimetría en dos dimensiones es necesaria a fin de poder tener fermiones. Una de las predicciones típicas de la teoría de cuerdas es, precisamente, supersimetría espacio-temporal (es decir, en cuatro dimensiones).

1.4 El Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo (MSSM)

Las transformaciones supersimétricas cambian un fermión en un bosón (su *compañero* supersimétrico) y viceversa. Cuando hay un solo generador de esta simetría (la llamada Supersimetría N = 1), cada partícula tiene un único compañero supersimétrico. El multiplete de Supersimetría (o supermultiplete) más sencillo contiene, entonces, un campo escalar complejo, ϕ, y un espinor de Weyl (dos componentes), ψ. Este supermultiplete (ϕ,ψ) es el llamado *quiral* o de materia. El supermultiplete que le sigue en complejidad es el llamado de *gauge* o vectorial, $(V^\mu,\ \lambda)$, que contiene un campo vectorial, V^μ, y un espinor de Weyl, λ. Cada bosón de gauge tiene, por tanto, un compañero de espín $\frac{1}{2}$, llamado *gaugino*. Estos dos tipos de supermultiplete, quiral y vectorial, son los únicos necesarios para construir una versión supersimétrica de cualquier teoría de campos renormalizable. En ambos supermultipletes los números cuánticos internos son iguales para las dos partículas que lo componen.

Las interacciones dentro del supermultiplete quiral pueden derivarse del llamado *superpotencial*, que ha de ser un polinomio en los campos escalares ϕ_i de la teoría. Dicho polinomio no puede depender de los complejos conjugados de los campos para que la teoría sea supersimétrica y para que sea renormalizable ha de ser de grado tres o menor:

$$W(\phi_i) = \lambda_{ijk}\,\phi_i\phi_j\phi_k + m_{ij}\ \phi_i\phi_j \tag{1.3}$$

siendo los λ_{ijk} y los m_{ij} coeficientes relacionados con acoplos de Yukawa y con parámetros de masa, respectivamente. Los acoplos de Yukawa entre los escalares y los fermiones y los términos de masa de estos últimos se obtienen, efectivamente, a partir de las derivadas segundas del superpotencial:

$$\mathcal{L}_Q = \frac{\partial W}{\partial \phi_i \partial \phi_j} \psi_i \psi_j + h.c. \tag{1.4}$$

Por otro lado, el superpotencial contribuye al potencial escalar con un término de la forma:

$$V_Q(\phi_i) = \sum_i |\frac{\partial W}{\partial \phi_i}|^2 \tag{1.5}$$

En el sector de gauge las interacciones son simplemente la versión supersimétrica de las interacciones de gauge normales, que acoplan a los supermultipletes de gauge (V_μ^a, λ^a) (siendo a el índice de la simetría gauge correspondiente) consigo mismos y con los supermultipletes quirales. No obstante, para que las interacciones de gauge sean invariantes bajo Supersimetría hay que añadir algunos nuevos acoplos de gauge:

$$\mathcal{L}_N = igf_{abc}\lambda^a\sigma^\mu\bar{\lambda}^b V_\mu^c + ig\sqrt{2}T_{ij}^a\lambda^a\psi_j\phi_i^* + g^2|\phi_i^* T_{ij}^a\phi_j|^2 \tag{1.6}$$

siendo T^a los generadores del grupo gauge en la representación bajo la que se transforman los fermiones quirales ψ, y f_{abc} las constantes del grupo. El primer término acopla bosones de gauge a gauginos, el segundo acopla escalares, fermiones quirales y gauginos, y el último es una contribución adicional al potencial escalar.

El *Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo* (MSSM) se construye entonces según las siguientes líneas.

El espectro de partículas que lo componen es el mínimo imprescindible para tener una versión supersimétrica del Modelo Estándar.

Para cada partícula de este último hay que introducir un compañero supersimétrico, según se muestra en la tabla 1.1. Los bosones de gauge de $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ tienen sus correspondientes *gauginos*, con los que forman supermultipletes de gauge. A los compañeros de los gluones se les denomina *gluinos*; a los de los W y B, *winos* y *binos*; y tras el mecanismo de Higgs, a los compañeros del fotón y del Z^0, se les denomina, *fotino* y *zino*. Los quarks, leptones y higgses forman supermultipletes quirales con sus compañeros, llamados respectivamente *squarks*, *sleptones* y *higgsinos*. Como veremos más adelante los gauginos y los higgsinos pueden mezclarse, dando lugar a autoestados de masa que se denominan *charginos* ($\tilde{\chi}_i^\pm$) cuando son cargados, y *neutralinos* ($\tilde{\chi}_k^0$) cuando son neutros.

Como se observa en la tabla 1.1, el espectro contiene dos higgses ya que, como se ha mencionado, para que la teoría sea supersimétrica el superpotencial no puede depender del conjugado complejo de los campos escalares. Por tanto, a diferencia del Modelo Estándar , donde un solo doblete de Higgs da masa a los quarks de tipo *up* y de tipo *down* a través del acoplo de éste y de su conjugado complejo, en el caso supersimétrico se necesitan dos dobletes de Higgs, H_1 y H_2, con hipercarga opuesta.

Multiplete Vectorial		*Multiplete Quiral*	
J = 1	J = 1/2	J = 1/2	J = 0
g	$\tilde{g}$	q_L, q_R	$\tilde{q}_L$, $\tilde{q}_R$
$W^\pm$, W^0	$\tilde{W}^\pm$, $\tilde{W}^0$	l_L, l_R	$\tilde{l}_L$, $\tilde{l}_R$
B	$\tilde{B}$	$\tilde{H}_1$, $\tilde{H}_2$	H_1, H_2

Tabla 1.1: Partículas que componen el MSSM.

La forma del superpotencial que se elige en el MSSM es la más general que sea compatible con invarianza gauge y conservación del número leptónico y bariónico, a saber:

$$W = \sum (h_u \tilde{Q}_L \tilde{U}_L^c H_2 + h_d \tilde{Q}_L \tilde{D}_L^c H_1 + h_l \tilde{L} \tilde{E}_L^c H_1) + \mu H_1 H_2 \tag{1.7}$$

donde el sumatorio se extiende a todas las generaciones; $\tilde{Q}_L$ y $\tilde{L}_L$ son los dobletes de $SU(2)_L$ $(\tilde{U}_L, \tilde{D}_L)$ y $(\tilde{\nu}_L, \tilde{e}_L)$, respectivamente; $\tilde{U}_L^c$, $\tilde{D}_L^c$ y $\tilde{E}_L^c$ son los compañeros escalares de los quarks y leptones de helicidad positiva. Se sobreentiende la suma sobre los índices de $SU(3)_C$ y de $SU(2)_L$. Las constantes h_u, h_d y h_l son en general matrices tres por tres de mezcla en el espacio de sabor que dan lugar a las masas y a los ángulos de mezcla entre quarks.

La Supersimetría se rompe de manera suave.

Para que los componentes de los supermultipletes no sean degenerados en masa, en abierta contradicción con la observación, es necesario romper Supersimetría. Pero no se desea que los términos que la rompen introduzcan divergencias cuadráticas en el lagrangiano sin renormalizar (y por tanto un nuevo problema de jerarquía en el renormalizado). La forma general de los términos que rompen explícitamente Supersimetría de forma suave (en el sentido anterior) es conocida desde hace tiempo [14].

El esquema más aceptado para explicar de donde provienen estos términos es el de la rotura espontánea de Supersimetría local, es decir de Supergravedad. Se supone que existe un sector *oculto* de la teoría compuesto por nuevas partículas que no interaccionan con las del sector conocido (ni con sus sus compañeros supersimétricos) y que es en este sector donde se rompe Supersimetría (la dinámica del sector oculto es irrelevante en este mecanismo). Esta rotura se transmite al sector conocido sólo a través de interacciones gravitatorias. Por tanto, al intervenir la escala de Planck, los efectos en el sector observable son pequeños (del orden de la escala débil) aún cuando la rotura de Supersimetría tenga lugar a una escala mucho mayor. Hay entonces un mecanismo de Higgs supersimétrico que da masa al gravitino , el compañero supersimétrico del gravitón. Por debajo de la masa de Planck (pero por encima de la energía de Gran Unificación), este esquema lleva a una teoría con supersimetría global más términos de rotura suaves, que pueden expresarse de la forma:

$$\mathcal{L}_R = m_0^2 \sum_i |\phi_i|^2 \; + \; m_{1/2}^2 \, \lambda_\alpha \lambda_\alpha + A m_0 W_3 + B\mu H_1 H_2 + h.c. \tag{1.8}$$

donde W_3 es la parte del superpotencial que contiene los acoplos trilineales, es decir sin el término de acoplo entre higgses; i corre sobre todos los escalares y α sobre los gauginos. En este lagrangiano, por encima de la energía de Gran Unificación, todos los escalares tienen una masa común, m_0, y los gauginos otra, $m_{1/2}$.

A la escala electrodébil, los valores de los cinco parámetros m_0, $m_{1/2}$, A, B y μ se pueden obtener haciéndolos evolucionar con las correspondientes ecuaciones del grupo de renormalización. Debido a la rotura de simetría, los gauginos tienen masas diferentes dependiendo del grupo gauge al que están asociados, masas que se suelen denominar M_1, M_2 y M_3 ($U(1)$, $SU(2)$ y $SU(3)$, respectivamente). Las ecuaciones del grupo de renormalización a la escala electrodébil dan la relación:

$$M_i = \frac{\alpha_i(M_W^2)}{\alpha_i(M_X^2)} \, m_{1/2} \tag{1.9}$$

siendo $\alpha_i(Q^2)$ la constante de acoplo del grupo correspondiente a la escala de energía Q^2 y M_X^2 la energía de Gran Unificación.

En el lagrangiano aparece un término de mezcla entre gauginos y higgsinos. Como se ha mencionado, los autoestados de masa mezcla de gauginos y higgsinos cargados se denominan *charginos*, y los de los gauginos y higgsinos neutros, *neutralinos*. Las matrices de mezcla se pueden expresar en función de cuatro parámetros: las dos masas M_1 y M_2, que en virtud de la relación anterior se pueden poner en función de una de ellas, habitualmente M_2, el parámetro μ de acoplo entre higgses a la escala electrodébil, y el cociente entre los valores esperados en el vacío de los dos higgses, $tan\beta$. Debido a la relevancia que tiene en nuestro estudio, trataremos de la mezcla entre gauginos y higgsinos en la siguiente sección.

No nos ocuparemos aquí del sector escalar. No obstante, mencionaremos un punto de importancia para nuestro trabajo. En este esquema de rotura de Supergravedad, el sector escalar resulta más masivo que los bosones de gauge (salvo en el caso de los gluinos debido a la contribución de la fuerza fuerte en la evolución con la escala de energía) y, a su vez, los squarks son habitualmente más masivos que los sleptones (salvo para el stop bajo ciertas condiciones). En nuestro estudio supondremos que los squarks, gluinos y sleptones son lo suficientemente pesados como para despreciar su efecto sobre la desintegración de los charginos.

Mencionemos también que el potencial escalar para los higgses H_1 y H_2 que se deriva de este esquema no da, en principio, lugar al mecanismo de Higgs. No obstante, debido precisamente a la rotura de Supergravedad que da masa a los squarks, pero no a los quarks, y que provoca contribuciones fuertemente negativas a las correcciones radiativas de H_2 (ya que el acoplo de Yukawa del top es lo suficientemente grande), se pueden entonces obtener valores negativos del correspondiente coeficiente μ^2 de H_2 a la escala electrodébil. Por tanto, la rotura de Supersimetría puede inducir dinámicamente la de $SU(2) \otimes U(1)$.

En el MSSM existe un número cuántico multiplicativo conservado llamado paridad$-R$, que se toma como par para las partículas ordinarias del Modelo Estándar e impar para sus compañeros supersimétricos. Para cualquier partícula de espín S, número bariónico B y número leptónico L, la paridad$-R$ puede expresarse como: $R = (-1)^{2S+3B+L}$. Su conservación implica que: *a*) las partículas supersimétricas han de producirse a pares en las interacciones de partículas ordinarias, *b*) la partícula supersimétrica más ligera (LSP) es estable, ya que su desintegración en partículas ordinarias cambiaría la paridad$-R$, y *c*) las interacciones de partículas y spartículas pueden ser diferentes, por ejemplo, el fotón se acopla a pares electrón-positrón, pero el fotino no lo hace a pares selectrón-spositrón, puesto que en tal caso la paridad$-R$ cambiaría. La hipótesis más natural en los modelos de Gran Unificación, en los que el gravitino es una partícula muy pesada, consiste en aceptar que la LSP es el neutralino más ligero, o bien el sneutrino.

Sin embargo, existe una variación del MSSM relevante para nuestro trabajo en la que el gravitino ($\tilde{G}$) resulta ser la partícula supersimétrica más ligera. Como hemos dicho, el escenario más común de la rotura de Supersimetría supone que ésta tiene lugar en un sector oculto de la teoría que no tiene interacción directa con el sector conocido de partículas, y que dicha rotura se transmite a este sector ordinario a través de interacciones gravitatorias [15], de forma análoga a como ocurre en el propio M.E., en el que la rotura de simetría en el sector de Higgs se trasmite a los fermiones a través de las interacciones de Yukawa y a los bosones intermediarios a través de las propias interacciones de gauge. En estas teorías de rotura de simetría mediadas por supergravedad la rotura de SUSY en el sector observable la establece la masa del gravitino que viene dada por:

$$m_{3/2} = \frac{F}{\sqrt{3}\, M_{Pl}} \tag{1.10}$$

donde F es el cuadrado de la escala fundamental de rotura de SUSY y M_{Pl} es la masa de Planck ($2.4 \times 10^{18}\ GeV/c^2$), que fija la escala de los *mensajeros* de la rotura al sector observable. En este escenario la escala de rotura es entonces del orden de $\sim 10^{11}$ GeV.

Sin embargo, otro posible escenario es el llamado de "rotura mediada por las interacciones de gauge" (GMSB) [16][17]. En él se supone que las partículas del sector *mensajero* se acoplan, por un lado, al sector oculto que rompe Supersimetría y, por otro, se comunican con el sector observable a través de las interacciones de gauge del M.E. (la rotura mediada a través de supergravedad está siempre presente). Los mensajeros no son, por tanto, singletes frente a los grupos de gauge del M.E. y se caracterizan por una escala de masa que llamaremos $\mathcal{M}$. En el modelo más simple[17] los gauginos y los escalares obtienen una masa aproximadamente igual a:

$$\tilde{m} \sim \frac{\alpha}{4\pi}\frac{F}{\mathcal{M}} \tag{1.11}$$

donde $\tilde{m}$ es la masa de los escalares y gauginos, α la constante de acoplo asociada a la carga del M.E. que lleva el correspondiente escalar o gaugino, F el cuadrado de la escala de rotura de Supersimetría y $\mathcal{M}$ la escala de masa de los mensajeros. El cociente $F/\mathcal{M}$ ha de estar entre los 10 y los 100 TeV.

Como quiera que las interacciones de gauge son independientes del *sabor*, las teorías GMSB resuelven de manera natural los problemas de inconsistencia con la física del sabor que tienen teorías con una estructura más genérica, tales como la aparición de corrientes neutras con cambio de sabor o procesos de violación del número leptónico. También el número de parámetros libres en estos modelos es menor que en modelos más generales, por ejemplo los squarks y sleptones con los mismos números cuánticos electrodébiles tienen todos la misma masa salvo correcciones radiativas que involucren los acoplos de Yukawa, que pueden despreciarse para sfermiones de las dos primeras familias. El posible espectro de partículas supersimétricas está muy constreñido en estas teorías y su predictividad en este sentido es mayor.

El gravitino, $\tilde{G}$, partícula de espín $\frac{3}{2}$ compañera supersimétrica del gravitón, obtiene su masa a través del mecanismo de Higgs supersimétrico absorbiendo el Goldstino de espín $\frac{1}{2}$ que se acopla a la corriente supersimétrica con intensidad $1/F$. La masa resultante del gravitino según la ecuación (1.10) viene dada por:

$$m_{\tilde{G}} \simeq 2.4 \left(\frac{F}{(100\, TeV)^2} \right)\ eV \tag{1.12}$$

Puesto que la escala $\sqrt{F}$ asociada con la rotura de Supersimetría puede en este escenario llegar a ser tan baja como 10 TeV, la masa del gravitino es en general muy pequeña, próxima a cero. Así pues, desde un punto de vista fenomenológico el hecho más relevante de los modelos GMSB es que, a diferencia de los modelos mediados por Supergravedad, el gravitino ($\tilde{G}$) es la partícula supersimétrica más ligera (LSP). La siguiente partícula supersimétrica más ligera, que en estos modelos es siempre o el neutralino o un sleptón cargado, se desintegra en un gravitino y un fotón. Veremos más adelante las consecuencias que para nuestro estudio tienen estas desintegraciones.

1.5 Espacio de Parámetros

Aunque en el MSSM las masas de las partículas supersimétricas no están fijadas, sí existen, no obstante, ciertas relaciones entre las masas de los charginos y neutralinos.

El término de masa en el lagrangiano de los winos y de los higgsinos cargados, puede expresarse como [8][18]:

$$\mathcal{L}_M = -\frac{1}{2} (\psi^+ \psi^-) \begin{pmatrix} 0 & X^T \\ X & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi^+ \\ \psi^- \end{pmatrix} + h.c. \tag{1.13}$$

donde $\psi^+ = (-i\,\lambda^+, \psi^1_{\tilde{H}_2})$, $\psi^- = (-i\,\lambda^-, \psi^2_{\tilde{H}_1})$, siendo $\lambda^\pm$, $\psi^1_{\tilde{H}_2}$ y $\psi^2_{\tilde{H}_1}$ los espinores de Weyl (dos componentes) de los winos y los higgsinos cargados.

La matriz de mezcla entre higgsinos cargados y winos, X, viene dada por:

$$X = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2} M_W sin\beta \\ \sqrt{2} M_W cos\beta & \mu \end{pmatrix} \tag{1.14}$$

siendo M_2 el parámetro de masa para los gauginos de SU(2). Los *charginos* (fermiones de Dirac), que son los autoestados de masa, se definen entonces como:

$$\tilde{\chi}_i^+ = V_{ij}\,\psi_j^+ \ , \quad \tilde{\chi}_i^- = U_{ij}\,\psi_j^- \quad ; \ i = 1,2 \tag{1.15}$$

siendo U y V las matrices unitarias que diagonalizan la matriz de mezcla:

$$\tilde{M}_i^{\pm}\,\delta_{ij} \quad = \quad U_{im}^*\,V_{jn}\,X_{mn} \tag{1.16}$$

Los autovalores son entonces:

$$\tilde{M}_{1,2}^{\pm} = \frac{1}{2}\,\left(\ \sqrt{(M_2-\mu)^2 + 2M_W^2(1+sin2\beta)}\ \mp\ \sqrt{(M_2+\mu)^2 + 2M_W^2(1-sin2\beta)}\ \right) \tag{1.17}$$

siendo las masas de los charginos $m_{\tilde{\chi}_i^{\pm}} = |\tilde{M}_i^{\pm}|$, ya que cuando $M_2 \cdot \mu - M_W^2 \cdot sin2\beta > 0$, el autovalor más pequeño es negativo (véase el Apéndice A). En la ecuación 1.17 se ha adoptado la convención de que el primer chargino es el más ligero.

Así pues, las masas de los charginos pueden expresarse en función de los tres parámetros M_2, μ y $tan\beta$. A partir de las formulas anteriores, y para un $tan\beta$ dado, podemos dibujar las curvas de nivel de masa de los charginos en el plano (μ, M_2). En la Figura 1.2 a) se muestran las curvas de nivel de masa del chargino más ligero para un valor de $tan\beta = 1.5$. Los números que aparecen en el gráfico indican el valor de la masa en GeV/c^2. En las Figuras A.1 y A.2 del Apéndice A se representan las curvas de nivel de las masas del primer y segundo charginos, respectivamente, para los valores de $tan\beta = 1$, 1.5 y 35.

Para los *neutralinos*, el término de masa en el lagrangiano es [8] [19]:

$$\mathcal{L}_M = -\frac{1}{2}\,\psi_k^0\,Y_{kl}\,\psi_l^0 + h.c. \tag{1.18}$$

donde $\psi_k^0 = (-i\lambda_{\tilde{\gamma}}\,,\,-i\lambda_{\tilde{Z}^0}\,,\psi_{\tilde{H}_1}^1\,sin\beta\ -\ \psi_{\tilde{H}_2}^2\,cos\beta\ ,\ \psi_{\tilde{H}_1}^1\,cos\beta\ +\ \psi_{\tilde{H}_2}^2\,sin\beta\,)$, siendo $\lambda_{\tilde{\gamma}}$, $\lambda_{\tilde{Z}^0}$, $\psi_{\tilde{H}_1}$ y $\psi_{\tilde{H}_2}$ los espinores de Weyl del fotino, zino y de los dos higgsinos neutros, respectivamente.

La matriz de mezcla puede expresarse en este caso como:

$$Y = \begin{pmatrix} M_1\,cos^2\theta_W + M_2\,sin^2\theta_W & (M_2 - M_1)\,sin\theta_W\,cos\theta_W & 0 & 0 \\ (M_2 - M_1)\,sin\theta_W\,cos\theta_W & M_1\,sin^2\theta_W + M_2\,cos^2\theta_W & M_Z & 0 \\ 0 & M_Z & \mu\,cos2\beta & \mu\,sin2\beta \\ 0 & 0 & \mu\,sin2\beta & -\mu\,cos2\beta \end{pmatrix} \tag{1.19}$$

donde, de acuerdo con Gran Unificación, se suele suponer la relación:

$$M_1 = \frac{5}{3} tan^2\theta_W \, M_2 \tag{1.20}$$

La matriz de mezcla puede diagonalizarse ahora mediante la matriz unitaria N, que puede tomarse real, y que cumple:

$$\tilde{M}^0_k \, \delta_{kl} = N_{km} \, N_{ln} \, Y_{mn} \tag{1.21}$$

en este caso la diagonalización ha de llevarse a cabo por métodos númericos (véase Apéndice A).

Los *neutralinos*, cuatro fermiones de Majorana, pueden formarse a partir de los correspondientes N (véase apéndice A).

$$\tilde{\chi}^0_i = N_{ij} \, \psi^0_j \tag{1.22}$$

siendo los valores de las masas, $m_{\tilde{\chi}^0_i} = |\tilde{M}^0_i|$. Al ser los neutralinos fermiones de Majorana, el signo del correspondiente $\tilde{M}^0_i$ está relacionado con su autovalor bajo CP. Se adopta la convención de que las masas de los neutralinos aumentan con el índice i, siendo por tanto, $\tilde{\chi}^0_1$ el neutralino más ligero y $\tilde{\chi}^0_4$ el más pesado.

Las masas de los neutralinos pueden expresarse, por tanto, en función de los parámetros M_1, M_2, μ y $tan\beta$. Si suponemos que se cumple la relación (1.20) podemos dibujar las curvas de nivel de masa de los neutralinos en el plano (μ, M_2). para un valor dado de $tan\beta$. En la Figura 1.2 b), están representadas en dicho plano distintas curvas de nivel del neutralino más ligero, para un valor de $tan\beta = 1.5$. En el gráfico se indican los valores de las masas (en GeV/c^2) asociados a cada curva. En la Figura A.3 y A.4 del Apéndice A se representan las curvas de nivel de las masas del primer y segundo neutralinos, respectivamente, para los valores de $tan\beta = 1$, 1.5 y 35.

La composición en campos del primer chargino y del primer neutralino puede medirse a través de los parámetros:

$$\rho_{\tilde{\chi}^\pm_1} = |V_{11}|^2 \tag{1.23}$$

$$\rho_{\tilde{\chi}^0_1} = |N_{11}|^2 + |N_{12}|^2 \tag{1.24}$$

Ambos parámetros cumplen $0 \leq \rho_{\tilde{\chi}^\pm_1}, \rho_{\tilde{\chi}^0_1} \leq 1$. Cuando su valor es 0 la correspondiente partícula es puramente higgsino, cuando es 1 gaugino. Estos parámetros están correlaccionados, aunque su valor puede ser diferente en diferentes zonas del plano (μ, M_2). Cuando $M_2 \ll |\mu|$ ambas partículas son de tipo gaugino (winos o zinos), mientras que si $M_2 \gg |\mu|$ son higgsinos.

Aunque no existen regiones limítrofes claras, se suele considerar que cuando $\rho_{\tilde{\chi}^\pm_1} \leq 0.2$, el primer chargino es prácticamente higgsino, mientras que si $\rho_{\tilde{\chi}^\pm_1} \geq 0.9$, el primer chargino es primordialmente gaugino (wino). En las regiones intermedias, $0.2 < \rho_{\tilde{\chi}^\pm_1} < 0.9$, el chargino es una mezcla de higgsino y gaugino. La definición de dichas regiones es análoga para el parámetro $\rho_{\tilde{\chi}^0_1}$ del neutralino.

En el Apéndice A puede encontrarse más información sobre la diagonalización de las matrices de masa de charginos y neutralinos, así como algunos ejemplos de las curvas de nivel de isomasa de ambos tipos de partículas para diferentes valores de los parámetros del espacio de SUSY.

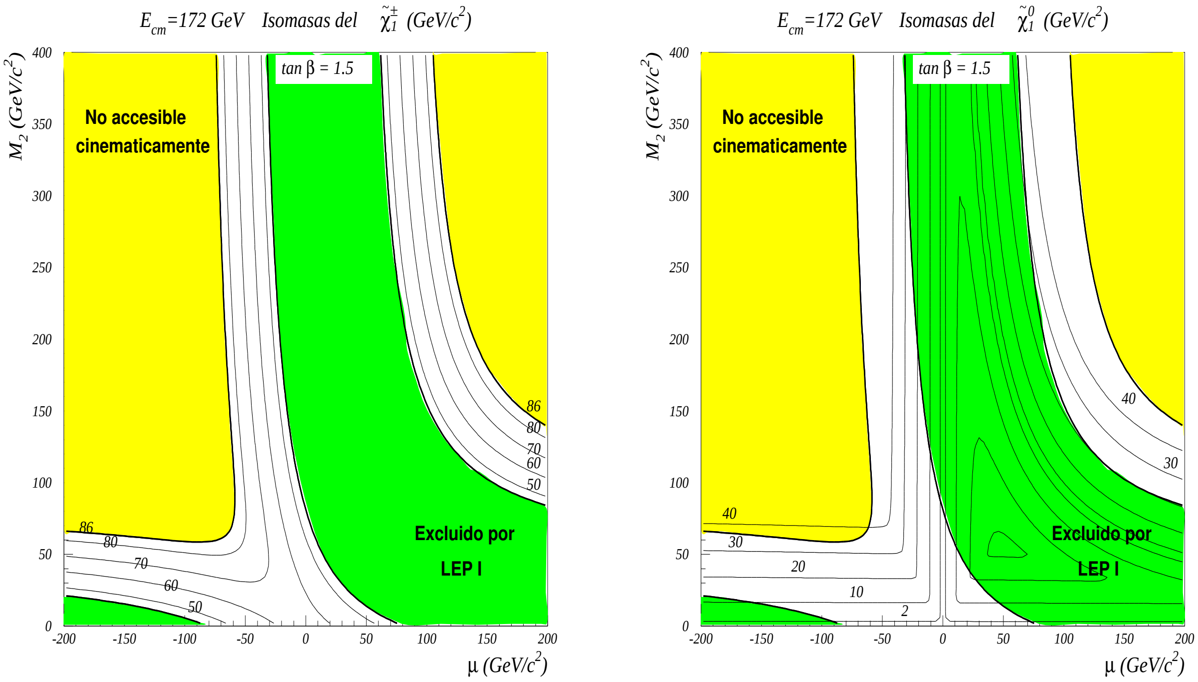


Figura 1.2: Curvas de nivel en el plano (μ, M_2) para un valor de $tan\beta = 1.5$ de a) masa del chargino más ligero, b) masa del neutralino más ligero (en GeV/c^2). En los gráficos se indican las regiones excluidas por la búsquda de charginos en *LEP-I* (sombreadas en gris obscuro) y aquellas no accesibles cinemáticamente a $E_{cm} = 172$ GeV (sombreadas en gris claro).

1.6 Producción de charginos

En colisiones e^+e^- la producción asociada de charginos tiene lugar a nivel árbol a través de los diagramas que se muestran en la Figura 1.3.

Los acoplos relevantes para estos diagramas se obtienen a partir de los siguientes lagrangianos de interacción [8] [20]:

$$\mathcal{L}_{\gamma\tilde{\chi}^+\tilde{\chi}^-} = -e\, A_\mu\, \bar{\tilde{\chi}}_i^+\, \gamma^\mu\, \tilde{\chi}_j^-\, \delta_{ij} \tag{1.25}$$

$$\mathcal{L}_{Z^0\tilde{\chi}^+\tilde{\chi}^-} = \frac{g}{cos\theta_W}\, Z_\mu\, \bar{\tilde{\chi}}_i^+\, \gamma^\mu\, (O_{ij}^L P_L + O_{ij}^R P_R)\, \tilde{\chi}_j^- \tag{1.26}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{e\tilde{\nu}\tilde{\chi}^+} = & -g\, (U_{i1}^*\, \bar{\tilde{\chi}}_i^+\, P_L\, \nu\, \tilde{e}_L^* + \bar{\nu}\, P_R\, U_{i1}\, \tilde{\chi}_i^+\, \tilde{e}_L \\ & + V_{i1}^*\, \bar{\tilde{\chi}}_i^{+c}\, P_L\, e\, \tilde{\nu}^* + \bar{e}\, P_R\, V_{i1}\, \tilde{\chi}_i^{+c}\, \tilde{\nu})\end{aligned} \tag{1.27}$$

donde $\tilde{\chi}_i^+$ es el correspondiente cuadriespinor del chargino (en general, $i = 1, 2$; en nuestro caso $i = 1$, ya que nos ocupamos sólo del primer chargino) y $P_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma^5)$. O_{ij}^L y O_{ij}^R son constantes de acoplo dadas por:

$$O_{ij}^L = -V_{i1}V_{j1}^* - \frac{1}{2}V_{i2}V_{j2}^* + \delta_{ij}\, sin^2\theta_W \tag{1.28}$$

$$O_{ij}^R = -U_{i1}^*U_{j1} - \frac{1}{2}U_{i2}^*U_{j2} + \delta_{ij}\, sin^2\theta_W$$

siendo U_{ij} y V_{ij} los elementos de las matrices unitarias 2x2 que diagonalizan la matriz de masa chargino-higgsino (véase la sección anterior). Las constantes $O_{ij}^{R,L}$ y los elementos de matriz U_{i1}, V_{i1} determinan, por tanto, los acoplos en función de la composición en campos del chargino.

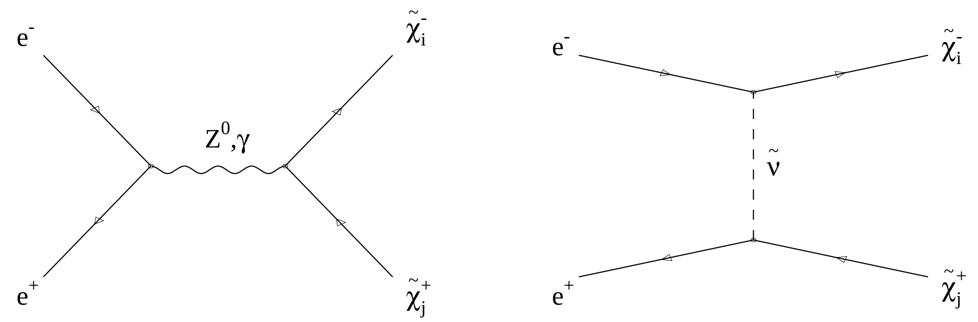


Figura 1.3: Diagramas de Feynman de producción de chargino a nivel árbol.

En la referencia [20] han sido calculados estos diagramas, y las fórmulas allí obtenidas para la sección eficaz (que recogemos en el Apéndice A) son las utilizadas por el programa de Monte Carlo SUSYGEN [21] que hemos empleado para generar los sucesos de producción de charginos (véase Capítulo 3). En la Figura A.5 del Apéndice A se representan, en el plano (μ, M_2), las curvas de nivel de sección eficaz de producción $\tilde{\chi}_1^+\ \tilde{\chi}_1^-$ para los valores de $tan\beta = 1$, 1.5 y 35 y asumiendo un $m_{\tilde{\nu}} = 1$ TeV/c^2.

En lo que se refiere a la producción asociada $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$, cuando el primer chargino es de tipo higgsino, es decir, en la región $M_2 \gg |\mu|$, se tiene que $|U_{11}| \sim 0$, $O_{11}^L \sim O_{11}^R \sim -\frac{1}{2} + \sin^2\theta_W$ y por tanto, no hay acoplo con el sneutrino. Es decir, para charginos puramente higgsinos no se da el diagrama de intercambio en el canal-t. Por otro lado, cuando el chargino es gaugino, se tiene que $|U_{11}| \sim 1$, $O_{11}^L \sim O_{11}^R \sim -1 + \sin^2\theta_W$, de lo que se deduce que el acoplo al Z^0 de un chargino de tipo gaugino es mayor que el de un chargino higgsino.

Uno de los hechos más relevantes en cuanto a la sección eficaz de producción de charginos es la posible interferencia negativa entre los dos diagramas de la Figura 1.3. Para que el efecto de dicha interferencia sea apreciable, el chargino ha de tener, como acabamos de ver, una componente gaugino no nula, ya que la componente higgsino se desacopla del sneutrino. Además, la masa de éste último ha de ser lo suficientemente ligera. Para una energía dada existe un mínimo de la sección eficaz en función de dicha masa del sneutrino.

En la Figura 1.4 pueden verse, para un valor de $tan\beta$= 1.5 y para una energía en centro de masas de $\sqrt{s}$= 172 GeV, las curvas de sección eficaz de producción del chargino más ligero en función de la masa del sneutrino para tres posibles composiciones del chargino. Los puntos elegidos son $(\mu,\ M_2) = (-400,\ 67.5)$, $(-74.5,\ 1000)$, y $(-50,\ 87.5)$, que corresponden a una misma masa de chargino $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 80$ GeV$/c^2$, pero a distintos valores del parámetro $\rho_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ (véase la definición (1.23)), a saber: 0.99, 8.1×10^{-3} y 0.47, respectivamente. Se trata, por tanto, de un chargino puramente gaugino, de un chargino puramente higgsino y de un chargino mezcla de ambos, respectivamente. El caso puramente gaugino, que corresponde a la línea continua en la Figura 1.4, muestra una notable interferencia, con un pronunciado mínimo de la sección eficaz de producción para una masa del sneutrino en torno a 70 GeV$/c^2$. Por contra, la sección eficaz para el caso puramente higgsino (línea de puntos), apenas muestra dependencia con la masa del sneutrino. En el tercer caso, en el que hay mezcla de ambas partículas (línea de trazos en la figura), se da una situación intermedia, con el mínimo de la sección eficaz para una masa de sneutrino en torno a los 40 GeV$/c^2$.

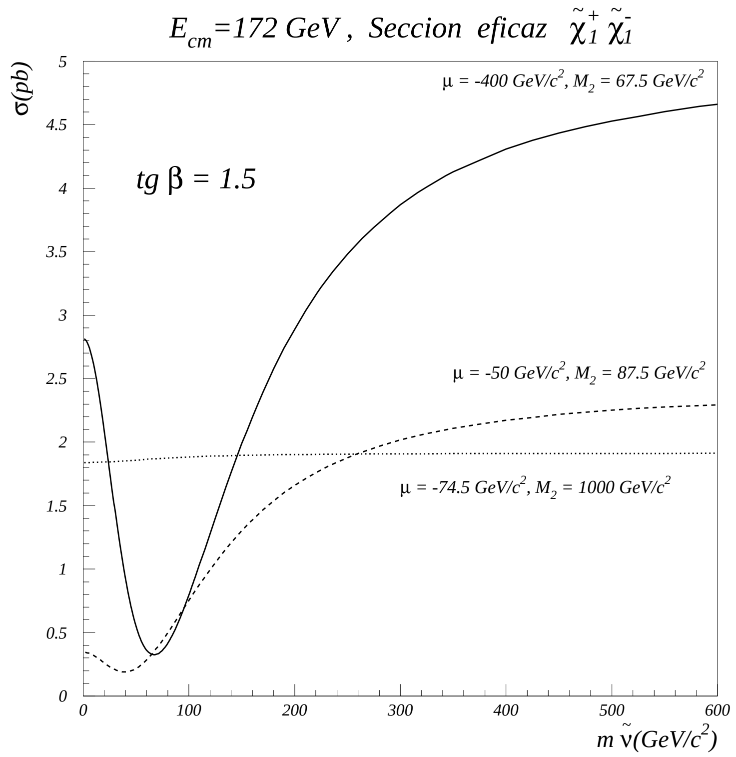


Figura 1.4: Sección eficaz de producción de chargino a nivel árbol a una energía en centro de masas de 172 GeV en función de la masa del sneutrino para los tres puntos en el espacio SUSY indicados en la figura. La línea continua corresponde a un chargino de tipo gaugino, la línea punteada a un chargino higgsino y la de trazos a una mezcla de ambos.

1.7 Desintegración de charginos

En la Figura 1.5 se muestran los diagramas más relevantes en la desintegración del chargino más ligero [8] [20] [22]. El estado final está formado por tres cuerpos: el neutralino más ligero y dos fermiones, que pueden ser en el caso *a*) dos quarks o dos leptones, en los casos *b*) y *c*) un leptón cargado y su neutrino, y dos quarks en el caso *d*) .

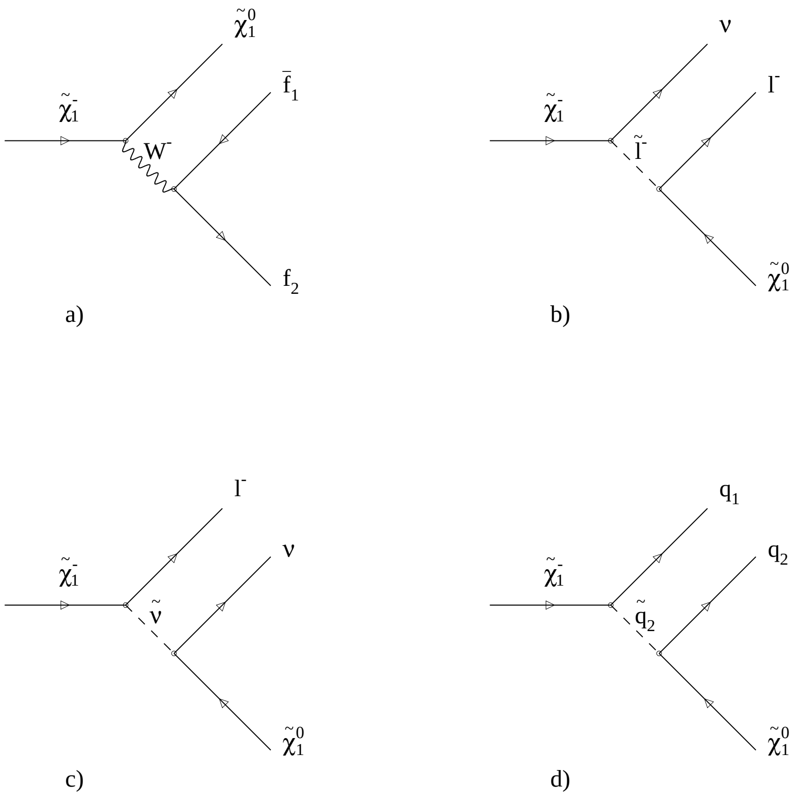


Figura 1.5: Diagramas posibles para la desintegración del chargino a nivel árbol.

Las partículas intercambiadas son, en principio, virtuales. Sin embargo, para el caso del $W^{\pm}$ y a la energía más elevada de nuestro estudio, es decir $E_{cm} = 172$ GeV, puede darse en algunas zonas del espacio de parámetros la desintegación del chargino en un W real y un neutralino muy ligero. Este caso se ha tenido en cuenta en nuestro análisis.

En general, se espera que el resto de partículas supersimétricas sean muy pesadas y que, por tanto, los diagramas en que se intercambia un slepton cargado, un sneutrino o un squark, *b*), *c*) y *d*), respectivamente, no tengan influencia sobre el estado final, de modo que sólo el diagrama *a*) contribuya. El chargino tendrá, por tanto, las relaciones de desintegración del W, es decir que decaerá leptónicamente un $\sim 33\%$ de las veces y hadrónicamente un $\sim 67\%$.

En la Figura A.6 del Apéndice A se representan, en el plano (μ, M_2), las curvas de nivel de probabilidad de desintegración del chargino en el canal leptónico, $\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow l^+\nu\tilde{\chi}_1^0$, para tres valores de $tan\beta$ y tomando $m_{\tilde{\nu}} = 1$ TeV/c^2. Como se observa, la mayor parte de los puntos presenta una probabilidad en torno al ~ 30 %, excepto aquellos situados en la región $M_2 \simeq \mu \simeq 0$ y para valores de $tan\beta$ pequeños, donde esta probabilidad desciende al abrirse nuevos canales de producción.

Probabilidad de desintegración al canal leptónico (B_l)

Como quiera que el estado final es siempre el mismo en los cuatro casos, la diferente contribución de cada diagrama se manifiesta principalmente en las relaciones de desintegración leptónica y hadrónica. Nuestro análisis, como veremos más adelante, no depende de manera significativa de dichas relaciones.

En el caso de sfermiones por encima de la masa del chargino, pero lo suficientemente próximos en masa a él como para que los correspondientes diagramas contribuyan al estado final, las relaciones de desintegración leptónicas y hadrónicas pueden diferir de las del W, especialmente si la componente gaugino del chargino no es despreciable. Los charginos de tipo higgsino sólo se acoplan a los sfermiones "diestros", es decir, a los compañeros supersimétricos del correspondiente fermión de helicidad positiva. Por tanto, para que haya alguna influencia en dichas relaciones de desintegración es necesario que haya sfermiones ligeros y que, si el chargino es puramente higgsino, éstos sean diestros. De otro modo, la relación de desintegración leptónica (B_l) seguirá siendo del $\sim 33\%$.

Cuando el sneutrino es más ligero que el primer chargino, si este último no es puramente higgsino y por tanto se desacopla de él, tiene relevancia el diagrama c). En caso de que dicho diagrama domine, las desintegraciones del chargino serán puramente leptónicas. Tanto si el sneutrino es más ligero que el neutralino, como si no lo es y decae a su vez a éste y un neutrino, nuestro análisis de búsqueda de leptones cubre este estado final, ya que la diferencia en los resultados experimentales debido a la distinta cinemática entre esta desintegración y la mediada por el W es despreciable. No obstante, pudiera darse el caso de un sneutrino muy próximo en masa al chargino, que diera por tanto lugar a un leptón de muy bajo momento. Este problema de proximidad en masa es común a otros canales y hablaremos de él en la próxima sección.

En el caso del diagrama d), aunque en general se espera que los squarks sean mucho más pesados que el resto de las partículas supersimétricas, para el caso del stop sí puede esperarse teóricamente que éste sea ligero e incluso que tenga una masa inferior al chargino. El chargino de tipo higgsino se acopla al stop diestro y, por tanto, en ese caso dicho diagrama dominaría. La relación de desintegración hadrónica sería entonces del 100%. Aunque no hemos considerado por separado este caso, nuestro estudio de los modos hadrónicos con energía perdida cubren esta posibilidad.

Resumiendo, en función de los valores que tome B_l encontramos los siguientes casos:

1. $B_l \sim 33$ % : cuando los sfermiones son muy pesados (del orden del TeV/c^2) o cuando el chargino es puramente higgsino y no existe un squark diestro ligero.

2. B_l variable : cuando la componente gaugino del chargino no es despreciable y hay al menos un sfermion ligero (de masa inferior a 200 GeV/c^2). El acoplo del chargino al $W^\pm$ disminuye cuando aumenta μ. En esta situación podemos encontrar los siguientes casos extremos:
   - $B_l \sim 100$ % cuando $m_{\tilde{\nu}} \leq m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ y si el chargino no es puramente higgsino.
   - $B_l \sim 0$ % cuando $m_{\tilde{t}} \leq m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$: si el chargino no es puramente higgsino o si el stop es diestro (independientemente de la composición del chargino).

Desintegración a $\tilde{\chi}_2^0$

En algunas zonas del espacio de parámetros, en particular para $\mu < 0$, puede darse que $m_{\tilde{\chi}_2^0} < m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$, es decir que el segundo neutralino sea más ligero que el primer chargino. En tal caso, el chargino puede desintegrarse al segundo neutralino a través de diagramas análogos a los de la figura, pero con el segundo neutralino en el estado final. Éste a su vez decae al primer neutralino, un fermión y su antifermión, es decir [8] [23]: $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 f \bar{f}$, donde el fermión f puede ser un quark, un leptón cargado o un neutrino. Estas desintegraciones en cascada pueden dar lugar a estados finales con más de un leptón. Sin embargo, los estados finales más comunes contienen de nuevo quarks y leptones junto con energía perdida y en consecuencia, este tipo de desintegraciones son también cubiertas por nuestros análisis.

También es posible el acoplo del chargino a los higgses cargados, $H^\pm$. No obstante, como en el MSSM se cumple que $m_{H^\pm} > M_W$, supondremos que dicha desintegración no tiene lugar.

Así pues, en nuestro análisis consideraremos que la desintegración del chargino tiene lugar principalmente a través del diagrama *a*) de la Figura 1.5, dando lugar bien a sucesos con dos leptones, bien a sucesos con un leptón y hadrones o bien a sucesos puramente hadrónicos. Todos estos sucesos tienen energía y momentos perdidos debido a que el neutralino escapa sin ser detectado, porque su interacción con la materia ordinaria es muy débil, ya que por una parte no tiene carga eléctrica, y por otra, debido a la conservación de la paridad$-R$ su interacción con los quarks de los núcleos exige el intercambio de una spartícula, lo que está muy suprimido al ser ésta necesariamente pesada.

Aunque mencionaremos la influencia que sobre nuestros resultados pueden tener otros posibles modos de desintegración diferentes del anteriormente citado, no hemos tratado éstos explícitamente.

La conclusión más importante es que el valor de la probabilidad de desintegración del chargino en cada una de las topologías puede variar de forma sensible según el escenario en que nos situemos, por lo que es importante que la búsqueda de charginos sea lo más independiente posible de la topología. Como se mostrará en el Capítulo 5, el análisis presentado en este trabajo muestra una dependencia muy suave con B_l.

Degeneración en masa $\Delta M = m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$

La eficiencia de detección de charginos depende de la cantidad de energía visible del suceso, disminuyendo aquella cuando ésta es pequeña. Como se pondrá de manifiesto en el

Capítulo 3, el parámetro ΔM es clave en nuestro análisis al dar cuenta, precisamente, de la cantidad de energía visible disponible en el suceso. Así, se definen las regiones *degenerada*, para 5 GeV/c^2 $< \Delta M <$ 10 GeV/c^2, y *no degenerada*, para $\Delta M >$ 10 GeV/c^2, aplicándose criterios de selección distintos en ambos casos. Como se verá más adelante, la búsqueda de charginos resulta especialmente difícil en los casos extremos de ΔM muy grande ($>$ 70 GeV/c^2) y ΔM muy pequeño ($<$ 5 GeV/c^2).

En la Figura A.8 del Apéndice A se muestran las curvas de nivel de ΔM en el plano (μ, M_2) para tres valores de $tan\beta$ diferentes. Como se observa, se empieza a tener degeneración (ΔM pequeño) cuando la componente higgsino del chargino es dominante, es decir, para valores de $M_2 >$ 400 GeV/c^2 (lo cual depende, obviamente, de la relación entre M_1 y M_2). Por otro lado, unicamente es posible alcanzar valores de ΔM muy grandes en la región $\mu \simeq M_2 \simeq 0$ y para $tan\beta$ pequeño.

Afortunadamente, la región de alta degeneración entre $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ y $\tilde{\chi}_1^0$ está mejor cubierta por la búsqueda de $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ al conseguirse, para el mismo punto del espacio de parámetros, un menor grado de degeneración entre el primer y segundo neutralinos que entre el primer chargino y el primer neutralino ($(m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}} - m_{\tilde{\chi}_1^0}) < (m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0})$). De forma más precisa, en la región de M_2 grande, para $\mu \sim M_W$ y con la relación de Gran Unificación $M_1 = 0.5M_2$ se tiene que [24] :

$$\Delta \mathrm{M}_{\tilde{\chi}_1^{\pm}} \sim \frac{1}{8}\left(4 - \frac{\mu}{|\mu|}\sin 2\beta\right) \Delta \mathrm{M}_{\tilde{\chi}_2^0} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{M_2}\right) < 0.63 \cdot \Delta \mathrm{M}_{\tilde{\chi}_2^0} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{M_2}\right) \tag{1.29}$$

Caso $\tilde{\chi}_1^0$ inestable

Un caso especial para el que sí hemos diseñado criterios de selección específicos es el de desintegración de charginos en los escenarios de rotura de supersimetría mediada por las interacciones de gauge, GMSB (véase la Sección 1.4). En el modelo MSSM con GMSB, el gravitino es la partícula supersimétrica más ligera, y el neutralino decae al gravitino y un fotón, $\tilde{\chi}_1^0 \to \tilde{G}\gamma$. Como el gravitino escapa sin ser detectado, la energía perdida es también una signatura de este tipo de sucesos. Sin embargo, la presencia de un fotón, en general energético y aislado, añade un distintivo adicional a dichos procesos.

En los modelos GMSB la vida media de la segunda partícula más ligera es proporcional a [25]:

$$\tau \propto \frac{1}{m}\left(\frac{\mathcal{M}}{\Lambda}\right)^2 \tag{1.30}$$

siendo m la masa de dicha partícula, $\mathcal{M}$ la escala de masas de las partículas que transmiten la rotura de Supersimetría (los *mensajeros*), y $\Lambda = \frac{F}{<S>}$, donde F es la escala de rotura de Supersimetría y $< S >$ el valor esperado en el vacío del supercampo S, singlete respecto a los grupos del M.E., que acopla a los mensajeros con el sector oculto en el que realmente se rompe la supersimetría. Si el primer neutralino es la segunda partícula más ligera después del gravitino , se tiene que [25]:

$$c\tau = \left(\frac{100\ GeV}{m_{\tilde{\chi}_1^0}}\right)\left(\frac{\mathcal{M}}{\Lambda}\right)^2 \times 10^{-5}\ metros \tag{1.31}$$

siendo $c\tau$ la longitud de desintegración del neutralino cuando éste tiene $\beta\gamma \simeq 1$. Dependiendo del valor de $\frac{\mathcal{M}}{\Lambda}$, el neutralino podrá decaer fuera del detector y por tanto, la signatura será la misma que en el caso estándar, o bien decaer dentro de él. En este último caso, los resultados de nuestro análisis de fotones aislados, descritos en el capítulo 4, serán aplicables sólo si el neutralino se desintegra antes de los calorímetros electromagnéticos, a fin de poder detectar el fotón proveniente del neutralino.

Producción de sucesos radiativos : $\tilde{\chi}^0_2 \to \tilde{\chi}^0_1\gamma$

En la zona en que el segundo neutralino es más ligero que el primer chargino y, por tanto, éste puede desintegrarse en aquel, existen algunas subregiones en las que el segundo neutralino sólo puede decaer al primero radiativamente, $\tilde{\chi}^0_2 \to \tilde{\chi}^0_1\gamma$, en lugar de hacerlo a través de las desintegraciones más comunes $\tilde{\chi}^0_2 \to \tilde{\chi}^0_1 f\bar{f}$ [26] (véase Figura A.7 en el Apéndice A). Esto es debido [27], por un lado, a una supresión cinemática que hace que al disminuir la diferencia de masas entre ambos neutralinos disminuya mucho más lentamente la anchura del canal radiativo que la del resto de canales y, por otro, a una supresión dinámica debido a que a nivel árbol la desintegración $\tilde{\chi}^0_2 \to \tilde{\chi}^0_1 f\bar{f}$ requiere que ambos neutralinos tengan simultáneamente algunos de los dos tipos de componentes en campos, es decir, que ambos tengan simultáneamente componentes gaugino (en el caso de que la desintegración se haga a través de sfermiones) o ambos tengan componentes higgsino (en el caso de que se intercambie un Z^0). Esto a su vez se debe a que el acoplo de los neutralinos a los sfermiones sólo involucra la componente gaugino de aquellos, mientras que su acoplo al Z^0 sólo se produce a través de sus componentes higssino.

Como veremos, la selección diseñada para la búsqueda de señales de modelos GMSB, en las que el neutralino decae a gravitino y un fotón, también pueden aplicarse a este caso de desintegración del primer chargino al segundo neutralino, que a su vez decae al primero radiativamente.

1.8 Marco teórico de nuestro estudio

En esta sección recogemos explícitamente las hipótesis sobre las que hemos basado nuestro estudio de búsqueda de charginos.

- *MSSM*

  En primer lugar, hemos dado por supuesto la validez del Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo (MSSM), tanto en su versión de rotura de Supersimetría mediada por gravedad, como en la versión en que dicha rotura es mediada por las interacciones de gauge y, por tanto, el gravitino es la partícula supersimétrica más ligera.

- *Gran Unificación*

  Aunque no es una hipótesis crítica en nuestro estudio, en general asumiremos que existe Gran Unificación. La principal consecuencia de esta hipótesis es que supondremos la la relación $M_1 = \frac{5}{3}\tan^2\theta_W \cdot M_2 \simeq 0.5 \cdot M_2$. En caso de no cumplirse esta relación, por ejemplo si $M_2 \sim M_1$, se podría tener degeneración entre el primer chargino y el primer neutralino no sólo en la zona *higgsino*, sino también en la zona *gaugino*, con el consiguiente empobrecimiento de la eficiencia de detección, como explicaremos más adelante.

- *Conservación de la paridad–R*

  Hemos supuesto, asimismo, la conservación de la paridad–R (Sección 1.4), lo cual implica, por un lado, que los charginos se producen asociadamente y por otro, que la partícula supersimétrica más ligera (*LSP*) ha de ser estable y no puede desintegrarse en partículas convencionales.

- *La partícula supersimétrica más ligera: neutralino y gravitino*

  En nuestro estudio supondremos, en general, que la *LSP* es el neutralino más ligero, hipótesis natural en los modelos de Gran Unificación, en los que todos los gauginos tienen una misma masa común a la escala de Gran Unificación, $m_{1/2}$, y los sfermiones otra, m_0 (véase Sección 1.4). Las correcciones radiativas conducen a unos y a otros a diferentes masas a la escala electrodébil de acuerdo con las ecuaciones del grupo de renormalización. Los neutralinos, al carecer de carga eléctrica y de color, se encuentran entre las más ligeras de las partículas supersimétricas en todos los escenarios.

  Hemos supuesto, además, que la desintegración del chargino tiene siempre lugar a través del diagrama de intercambio de W. Como veremos a continuación ambas hipótesis son menos restrictivas de lo que pudiera parecer.

  Sin embargo, y como ya se ha mencionado, también hemos tenido en cuenta escenarios con rotura de Supersimetría mediada por las interacciones de gauge (GMSB), en los que el gravitino es la *LSP*, y por tanto, el neutralino decae a éste y un fotón. En este caso se ha asumido sólamente que el neutralino es la segunda partícula más ligera después del gravitino y que su desintegración tiene siempre lugar antes de los calorímetros electromagnéticos, a fin de que el fotón pueda ser detectado.

- *Condiciones sobre la masa del sneutrino*

  No es descartable que el sneutrino pueda ser más ligero que el chargino, e incluso que sea la *LSP*. Si el $\tilde{\nu}$ es más ligero que el chargino, el canal de desintegración $\tilde{\chi}_1^{\pm} \to l\,\tilde{\nu}$ se convierte en dominante. Tanto si el $\tilde{\nu}$ es la *LSP* y por tanto, no detectable, como si lo es el $\tilde{\chi}_1^0$, y en ese caso se tendrá la desintegración $\tilde{\nu} \to \nu\,\tilde{\chi}_1^0$, la única partícula visible en este proceso es el leptón. Se presentan, entonces, dos posibles situaciones:

  1. El $\tilde{\nu}$ es mucho más ligero que el $\tilde{\chi}_1^{\pm}$. El leptón producido en la desintegración del chargino puede adquirir energía suficiente como para ser detectado, con lo que se tiene una topología con 100 % de sucesos l^+l^-, quedando englobado en la búsqueda de la topología puramente leptónica desarrollada en el caso en que el canal W es dominante.
  2. El $\tilde{\nu}$ se encuentra degenerado en masa con el $\tilde{\chi}_1^{\pm}$. En este caso el leptón tendrá muy bajo momento y se hará indetectable, dando lugar a una topología *invisible*.

En el caso 1) no se espera que las distribuciones angulares y energéticas de los estados finales varíen drásticamente con respecto a las del caso en que el neutralino es la *LSP*, por tanto los resultados de nuestros análisis son aplicables a dicho caso. No obstante, no hemos hecho simulaciones explícitas para dicho proceso.

El caso 2) es un caso de degeneración que también puede tener lugar cuando el neutralino es la *LSP*. Trataremos más adelante las limitaciones que tal degeneración impone sobre los resultados.

Los posibles efectos de interferencia en la producción del primer chargino cuando el sneutrino es ligero sí han sido tenidos en cuenta. Como se verá en el Capítulo 5, los resultados se dan, en lo que concierne a sección eficaz de producción, tanto para escenarios con un sneutrino ligero, como para escenarios con sneutrino pesado.

- *Sfermiones y Higgses pesados*

  No se ha hecho una generación específica de sucesos con sfermiones ligeros. Hemos supuesto, por tanto, que el parámetro m_0 es grande (del orden de cientos de GeV/c^2). Sin embargo, como hemos mencionado, el efecto más notable de la existencia de sfermiones no muy pesados sería la variación de las relaciones de desintegración de los charginos con respecto a las del canal de desintegración a través del W. En el Capítulo 5 trataremos la influencia que sobre los resultados puede tener dicha variación.

  Aunque el supuesto de que los squarks son lo suficientemente pesados como para no tener más influencia que un posible aumento de los modos de desintegración hadrónicos es bastante natural, en el caso del squark stop se da una situación especial. Debido al alto valor del acoplo de Yukawa del top, los stops *diestro* y *zurdo*, $\tilde{t}_R$ y $\tilde{t}_L$, es decir los compañeros supersimétricos de los correspondientes estados de helicidad del quark top, pueden mezclarse para dar dos estados que suelen denominarse $\tilde{t}_1$ y $\tilde{t}_2$. El más ligero de estos estados, ($\tilde{t}_1$, por convención) podría estar entre las partículas supersimétricas más ligeras e incluso ser la más ligera. En nuestro trabajo no hemos estudiado dicha posibilidad, aunque es evidente que, dependiendo del esquema exacto, nuestras selecciones pueden cubrir también importantes regiones de dicho escenario.

  Hemos supuesto que el canal de desintegración al Higgs supersimétrico cargado, $\tilde{\chi}_1^\pm \to \tilde{\chi}_1^0 H^\pm$, está suprimido.

- *Límites sobre la degeneración en masas*

  Como se explica en el Capítulo 3, la eficiencia de detección de los sucesos $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ es sensible a la diferencia de masa entre el chargino y neutralino más ligeros (ΔM). En nuestro trabajo, y para el caso de ser el neutralino la partícula más ligera ("escenario neutralino *LSP*") hemos estudiado puntos de señal con valores de ΔM entre 3 GeV/c^2 y 77 GeV/c^2, asumiendo una eficiencia de detección nula para todo punto en el espacio SUSY con valores de ΔM inferiores a 3 GeV/c^2. Cuando el gravitino es la partícula más ligera ("escenario gravitino *LSP*") la presencia de un fotón en la desintegración del neutralino nos ha permitido estudiar adicionalmente el caso $\Delta M = 1$ GeV/c^2.

  Una implicación experimental importante derivada del hecho de considerar valores de ΔM superiores 1 GeV/c^2 es que la desintegración del chargino se produce con una vida media muy corta, siempre antes de entrar en el detector, no existiendo vértices desplazados.

Bibliografía

[1] J.C. Pati y A. Salam, Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 661;
J.C. Pati y A. Salam, Phys. Rev. D8 (1973) 1240.

[2] H. Georgi y S.L. Glashow, Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 438;
H. Georgi y S.L. Glashow, Nucl. Phys.. B193 (1981) 150.

[3] Se pueden encontrar revisiones sobre la Teoría de Gran Unificación en:
G.G. Ross, "Grand Unified Theories", Benjamin Inc. (1984);
P. Langacker, Phys. Rep. 72C (1981) 185.

[4] H. Georgi, H. Quinn y S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 451.

[5] W. Marciano y A. Sirlin, Phys. Rev. 22 (1980) 2095;
C.H. Llewellyn-Smith, G.G. Ross y J. Wheater, Nucl. Phys. B177 (1981) 263.

[6] Evans et al., Science 197 (1977) 989;
Becker-Szendy et al., Phys. Rev. D42 (1990) 2974.

[7] Yu. Gol'fand y E.P. Likhtman, JETP Lett. 13 (1971) 323;
P. Ramond, Phys. Rev. D3 (1971) 2415;
D.V. Volkov y V.P. Akulov, Phys. Lett. 46B (1973) 109;
J. Wess y B. Zumino, Nucl. Phys. B70 (1974) 39, B78 (1974) 1.

[8] H.E. Haber y G.L. Kane, Phys. Rep. 117 (1985) 75.

[9] Otras revisiones sobre Supersimetría pueden encontrarse en:
R. Barbieri, Riv. Nuovo Cim. 11 (1988) 1;
H.P. Nilles, Phys. Rep. 110 (1984) 1;
P. Fayet y S. Ferrara, Phys. Rep. 32 (1977) 249.

[10] G. 't Hooft, in "Recent Developments in Gauge Theories",
Cargese Lectures 1979, Plenum Press, New York (1981).

[11] J. Ellis, S. Kelley y D.V. Nanopoulos, Phys. Lett. B249 (1990) 441;
J. Ellis, S. Kelley y D.V. Nanopoulos, Phys. Lett. B260 (1991) 331;
P. Langacker y M. Luo, Phys. Rev. D44 (1991) 817;
U. Amaldi, Wim. de Boer, H. Fürstenau, Phys. Lett. B260 (1991) 447;
L. Clavelli, Phys. Rev. D45 (1992) 3276;
J. Ellis, S. Kelley y D.V. Nanopoulos, Nucl. Phys. B373 (1992) 55.

[12] L. Ibañez, Phys. Lett. 118B (1982) 73;
L. Ibañez y G.G. Ross, Phys. Lett. 110B (1982) 227;
K. Inoue et al., Prog. Theor. Phys. 68 (1982) 927;
L. Ibañez y C. López, Phys. Lett. 126B (1983) 54.

[13] F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 225.

[14] L. Girardello y M.T. Grisaru, Nucl. Phys. B194 (1982) 65.

[15] A. H. Chamsedine, R. Arnowitt y P. Nath, Phys. Rev. Lett 29 (1982)970;
R. Barbieri, S. Ferrara y C.A. Savoy, Phys. Lett. B119 (1983) 343;
L.J. Hall, J. Lykken y S. Weinberg, Phys. Rev. D22 (1983) 2359.

[16] M. Dine, W. Fischler y M. Srednicki, Nucl. Phys. B189 (1981) 575;
S. Dimopoulos y S. Raby, Nucl. Phys. B192 (1981) 353;
M. Dine y W. Fischler, Nucl. Phys. B202 (1982) 238.

[17] M. Dine, A.E. Nelson e Y. Shirman, Phys. Rev. D51 (1995) 1362;
M. Dine, A.E. Nelson, Y. Nir e Y. Shirman, Phys. Rev. D53 (1996) 2658.

[18] A. Bartl,H. Fraas, W. Majerotto y B. Mösslacher, Z. Phys. C55 (1992) 257.

[19] A. Bartl,H. Fraas, W. Majerotto y N. Oshimo, Phys. Rev. D.40 (1989) 1594.

[20] A. Bartl,H. Fraas y W. Majerotto, Z. Phys. C30 (1986) 441;
A. Bartl,H. Fraas y W. Majerotto, Z. Phys. C41 (1988) 475.

[21] S.Katsanevas y S.Melachroinos en *Physics at LEP2*, CERN 96-01, Vol. 2, p.328.

[22] J.L. Feng y M.J. Strassler, Phys. Rev. D51 (1995) 4661.

[23] A. Bartl,H. Fraas y W. Majerotto, Nucl. Phys. B278 (1986) 1.

[24] G.F. Giudice y A. Pomarol, CERN-TH/95-337.

[25] J.A. Bagger, K. Matchev, D.M. Pierce y R. Zhang, SLAC-PUB-7319 (1996).

[26] S. Ambrosanio y B. Mele, Phys Rev. D (1996) 2541.

[27] S. Ambrosanio y B. Mele, HEP-PH/9609212.

Capítulo 2

Dispositivo experimental

El principal cometido de este capítulo es describir las características generales del dispositivo experimental que posibilita la realización del presente estudio: el acelerador *LEP* y el detector *DELPHI*. En la Sección 2.1 se resumen las particularidades más significativas del acelerador *LEP* junto con algunos detalles referentes a su operación durante los años 1995 – 1996. En la Sección 2.3 se recogen las propiedades más relevantes de los subdetectores que componen el detector DELPHI que ha estado operativo durante este período.

2.1 El acelerador LEP

El acelerador **LEP** (**L**arge **E**lectron **P**ositron collider) es el mayor colisionador de haces de electrones (e^-) y positrones (e^+) del mundo. Se trata de un anillo de almacenamiento circular de 26,658 kilómetros de circunferencia [1], sito en la ciudad suiza de Ginebra y construido por el **CERN** (Laboratorio Europeo de Física de Partículas). En la Figura 2.1 puede observarse la ubicación geográfica del laboratorio.

En *LEP*, electrones y positrones son acelerados en direcciones opuestas, confinados por la acción de campos magnéticos en un tubo de vacío, e inducidos a la colisión frente a frente. Existen cuatro áreas de intersección de los haces, en cada una de las cuales se encuentra situado un detector encargado de medir las propiedades de las partículas secundarias que aparecen tras la colisión. Cada detector fue diseñado de modo diferente para el estudio óptimo de distintos aspectos físicos. Las cuatro áreas experimentales reciben los nombres de ALEPH, DELPHI, L3 y OPAL, y se sitúan alternadamente en las secciones rectas del acelerador, donde se hacen colisionar los haces.

El diseño del anillo no es perfectamente circular, sino que tiene la forma de un polígono octogonal con ocho secciones rectas de 500 m de longitud y otros tantos arcos circulares con un radio de curvatura de 3096 m. Debido a la especial geología del terreno, el plano de *LEP* se construyó con una inclinación del 1.5 %, encontrándose alojado en un túnel subterráneo situado a una profundidad que varía entre 50 y 150 m.

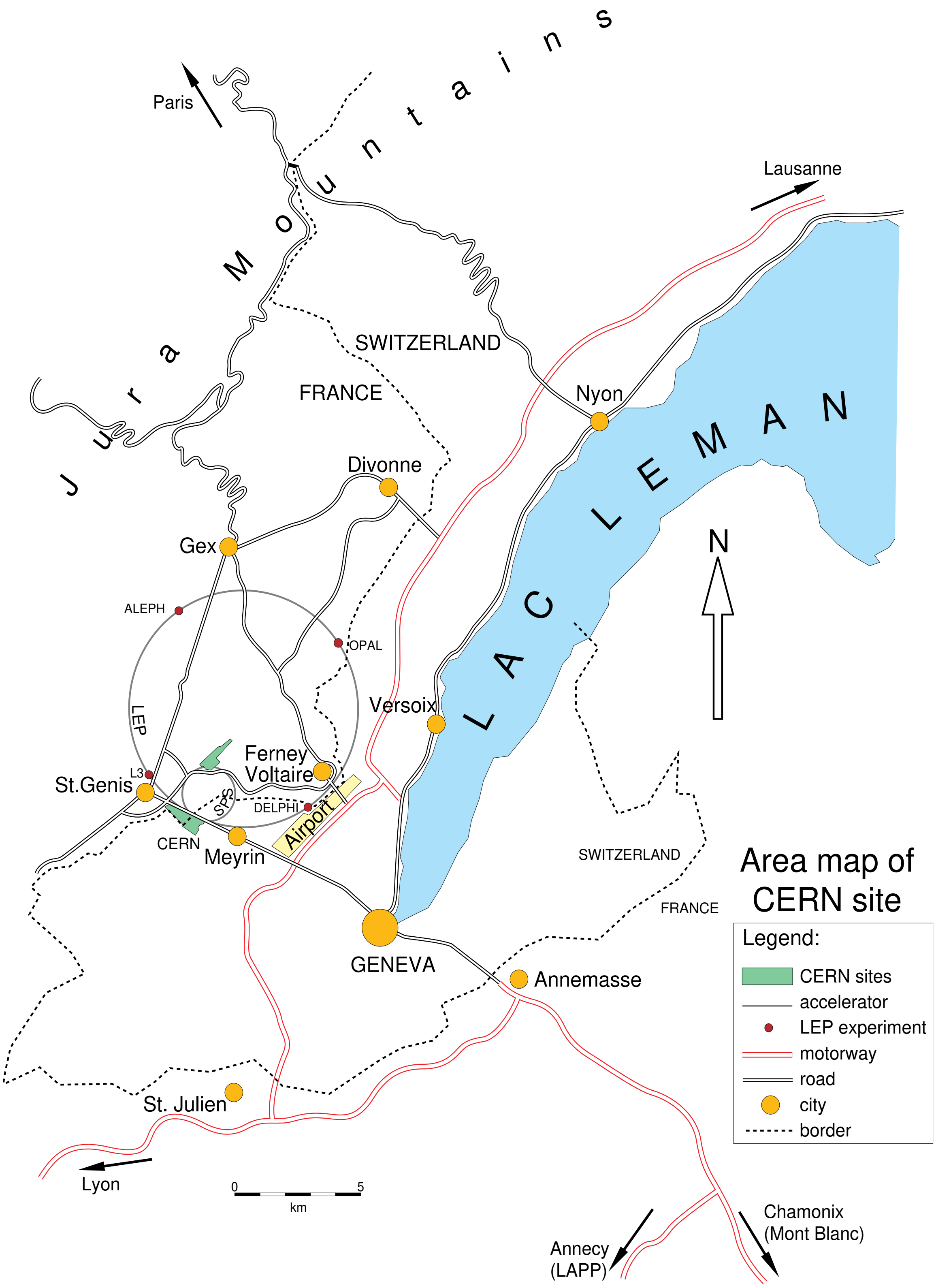


Figura 2.1: Situación geográfica del acelerador *LEP* y de los cuatro puntos de colisión donde se sitúan los experimentos que lo componen: ALEPH, DELPHI, L3 y OPAL.

En la Figura 2.2 se muestra esquemáticamente el proceso de inyección de partículas en *LEP*. Los electrones, tras ser extraídos por procedimientos termoiónicos, se aceleran en la primera fase del **I**nyector **LI**neal (*LIL*) hasta una energía de 10 MeV. Los positrones se obtienen en ese mismo acelerador, pero esta vez mediante un convertidor electrón-positrón, a partir de colisiones del haz de electrones contra un blanco fijo de alto número atómico. La energía promedio de los positrones es de 10 MeV, y sólo una pequeña parte de ellos es aceptada y acelerada junto con los electrones en una segunda fase del *LIL*, hasta una energía de 600 MeV. Seguidamente, los haces de e^+ y e^- se almacenan en el **A**cumulador de **E**lectrones y **P**ositrones (*EPA*) antes de ser introducidos en el **S**incrotrón de **P**rotones (*PS*), donde se aceleran hasta 3.5 GeV. A continuación los haces se transfieren al **S**uper**S**incrotrón de **P**rotones (*SPS*), donde su energía alcanza los $20 - 30$ GeV. Finalmente, los paquetes de electrones y positrones son inyectados en *LEP* en direcciones opuestas, siendo acelerados hasta que adquieren la energía deseada.

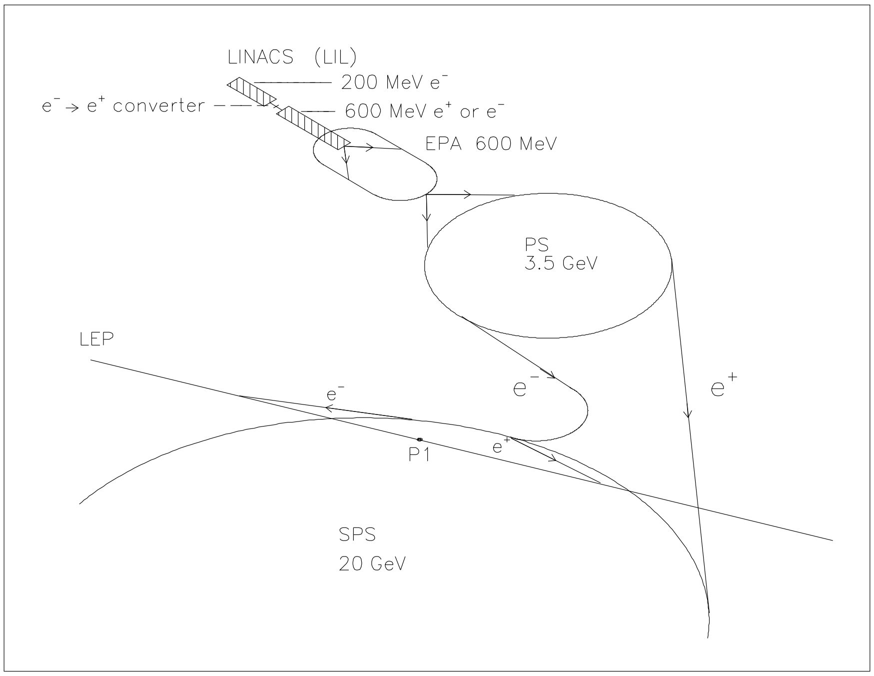


Figura 2.2: Esquema del sistema de aceleradores del CERN que proporcionan los haces de electrones y positrones a *LEP*.

Entre los años 1989 y 1995 se llevó a cabo el llamado *programa LEP-I*, durante el cual *LEP* funcionó con una energía en centro de masas en torno a la masa del bosón Z^0, es decir, con una energía de ~ 45 GeV por haz. Gracias a las medidas realizadas por los experimentos de *LEP* a partir de la creación y desintegración del Z^0, ha sido posible hacer comprobaciones del Modelo Estándar con una altísima precisión. Cada experimento ha recolectado, en promedio, en torno a un millón de sucesos Z^0 por año.

Durante los últimos meses de 1995, *LEP* aumentó su energía de operación a 68 GeV por haz, dando comienzo al llamado *programa LEP-II*. Ya en 1996, *LEP* volvió a aumentar la energía en dos fases: operando por primera vez por encima del umbral de producción de pares W^+W^- reales, a 80.6 GeV por haz, durante el verano; y operando a 86.2 GeV por haz en el último período del año. La subida de energía durará dos años más y llevará a *LEP* hasta $\sim$ 192 GeV en centro de masas en 1998. La luminosidad integrada proporcionada por *LEP* entre los años 1993 – 1996 día a día se muestra en la Figura 2.3. En la Tabla 2.1 se muestran los valores de las luminosidades integradas recolectadas por el detector DELPHI durante las diferentes tomas de datos a alta energía y que han sido estudiadas en este trabajo. En el análisis presentado, los 2.5 pb^{-1} de datos recogidos a $\sqrt{s} = 174.6$ GeV se han agrupado a los 7.7 pb^{-1} recogidos a $\sqrt{s} = 174.4$ GeV formando una sola muestra de 10.2 pb^{-1} a $\sqrt{s} = 174.4$ GeV.

El objetivo principal del programa *LEP-II* es el estudio de colisiones e^+e^- a energías en centro de masas por encima del umbral de producción de pares W^+W^- reales, permitiendo [2]:

- Realizar nuevos tests del Modelo Estándar: será posible medir la masa del bosón W con gran precisión ($\Delta M_W \sim 50$ MeV$/c^2$), explorar el sector del Higgs hasta masas del orden de $M_H \simeq \sqrt{s} - 100$ GeV$/c^2$, así como estudiar la evolución de algunos parámetros QCD con la energía.

- Medir por primera vez directamente los acoplos de bosones a tres vértices.

- Llevar a cabo la búsqueda de nuevas partículas (SUSY u otras).

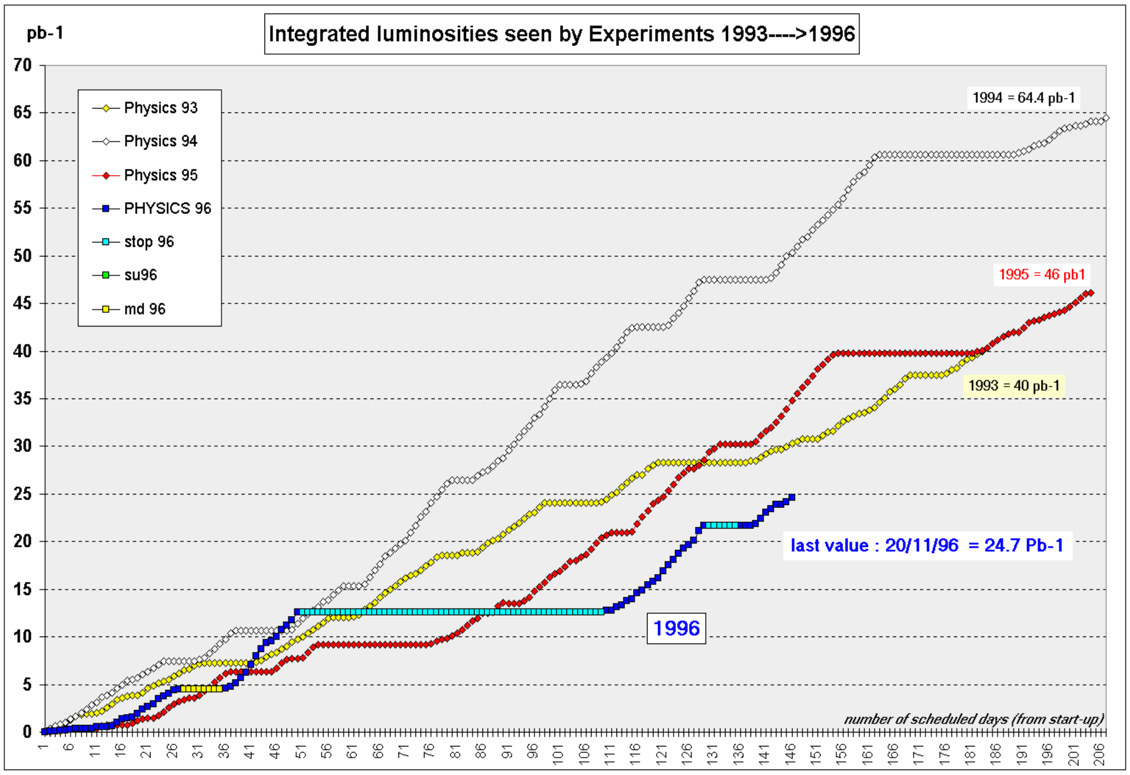


Figura 2.3: Luminosidad integrada día a día suministrada por *LEP* durante el período 1993–1996.

$\sqrt{s}$	$\int \mathcal{L}\, dt$	Período
130.4 GeV	2.9 pb^{-1}	Noviembre 1995
136.3 GeV	3.0 pb^{-1}	Noviembre 1995
140.2 GeV	0.04 pb^{-1}	Noviembre 1995
161.4 GeV	9.6 pb^{-1}	Julio/Agosto 1996
172.4 GeV	7.7 pb^{-1}	Octubre/Noviembre 1996
172.6 GeV	2.5 pb^{-1}	Octubre/Noviembre 1996

Tabla 2.1: Valores de las luminosidades integradas recolectadas por el detector DELPHI durante los diferentes períodos de operación a alta energía, analizadas en este trabajo .

Operación de LEP durante 1996

Durante el año 1996, *LEP* operó con un esquema flexible de haces, compuestos por 4 trenes de 1 ó 2 paquetes de partículas por tren, dependiendo de las restricciones impuestas por el límite en la corriente. En la Figura 2.4 se ofrece el gráfico de la luminosidad integrada suministrada por *LEP* durante 1996, por hora y por día, día a día, pudiéndose distinguir cuatro períodos:

1. La máquina comenzó trabajando, a mediados del mes de junio, con una óptica de 108/60 a las energías del pico del Z^0. Sin embargo, en seguida quedó patente que esta nueva óptica era muy difícil de usar, por lo que se decidió cambiar a la óptica 90/60 empleada durante los años anteriores. En unos pocos días se conseguía recolectar la suficiente luminosidad como para aumentar la energía y era el día 9 de julio cuando se registraban las primeras colisiones a 80.5 GeV en los experimentos de *LEP*. La corriente máxima durante este período fue limitada a 4.0 mA, siendo la luminosidad máxima alcanzada de 1.8 $\cdot 10^{31}$ $cm^{-2}s^{-1}$.

2. La toma de datos continuaría durante el período del 2 al 19 de agosto empleando 2 paquetes por tren con el fin de aumentar la luminosidad, momento en el cual se inició la instalación de más cavidades superconductoras con el fin de aumentar la energía de operación. Durante esos dias se consiguieron unos valores de I = 6.2 mA y $\mathcal{L}$ = 3.0 $\cdot 10^{31}$ $cm^{-2}s^{-1}$.

3. El día 10 de octubre, *LEP* hacía circular los haces a una energía de 86 GeV, alcanzando una intensidad máxima de 4.2 mA y una luminosidad de 3.4 $\cdot 10^{31}$ $cm^{-2}s^{-1}$.

4. A principios de noviembre, y con el fin de comprobar la máquina, se recalibraron los sextupolos y se cambiaron de nuevo a la óptica 108/90, alcanzándose unos valores de I = 4.0 mA y $\mathcal{L}$ = 2.2 $\cdot 10^{31}$ $cm^{-2}s^{-1}$.

Con el fin de posibilitar el alineamiento de los detectores, durante los primeros dias de los períodos 1 y 3 los haces colisionaron a energías del pico del Z^0, con un total de 1.3 pb^{-1}

dados por *LEP*. Junto con los 12.1 pb^{-1} a 80.5 GeV y los 11.3 pb^{-1} a 86 GeV, la luminosidad integrada total durante 1996 ascendió a casi 25 pb^{-1}. Debido a la gran cantidad de cambios realizados en la máquina y a la baja estabilidad de los haces, la eficiencia promedio durante todo el año, definida como el tiempo de operación con haces estables dividido por el tiempo total programado, fue de solo el 36 %, mientras que en años anteriores había sido del 60 %.

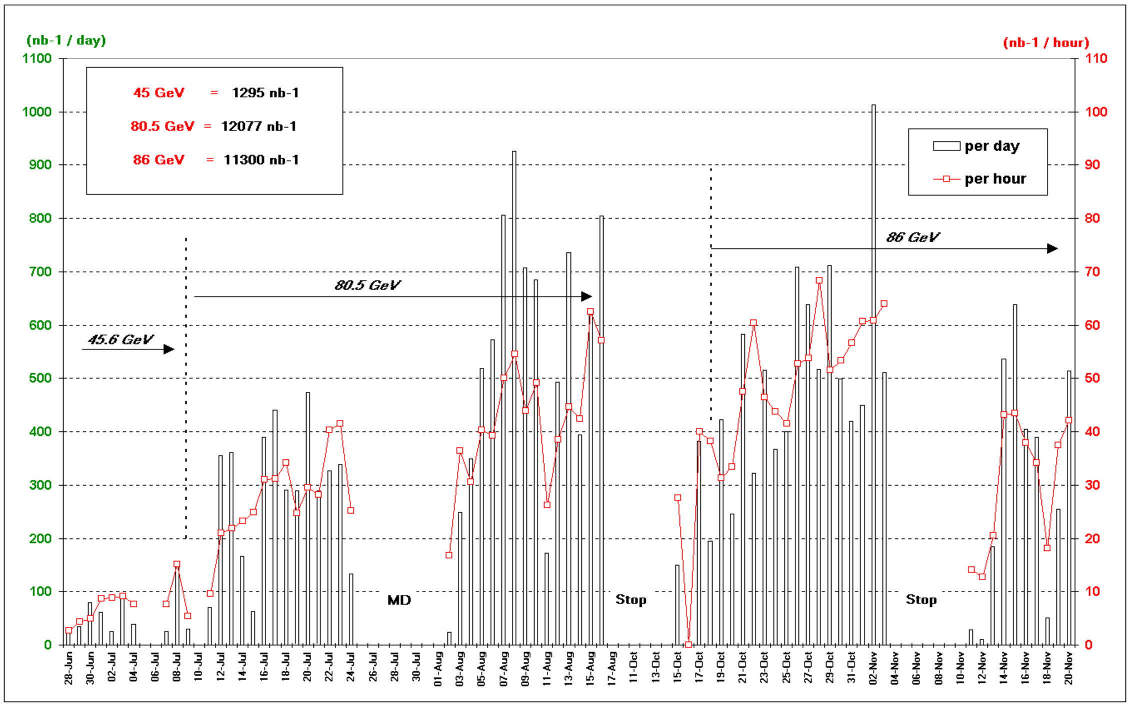


Figura 2.4: Luminosidad integrada suministrada por *LEP* por hora y por dia, día a día durante 1996, a las distintas energías de operación .

2.2 Luminosidad

La luminosidad ($\mathcal{L}$) se define como el cociente entre el número de sucesos producidos por unidad de tiempo ($\frac{dN}{dt}$) y la sección eficaz de producción (σ) de la reacción considerada, de modo que :

$$\frac{dN}{dt} = \sigma \cdot \mathcal{L}$$

En un colisionador de haces como *LEP*, la luminosidad se puede escribir de la forma:

$$\mathcal{L} = \frac{N_e N_p k_p f_0}{4\pi \sigma_x \sigma_y}$$

donde N_e y N_p son el número de electrones y positrones por paquete; σ_x y σ_y son las secciones transversales de los haces, supuestas gausianas, en el punto de interacción; f_0 es la frecuencia de revolución de los haces alrededor del anillo; y k_p es el número de paquetes por haz que circulan por él.

La luminosidad de un colisionador por el que circulan los dos tipos de haces de partículas cargadas por el mismo tubo de vacío, está limitado por el denominado *efecto haz – haz*. Si la corriente por paquete excede un cierto valor dado, las dimensiones de los paquetes del haz comienzan a aumentar debido a la interacción electromagnética que cada uno de ellos ejerce sobre el otro, que viene en dirección opuesta.

Asumiendo igual número de partículas en cada paquete ($N_e = N_p = N$) y que $\sigma_x >> \sigma_y$ [1], el parámetro ξ_y que caracteriza la magnitud del efecto haz – haz en la dirección vertical viene dado por la expresión:

$$\xi_y = \frac{N r_e \beta_y}{2\pi\gamma\sigma_x\sigma_y}$$

de tal modo que la expresión de la luminosidad puede reescribirse como:

$$\mathcal{L} = \frac{N\xi_y\gamma f_0 k_p}{\beta_y 2 r_e}$$

donde γ es el cociente entre la energía del haz y la masa en reposo del electrón, y β_y la amplitud de oscilación espacial transversa de betatrón.

Una de las formas de aumentar la luminosidad de la máquina consiste en aumentar k_p, el número de paquetes por haz. Con $k_p = 8$, el intervalo de tiempo de cruce entre paquetes es de $\frac{1}{f_0\, k_p} \sim 11\ \mu$s. Los 16 puntos de interacción se sitúan ocho en los arcos y ocho en las secciones rectas del anillo, de modo que los haces son colisionados allí donde se encuentran los experimentos, y separados en el resto empleando un *esquema horizontal Pretzel* (utilizado desde el año 1994). En las actuales condiciones de operación de los cuatro experimentos de *LEP* no es viable aumentar k_p por encima de ocho paquetes, debido al tiempo muerto introducido por la acción del *trigger hardware* [3] de los detectores. En el año 1995 se comenzó a ultilizar un nuevo sistema con haces formados por *trenes de paquetes*, constituidos por un conjunto no superior a 4 paquetes separados entre sí 248 ns. El número de colisiones parásitas se reduce utilizando separadores electrostáticos a ambos lados de los puntos de interacción.

La energía máxima alcanzable en cualquier acelerador circular de electrones está limitada por la emisión de radiación de sincrotrón (SR). La energía perdida por vuelta es función de la cuarta potencia de la energía del haz, y puede expresarse del modo siguiente:

$$U_S = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{r_e}{m_e^3} \cdot \frac{E_{haz}^4}{\rho} \tag{2.1}$$

donde r_e y m_e son el radio clásico y la masa en reposo del electrón, E_{haz} es la energía del haz, y ρ es el radio de curvatura de la trayectoria de la partícula ($\sim$ 3096 m en *LEP*). Esta

[1] En *LEP* se tiene que $\sigma_x \sim 20 \cdot \sigma_y$.

expresión puede ser escrita del modo siguiente:

$$U_S(MeV) = 0.0885 \cdot \frac{E_b^4(GeV)}{\rho(m)} \tag{2.2}$$

Mientras que en *LEP-I* la pérdida de energía por vuelta era de 130 MeV, para $E_{haz} = 90$ GeV está en torno a los 2 GeV, más del 2 % de la energía de la partícula.

Esta pérdida de energía ha de ser compensada mediante nuevas cavidades de radiofrecuencia (RF), que deben proporcionar voltajes de aceleración superiores a 2300 MV por vuelta a fin de operar a 90 GeV. El programa *LEP-II* contempla la instalación de un total de 240 cavidades superconductoras (Figura 2.5), cada una de ellas compuesta por cuatro celdas (una longitud total de 1.7 m por cavidad) y montadas en grupos de cuatro, proporcionando de este modo un gradiente de aceleración en torno a 6 MV/m. Las cavidades se encuentran refrigeradas por un baño de Helio a 4.2^0, y operando a 352 MHz [2]. La emisión de energía es continua, mientras que las cavidades actúan en puntos discretos, por lo que la distribución de energía de las partículas a lo largo de la circunferencia de *LEP* tiene forma de *sierra*. Para evitar en lo posible alteraciones en los haces a causa de este efecto, las estaciones de RF son instaladas en torno a los puntos de interacción.

El espectro de fotones emitidos tiene un límite en la llamada *energía crítica del fotón,* $E_c = \frac{3}{2} \cdot \frac{\gamma^3}{\rho} \hbar c$, donde $\gamma = E_{haz}/m_e$. Además, la radiación de sincrotrón influye enormemente en las dimensiones del haz, siendo necesario mejorar la óptica focalizante de los haces. Las dimensiones de cada haz son, aproximadamente:

$$\sigma_x \simeq 300\mu m \ , \ \sigma_y \simeq 15\mu m \ , \ \sigma_z \simeq 30mm$$

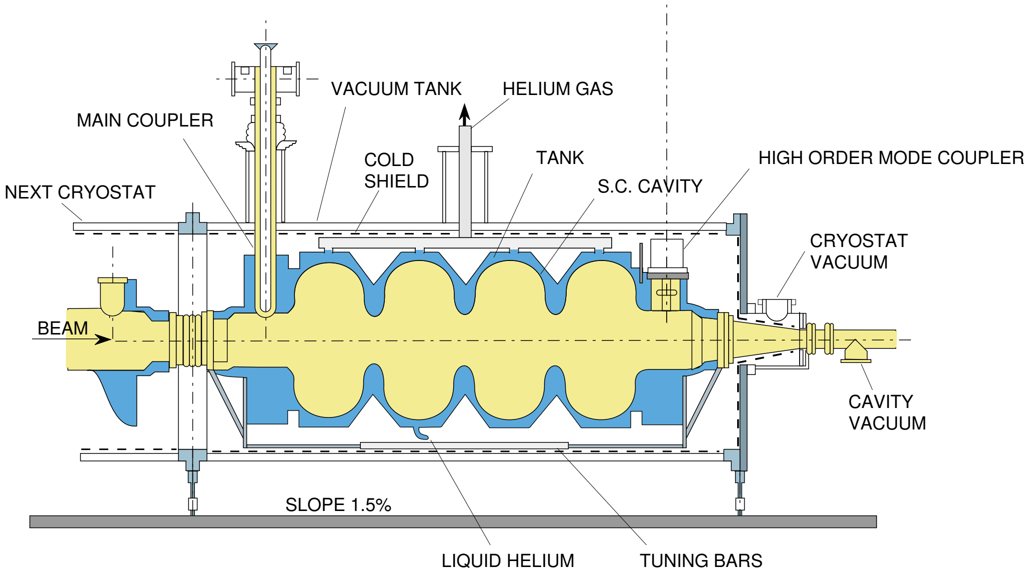


Figura 2.5: Sección de una cavidad superconductora con su sistema de refrigeración .

2.3 El detector DELPHI

El detector **DELPHI** (**DE**tector with **L**epton **P**hoton and **H**adron **I**dentification) [4] es uno de los cuatro experimentos actualmente operativos en *LEP* . Consiste en un detector con arquitectura usual en colisionadores e^+e^-, caracterizado por los siguientes aspectos: una buena reconstrucción tridimensional en la mayor parte de sus componentes; una buena medida de la energía gracias a la alta granularidad de los calorímetros electromagnéticos y hadrónicos; una determinación precisa de los vértices; y una gran capacidad de identificación de hadrones cargados, gracias a la utilización de detectores *RICH*. La longitud total y el diámetro son de aproximadamente 10 m y el peso de 3500 toneladas.

El detector, que posee simetría cilíndrica, se puede dividir en dos regiones: la llamada región central (o barril), que cubre el 70 % del ángulo sólido, y las zonas hacia delante–detrás, que pueden desplazarse para permitir el acceso a los subdetectores. En la Figura 2.6 se muestra un esquema general del detector, y en la Figura 2.7 se muestran las secciones longitudinal (figura superior) y transversal (figura inferior).

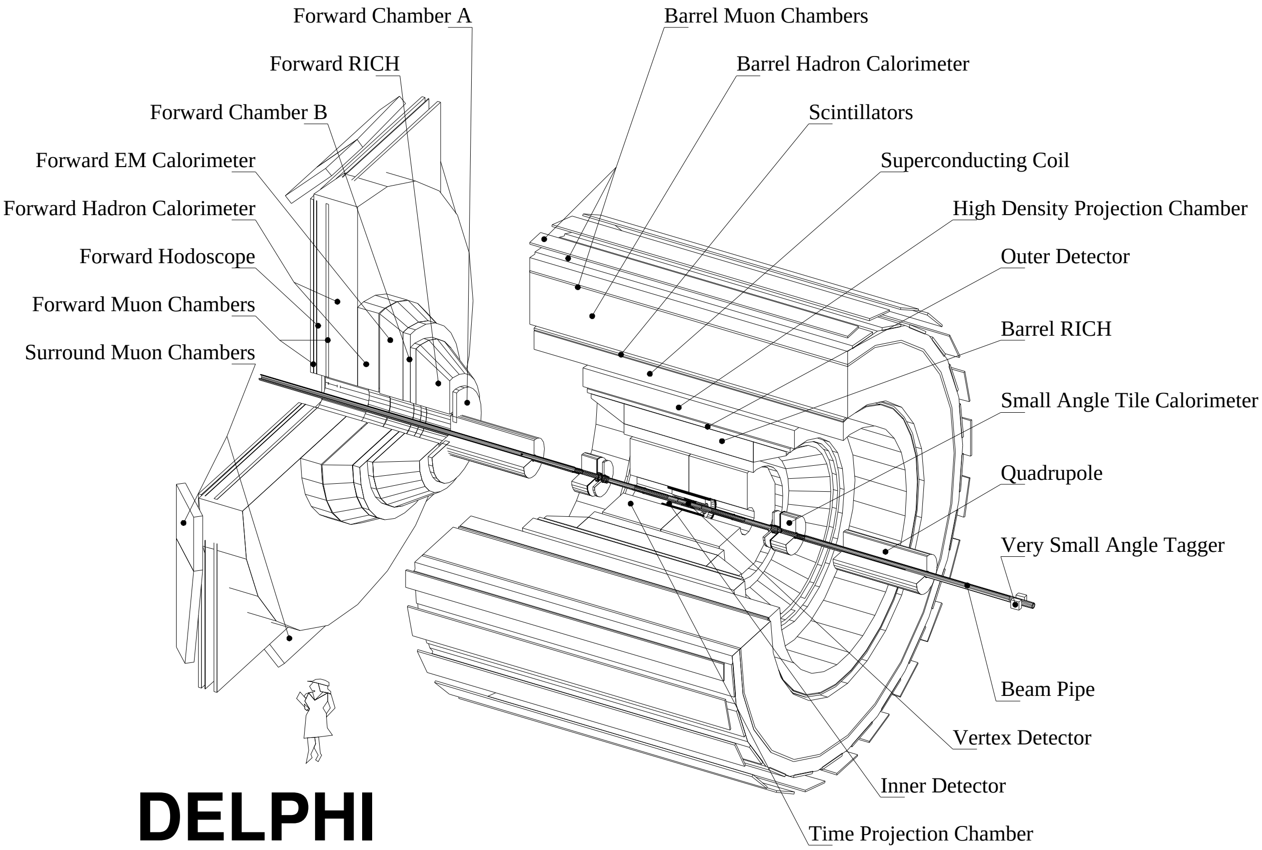


Figura 2.6: Esquema del detector DELPHI.

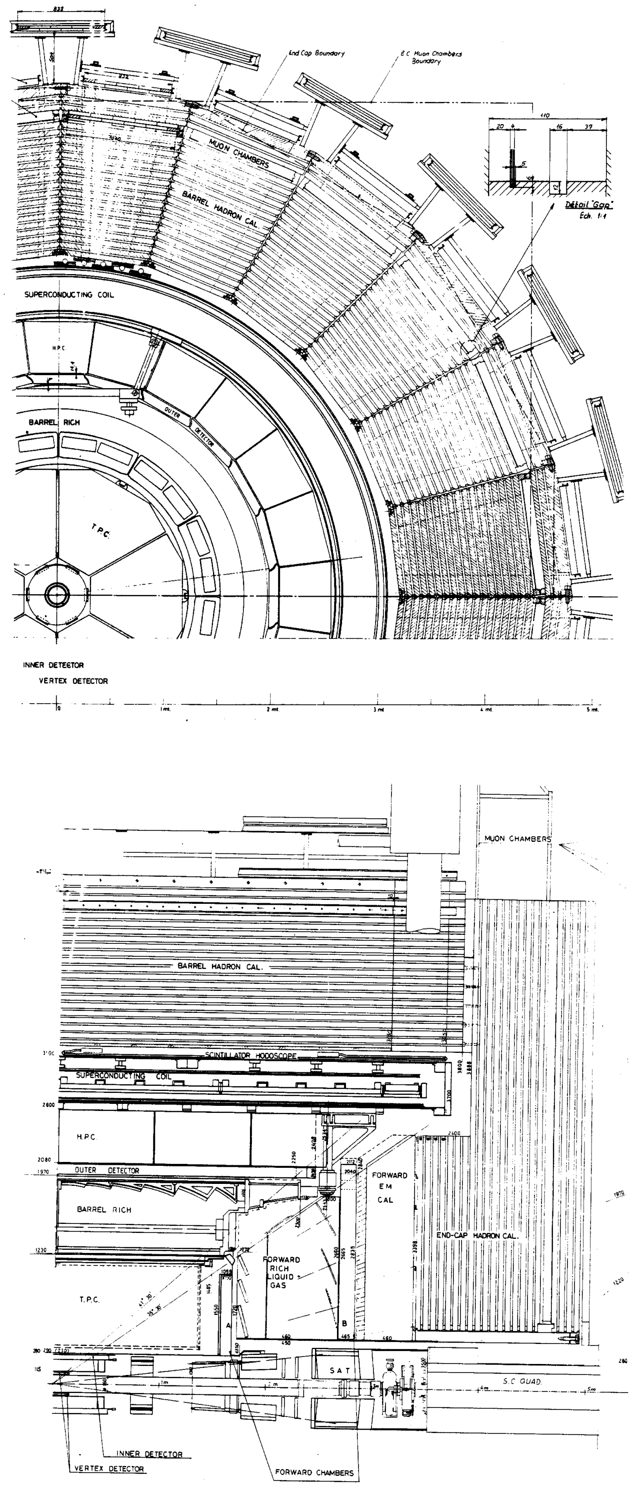


Figura 2.7: Vistas transversal (figura superior) y longitudinal (figura inferior) del detector DELPHI.

Cualquier punto en el espacio puede ser expresado tanto en coordenadas cartesianas (x, y, z), como cilíndricas (R, R_ϕ, z) o polares (r, ϕ, θ), de modo que, según el criterio adoptado, la dirección de la coordenada z es la definida por el haz de electrones, la x apunta hacia el centro de *LEP*, y la y coincide con la vertical. El ángulo polar, θ, se mide a partir del eje z, y el ángulo azimutal, ϕ, a partir del eje x. De este modo, la región barril subtiende un ángulo de $40^0 \leq \theta \leq 140^0$.

La reconstrucción de la trayectoria de las partículas cargadas que atraviesan DELPHI se efectúa combinando, mediante complejos paquetes informáticos, la información que proporcionan los subdetectores. Para la medida del momento, el detector está dotado de un solenoide superconductor situado en la región barril, que curva la trayectoria de las partículas cargadas. Finalmente, una serie de calorímetros electromagnéticos y hadrónicos se encargan de medir energías. La mayor parte de los componentes de DELPHI proporcionan información directamente en tres dimensiones, a través de más de 200.000 canales electrónicos. Los datos son transportados en forma de *suceso* hasta un conjunto de ordenadores donde se almacenan para su posterior análisis. Un suceso típico contiene del orden de 1 MBit de información. En las siguientes secciones se ofrece una descripción de las características y prestaciones de los distintos elementos que componen DELPHI.

Solenoide superconductor

El campo magnético en el detector DELPHI se genera por medio de un imán superconductor cilíndrico de 5.2 m de diámetro y 7.4 m de longitud, situado en la región barril inmediatamente detrás del calorímetro electromagnético (*HPC*). Produce un campo de 1.23 T en la dirección axial mediante una placa simple de hilos superconductores de $Nb - Ti$ cubiertos por láminas de cobre, por los que circula una corriente eléctrica de 5000 A. El imán es enfriado con helio líquido a una temperatura de 4.5^0 K.

La principal función del imán consiste en curvar la trayectoria de las partículas para posibilitar la medida de su momento y está diseñado para conseguir una gran homogeneidad en el campo magnético necesaria para el correcto funcionamiento de detectores con largos tiempos de deriva como la *TPC*.

2.3.1 Detectores de traza

Los detectores de trazas proporcionan información espacial acerca del paso de las partículas cargadas a través de DELPHI. En la zona barril, la trayectoria se determina combinando la información del detector de vértices (*VD*), del detector interno (*ID*), de la cámara de proyección temporal (*TPC*) y del detector exterior (*OD*). Este sistema proporciona una resolución en parámetro de impacto de $\sigma_{IP_{R\phi}} = 20$ μm, $\sigma_{IP_z} = 34$ μm, y una resolución en momentos para muones de 45 GeV/c de $\sigma(1/p)$ $(GeV/c)^{-1} = 0.6 \times 10^{-3}$. En las zonas hacia delante y hacia detrás, donde los anteriores detectores no son activos, se cuenta con el detector de vértices a muy bajo ángulo (*VFT*) y con las cámaras de deriva *FCA* y *FCB*. En esta región, la resolución en la medida del momento empeora debido a la presencia de mayor cantidad de material pasivo.

Detectores de trazas de silicio, VD y VFT

El primer detector de microvértice (**V**ertex **D**etector) que fue instalado en DELPHI (año 1990) constaba de dos capas cilíndricas de detectores de *microstrips* de cara simple a una distancia radial media de 9 y 10.9 cm, respectivamente. Un año mas tarde se añadió una tercera capa más cercana al punto de interacción, a 6.3 cm del mismo. Este detector ha estado en funcionamiento hasta finales de 1993.

El nuevo detector de microvértice instalado en 1994 en la zona barril, *VD*, posee la misma estructura en capas que su predecesor, con la diferencia esencial de contar con *microstrips de silicio de doble cara*. Cada capa está segmentada en 24 módulos, teniendo la más interna una longitud de 27 cm, por 22 cm de las otras dos. Las coberturas angulares son $25^0 - 155^0$ para la interior, $36^0 - 144^0$ para la intermedia y $43^0 - 137^0$ para la exterior. Las capas interior y exterior cuentan con detectores de *microstrips* de doble cara, capaces de proporcionar las dos coordenadas en el plano del punto de impacto de la partícula. El paso de *microstrips* de cara simple a *microstrips* de doble cara se realiza difundiendo bandas n^+ en la otra superficie de la lámina de silicio, y en la dirección ortogonal a las bandas p. De esta manera, la carga producida por el paso de una partícula se recoge en ambas caras: los huecos en las bandas p, que determinan una coordenada del punto de impacto, y los electrones en las bandas n^+, que proporcionan la segunda coordenada. La resolución intrínseca del detector es de 3 μm en R_ϕ, y de 6 a 20 μm en z, según el ángulo.

Con el propósito de cubrir un mayor ángulo en θ, en el año 1996 comenzó la instalación en DELPHI de un nuevo detector de trazas en las zonas laterales, el *VFT*, que cubre el ángulo polar de 10 a 25 grados. El *VFT* consta de dos subdetectores de silicio de doble cara:

- *Detector de pixels*: formado por dos coronas de 18 y 20 módulos, rotadas una respecto a la otra con el fin de cubrir los huecos entre módulos. La cobertura angular va desde 12.1^0 hasta 25.5^0.
- *Detector de ministrips*: cada capa está formada por dos anillos segmentados en 6 módulos. La cobertura angular es de 10^0 a 18^0. Todos los módulos de *ministrips* han sido instalados y se encuentran ya operativos en DELPHI.

La presencia del *VD* y del *VFT* proporciona una excelente resolución espacial en la coordenada z, comparable a la resolución en R_ϕ, lo cual implica considerables ventajas:

1. Reducción del error relativo en la medida del momento de las partículas, ya que cuenta con puntos de gran resolución muy cerca del punto de interacción.
2. Reconstrucción de vértices secundarios en tres dimensiones, de enorme interés para la física del quark $b\bar{b}$ o para la medida de la vida media del leptón τ.
3. Cobertura hasta 10^0 en la coordenada θ.

La Figura 2.8 muestra un esquema del detector de trazas de silicio de DELPHI en 1996. En el dibujo se indican las tres capas del detector central, VD, así como la posición de los detectores de *ministrips* y *pixels* que conforman el VFT en las zonas a bajo ángulo. En las referencias [5] [6] se dan más detalles sobre las características del detector de vértice de DELPHI.

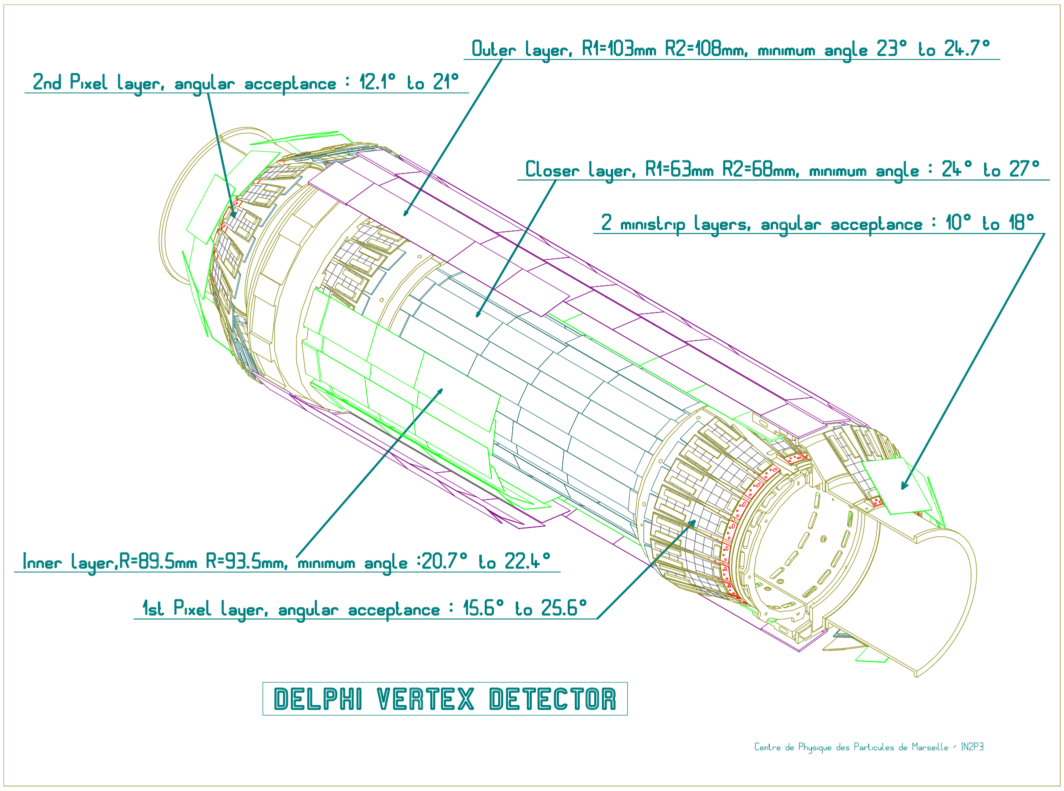


Figura 2.8: Detector de trazas de silicio de DELPHI en 1996.

Detector interior, ID

En 1995 fue instalado un nuevo detector interior (**I**nner **D**etector) en DELPHI con la misma configuración que el antiguo pero una mayor cobertura angular. Está formado por dos cámaras cilíndricas de características diferentes (véase Figura 2.9):

- Una *cámara de deriva*, denominada de tipo *jet*, que proporciona redundancia en la reconstrucción de vértices, sirviendo como punto de referencia para el detector de microvértice y la *TPC*. Cubre la región $15^0 \leq \theta \leq 165^0$, desde 11.8 cm hasta 22.3 cm en la dirección radial. Se encuentra subdividida en 24 sectores, y 24 hilos sensibles. El gas en su interior es CO_2, consiguiéndose una resolución en R_ϕ para dimuones del orden de 40 μm, y de 90 mrad en ϕ.

- Un conjunto de 5 *cámaras multihilos* concéntricas trabajando en régimen proporcional, cada una de ellas equipada con 192 hilos anódicos paralelos al eje del haz, y 192 líneas catódicas formando círculos a valores de z constante. Estas cámaras proporcionan información rápida de *trigger* cerca del punto de interacción gracias al corto tiempo de lectura que precisa, en torno a 3 μs. Además resuelve la ambigüedad derecha/izquierda de la cámara *jet*, con una resolución entre 0.5 mm y 1 mm en la medida de la coordenada z, dependiendo de θ. Cubre la región $30^0 \leq \theta \leq 150^0$, desde 23 cm hasta 28 cm en la dirección radial.

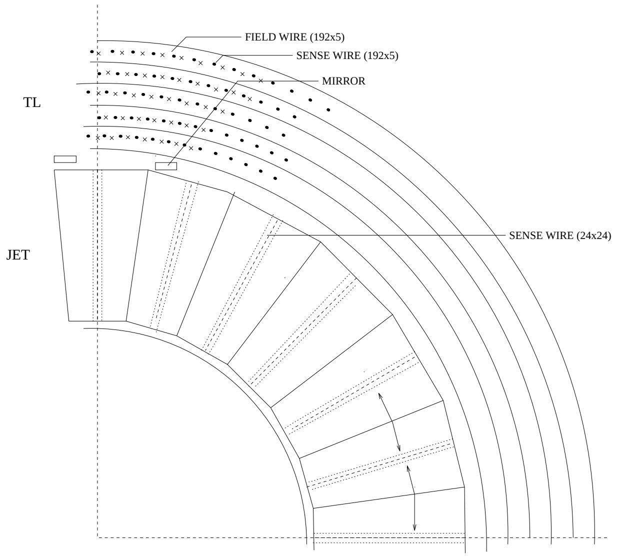


Figura 2.9: Esquema transversal del detector interior, *ID*.

Cámara de proyección temporal, TPC

La **TPC** (**T**ime **P**rojection **C**hamber) es el principal detector de trazas de DELPHI. Debido a su gran tamaño proporciona el mayor segmento de traza de entre todos los detectores de trazas, por lo que se emplea como base en la reconstrucción de la trayectoria de las partículas.

Se trata de una cámara de deriva que consta de dos mitades cilíndricas (separadas por una pared interna situada en $z = 0$) de 134 cm de longitud cada una y con radios interior y exterior de 35 y 111 cm, que cubren la región angular $20^0 \leq \theta \leq 160^0$. Cada hemisferio está dividido en 6 sectores según ϕ, cada uno de los cuales consta de 192 hilos anódicos y 16 filas concéntricas de placas catódicas. El volumen interno de la *TPC* contiene una mezcla gaseosa de argón (80 %) y metano (20 %) a 1 atm de presión, sometida a la acción de un campo eléctrico paralelo a la dirección del eje z. En el esquema 2.10 se aprecia la disposición de los diferentes elementos de la *TPC*. Las paredes exteriores cilíndricas suponen 0.1 longitudes de radiación de material pasivo, mientras que las tapas contienen 0.45 longitudes de radiación, lo cual explica las conversiones de fotones que en ellas tienen lugar.

La *TPC* se utiliza para dos propósitos esenciales:

- Proporciona información tridimensional del paso de una partícula. El volumen interno de la *TPC* se ioniza al paso de las partículas cargadas que lo atraviesan y, por efecto del campo eléctrico, los electrones producidos por dicha ionización, derivan hacia las tapas donde son detectados en las placas catódicas. Ello permite obtener medidas de R y R_ϕ, mientras que el tiempo de deriva de los electrones proporciona la coordenada z. Las trayectorias de las partículas cargadas se miden con una resolución en torno a 250 μm en el plano R_ϕ y 880 μm en la dirección z, consiguiéndose hasta 16 puntos por traza en el intervalo $39^0 < \theta < 141^0$.

- Proporciona información de la pérdida de energía por unidad de recorrido de una partícula, dE/dx. Para ello se mide la amplitud de los pulsos producidos en los hilos anódicos de las cámaras proporcionales existentes en las tapas. La medida de dE/dx permite efectuar la identificación de partículas en ciertos rangos de momento. La resolución media de la medida de dE/dx es del 5.5 % para muones aislados de 45 GeV y del 7.5 % para piones en jets.

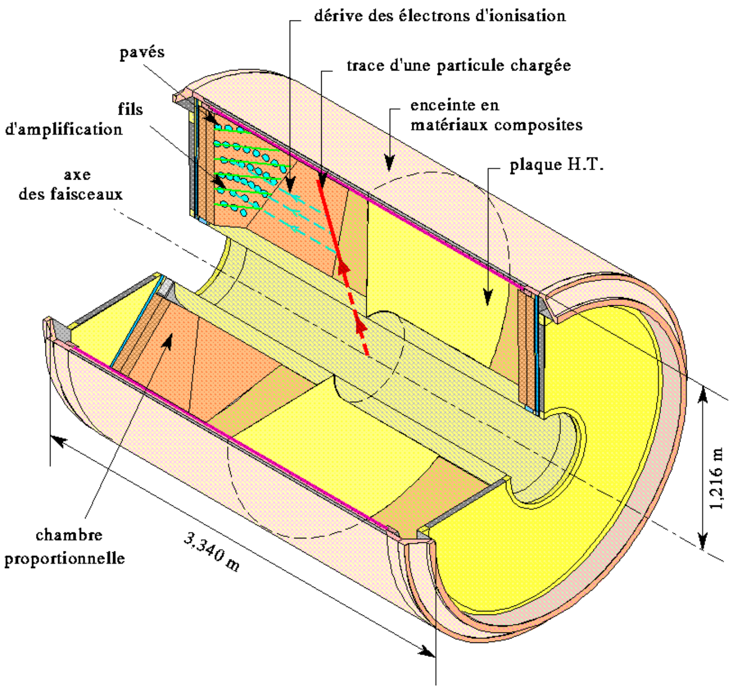


Figura 2.10: Perspectiva de la cámara de proyección temporal, *TPC*.

Detector exterior, OD

En la zona barril, el sistema de detección de trazas se completa con el detector exterior (**O**uter **D**etector), que cubre la región angular $42^0 \leq \theta \leq 138^0$, con un radio mínimo de 197 cm y máximo de 206 cm (véase Figura 2.11). Su presencia incrementa el brazo de palanca en la reconstrucción de trazas, contribuyendo a la mejora en la resolución en momentos. Además, su rápida respuesta, 3 μs, permite su contribución al primer nivel de *trigger*.

Consta de 24 módulos de 4.7 m de longitud en la dirección z, cada uno de los cuales contiene 147 tubos de deriva dispuestos al tresbolillo en cinco capas. Estas cinco capas miden R_ϕ a partir del tiempo de deriva de cada tubo, a la vez que las tres internas dan una información rápida sobre z a partir de las diferencias de tiempo entre las señales en los extremos de los tubos. Las resoluciones típicas son: $\sigma_{R_\phi} = 110$ μm y $\sigma_z = 350$ μm.

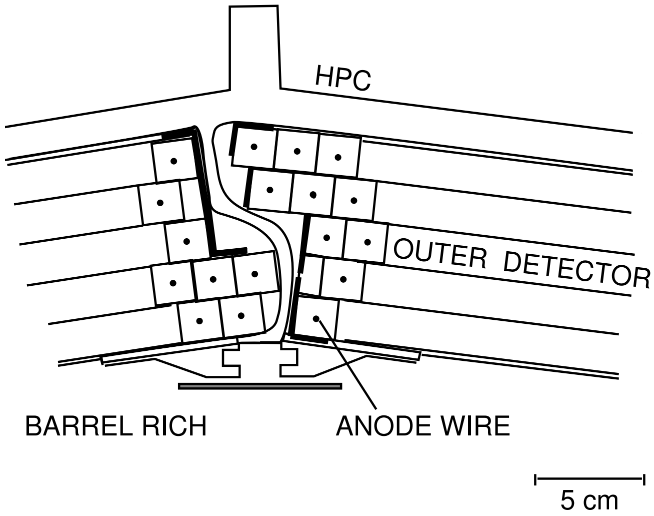


Figura 2.11: Esquema del detector exterior *OD*.

Cámaras hacia delante, FCA y FCB

Se trata de unas cámaras de deriva montadas en las tapas de DELPHI, concretamente sobre los extremos de la *TPC* (*FCA*) y entre el detector de Cherenkov y el *FEMC* (*FCB*), cubriendo las regiones angulares $11^0 \leq \theta \leq 33^0$ y $147^0 \leq \theta \leq 169^0$. Su función es mejorar la reconstrucción de trazas en las zonas a bajo ángulo donde la *TPC* es ineficiente.

La *FCA* (**F**orward **C**hamber **A**) se sitúa a 155 cm del punto de interacción y está constituída por tres módulos circulares con dos planos de 64 hilos rotados 120^0 módulo a módulo. Cubren la región angular $11^0 < \theta < 32^0$ y $148^0 < \theta < 169^0$, alcanzando una resolución sobre los elementos de traza de $\sigma_x = 290$ μm, $\sigma_y = 240$ μm, $\sigma_\theta = 8.5$ mrad y $\sigma_\phi = 24$ μm (promediado sobre θ).

La *FCB* (**F**orward **C**hamber **B**), localizada a 275 cm del punto de interacción, se divide en dos semidiscos cada uno de los cuales consta de de 12 planos de hilos perpendiculares a la dirección z, agrupados por parejas y rotados 120^0 unos respecto a otros. Las cámaras cubren la región angular $11^0 < \theta < 36^0$ y $144^0 < \theta < 169^0$, proporcionando hasta 12 coordenadas por traza, con una resolución espacial de $\sigma_{x,y} \sim 150$ μm, $\sigma_\theta = 3.5$ mrad y $\sigma_\phi = \frac{4}{\sin\theta}$ mrad.

Subdetector	cobertura en ángulo θ	
MUB	$53.0^0 < \theta < 88.5^0$	$91.5^0 < \theta < 127.0^0$
MUF	$20.0^0 < \theta < 42.0^0$	$138.0^0 < \theta < 160.0^0$
SMC	$42.0^0 < \theta < 53.0^0$	$127.0^0 < \theta < 138.0^0$

Tabla 2.2: Cobertura angular de las cámaras de muones.

Cámaras de muones

Las cámaras de muones son los detectores más externos de DELPHI. Se trata de cámaras de deriva situadas inmediatamente detrás del calorímetro hadrónico, a $\sim$ 4.5 m del punto de interacción, pensadas para detectar aquellas partículas penetrantes capaces de atravesar el hierro alojado en el HAC, esencialmente muones.

DELPHI está provisto de cámaras de este tipo en tres zonas: en el barril (**MU**on **B**arrel chambers), en las tapas (**MU**on **F**orward chambers) y en la región a 40^0 (**S**urround **M**uon **C**hambers). En la Tabla 2.2 se ofrecen las coberturas angulares de cada una de ellas.

Las *MUB* están compuestas por tres capas de cámaras de deriva divididas en 24 sectores y operando en régimen proporcional. La capa interna se aloja en el calorímetro hadrónico, tras 90 cm de hierro. La coordenada R_ϕ viene determinada por el tiempo de deriva al hilo anódico, mientras que la coordenada z se determina a partir de la diferencia de tiempos de llegada a los extremos de la línea de retraso, que hace de cátodo. Las resoluciones espaciales son $\sigma_{R_\phi} \sim 4$ mm y $\sigma_z \sim 5$ mm.

Las *MUF* están formadas por dos planos, situados dentro del calorímetro hadrónico, divididos en cuatro cuadrantes de 448 x 448 cm^2 de superficie y compuestos por dos capas de 22 cámaras de deriva en disposición ortogonal trabajando en régimen de proporcionalidad limitada. Las coordenadas (x, y) se miden a partir del tiempo de deriva al hilo anódico y del retraso de la propagación de la señal a ambos extremos de la cámara. La resolución espacial es de $\sigma_{x,y} \sim$ 3 mm.

Las *SMC*, de reciente incorporación, cubren la región angular muerta existente entre las *MUB* y las *MUF*, contribuyendo enormemente a la mejora de la hermeticidad de DELPHI.

La *identificación de muones* se realiza basándose en el principio de que la mayor parte de los hadrones son absorbidos en el calorímetro hadrónico, mientras que prácticamente todos los muones con una energía superior a 2 GeV penetran en las cámaras de muones. La eficiencia en la identificación de muones de 45 GeV es del 94.8 $\pm$ 0.1 % usando criterios suaves, y del 76.0 $\pm$ 0.2 % usando criterios estrictos, mientras que las probabilidades de identificación falsa son del 1.5 $\pm$ 0.1 % y 0.4 $\pm$ 0.1 %, respectivamente.

2.3.2 Calorímetros

Los calorímetros tienen como función principal la medida de la energía de las partículas que a ellos llegan. Es por esto que se construyen con una alta concentración de material que facilita la interacción de las partículas con el medio, generándose cascadas de nuevas partículas menos energéticas de manera que, finalmente, toda la energía de la partícula inicial queda absorbida en el calorímetro.

El sistema de calorímetros electromagnéticos de DELPHI está compuesto por la *HPC* en el barril, el *FEMC* en las tapas y el *STIC* y el *VSAT* a bajo ángulo. Por otra parte, el *HCAL* y el *HAB* son los calorímetros hadrónicos en la región barril y en las tapas, respectivamente.

Además de la medida de la energía de las cascadas electromagnéticas, la *HPC* y el *FEMC* proporcionan información útil en la identificación de electrones, ya que el valor de E/p debe ser próximo a la unidad para electrones. El *STIC* y el *VSAT* se emplean, esencialmente, para las medidas de luminosidad. Sin embargo, gracias a su excelente resolución en la medida de la energía y a su capacidad para separar electrones de fotones, el *STIC* se emplea con gran éxito en la identificación de sucesos caracterizados por la presencia de mucha energía a bajo ángulo, tales como la difusión *bhabha* o las interacciones a dos fotones, que tienen una altísima tasa de producción a las energías de *LEP-II*.

Cámara de proyección de alta densidad, HPC

La cámara de proyección de alta densidad (**H**igh **P**rojection **C**hamber) [7] es el calorímetro electromagnético de la zona barril de DELPHI. Efectúa la medida tridimensional de las distribuciones de carga inducidas por las cascadas electromagnéticas y por los hadrones, con alta granularidad en todas las coordenadas.

Cubre la región angular $43.1^0 \leq \theta \leq 136.9^0$ y está compuesta por 144 módulos trapezoidales agrupados en seis anillos concéntricos dispuestos según la dirección del eje z (tres en cada hemisferio). Cada anillo consta de 24 módulos, con un radio interno de 208 cm y externo de 260 cm (Figura 2.12). Cada módulo está formado por 41 capas de plomo que actúan como material pasivo en la producción de las cascadas, a la vez que proporcionan un campo de deriva. Entre ellas existen huecos de 8 mm de espesor por los que circula una mezcla gaseosa de argón (80 %) y metano (20 %), de modo que cada módulo es una pequeña *TPC* con capas de plomo en el volumen de gas. Esta disposición hace que no todo el volumen de la cámara sea sensible a la detección, existiendo zonas muertas (*cracks*) de 1 cm ($\Delta\phi \sim 2^0$) entre módulos, periódicamente cada 15^0 en ϕ a partir de $\phi = 7.5^0$, y de 7.5 cm ($\Delta\theta \sim 2^0$) entre los módulos que se unen en $z = 0$. Con el fin de aumentar la hermeticidad de DELPHI, esas zonas de baja eficiencia fueron cubiertas con una serie de pequeños calorímetros, los llamados ϕ-*taggers* y 90^0-*taggers*, que serán tratados con detalle posteriormente.

La precisión en la medida de la energía se parametriza con la fórmula [4]:

$$\frac{\sigma_E}{E(GeV)} = 0.043 \oplus \frac{0.32}{\sqrt{E(GeV)}} \tag{2.3}$$

El espesor de conversión es de $\frac{18\ X_0}{\sin\theta}$, mientras que la granularidad es de $\sim$ 4 mm en z y de $\sim 1^0$ en ϕ, lo que permite determinar la naturaleza electromagnética o hadrónica de la cascada.

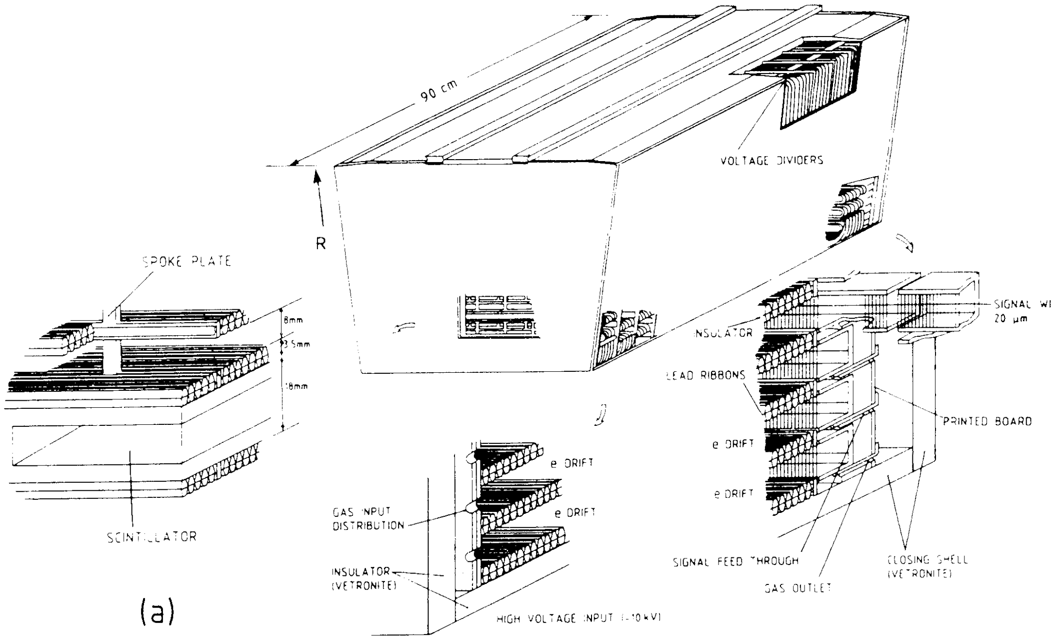


Figura 2.12: Esquema de un módulo de la *HPC*.

La *identificación de electrones* en DELPHI se realiza usando dos métodos independientes y complementarios que tienen en cuenta el valor de dE/dx medido por la *TPC* y la energía depositada en la *HPC*, respectivamente. De este modo se encuentra que la eficiencia en la identificación de electrones de más de 2 GeV/c es del 80 % usando criterios suaves, y del 55 % usando criterios estándar, mientras que las probabilidades de identificación falsa son del 1.6 % y 0.2 %, respectivamente.

Calorímetro electromagnético hacia delante, FEMC

El calorímetro electromagnético hacia delante (**F**orward **E**lectro**M**agnetic **C**alorimeter) cubre las regiones angulares $8^0 \leq \theta \leq 35^0$ y $145^0 \leq \theta \leq 172^0$. Consiste en dos discos de 5 m de diámetro (con radios interior y exterior de 46 cm y 240 cm, respectivamente), situados entre $|z|$=284 cm y $|z|$=324 cm. Cada disco está compuesto por 4532 bloques de vidrio de plomo con forma de pirámide truncada orientada hacia el punto de interacción con un ángulo de deriva de $\sim 1^0$. La longitud total de radiación es de $20X_0$.

El principio de operación de este detector se basa en la medida de la luz Cherenkov producida dentro de los cristales por los electrones generados en la cascada. Dicha medida tiene lugar en unos fototriodos de vacío, cuya característica esencial es la de ser capaces de operar bajo la acción del intenso campo magnético existente en esa zona del detector.

Las resoluciones energética y espacial pueden parametrizarse del modo siguiente:

$$\frac{\sigma}{E(GeV)} = 0.03 \oplus \frac{0.112}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus \frac{0.11}{E(GeV)}$$
$$\sigma_{x,y}\ (mm) \sim \frac{8.2}{\sqrt{E(GeV)}}$$

Entre los dos calorímetros electromagnéticos de DELPHI (la HPC y el FEMC) existía una zona muerta que abarcaba las regiones angulares $35^0 \leq \theta \leq 42^0$ y $138^0 \leq \theta \leq 145^0$, debido al espacio ocupado por cables y conductos de los sistemas de gases y refrigeración. En la actualidad esta zona de baja eficiencia ha quedado eliminada tras la instalación de los llamados *contadores a 40 grados*.

Calorímetro hadrónico

El calorímetro hadrónico *HAC* (**HA**dron **C**alorimeter) [8] se encuentra situado por encima del soporte de hierro para el solenoide superconductor, cubriendo la región de barril $43^0 \leq \theta \leq 137^0$, mientras que el *HAF* (**HA**dron **F**orward calorimeter) se sitúa en las tapas de DELPHI, cubriendo las zonas delante–detrás, $11^0 \leq \theta \leq 48^0$ y $132^0 \leq \theta \leq 169^0$. En la Figura 2.13 se muestra un esquema gráfico del *HAC* y de una parte del *HAF*.

El *HAC* tiene la misma modularidad en ϕ que la *HPC* (24 sectores), encontrándose rotado respecto a ésta 7.5^0 con el fin de evitar zonas muertas. Cada sector contiene 22 placas de hierro de 5 cm de espesor, entre las que se sitúan unos tubos de detectores gaseosos que, operando en régimen *streamer* limitado, recogen la ionización producida por la cascada. La carga inducida es recolectada en placas de lectura pegadas a los tubos y segmentadas en bloques. Con el fin de facilitar las tareas de lectura, estos bloques se agrupan en torres proyectivas que apuntan al origen de DELPHI. El espesor total, 110 cm, es equivalente a 6 longitudes de interacción nuclear para piones. Además, las planchas de hierro del *HAC* cierran las líneas del campo magnético de DELPHI.

Por su parte, el *HAF* se compone de 12 sectores con 19 capas de hierro por sector, entre las que se intercala el material activo constituido por cámaras de hilos trabajando en modo *streamer* limitado. La estructura de las placas de lectura obedece, de nuevo, a una geometría proyectiva, estando éstas orientadas hacia el punto de intersección de los haces.

Con el fin de aumentar la granularidad del detector, a partir del año 1995 se desarrolló un sistema de lectura nuevo e independiente del presente hasta entonces, consistente en leer de forma individual los cátodos de cada tubo *streamer*. La combinación de este nuevo sistema con el antiguo de lectura en bloques consigue mejorar la granularidad en un factor 3 en ϕ y 5 en R, además de obtenerse una mejor separación entre piones y muones, una mejor detección de partículas cargadas de larga vida media y una mejor separación entre cascadas hadrónicas vecinas, mejorando con ello la precisión en la medida de la energía hadrónica.

La resolución en la medida de la energía en la zona barril ($52^0 \leq \theta \leq 128^0$) obtenida usando piones es de [4]:

$$\frac{\sigma(E)}{E(GeV)} = 0.21 \oplus \frac{1.12}{\sqrt{E(GeV)}}$$

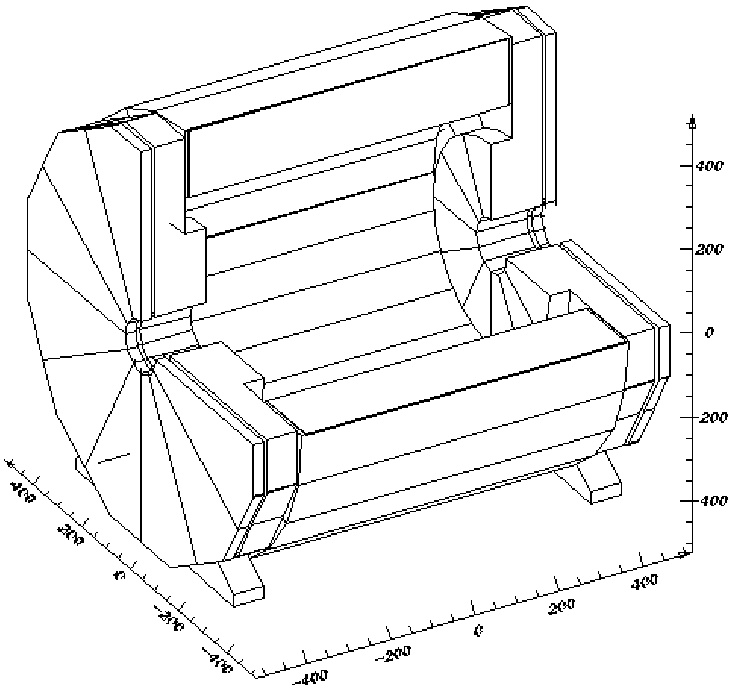


Figura 2.13: Esquema del calorímetro hadrónico de DELPHI.

2.3.3 Monitores de Luminosidad

El conocimiento preciso de la luminosidad ($\mathcal{L}$) a la que está operando un experimento es esencial. Al igual que en el resto de experimentos de colisión e^+e^-, la determinación de $\mathcal{L}$ en DELPHI se lleva a cabo midiendo la tasa de producción de sucesos de dispersión *bhabha* a bajo ángulo con intercambio de un fotón de baja energía. La razón de la elección de este canal físico es que su sección eficaz de producción está calculada con gran precisión a nivel teórico. Además, desde un punto de vista experimental es fácil de identificar y se dispone de una alta estadística.

Desde 1994, los detectores encargados de la medida de la luminosidad en DELPHI son el *STIC* y el *VSAT*, calorímetros electromagnéticos de pequeño tamaño ubicados a muy bajo ángulo.

STIC

Los objetivos del detector **STIC** (**S**mall angle **TI**le **C**alorimeter) [9] son la medida de la luminosidad de LEP con una precisión del 2 por mil y la mejora de la hermeticidad de DELPHI para *LEP-II*. El nuevo detector reemplaza al antiguo *SAT* [10], sin dejar zonas muertas en el plano vertical, eliminando así el hueco que existía entre el SAT y el FEMC, entre 8 y 11 grados.

El *STIC* está formado por dos cilindros con geometría proyectiva, cada uno dividido en dos partes iguales, haciendo un total de 4 módulos. El *STIC* se sitúa en DELPHI a 2.2 m del punto de interacción, cubriendo la región angular 29 mrad $\leq \theta \leq$ 185 mrad, con un radio frontal entre 65 y 420 mm. Se trata de un calorímetro formado por 49 planchas de material pasivo (3 mm de plomo reforzado por dos láminas de acero de 0.1 mm) seguidas por 3 mm de material activo (poliestireno centelleante dopado con PTP [2] y POPOP [3]), lo que significa un total de $\sim$ 27 longitudes de radiación. Como se aprecia en la Figura 2.14, las tejas se dividen en 8 sectores azimutales (cada 22.5^0) y en 10 radiales, haciendo un total de 320 módulos. La luz de cada uno de ellos se lee por medio de fibras de decalaje de longitud de onda (*wavelength shifter fibres*) de 1 mm de diámetro, y es transformada en corriente mediante fotomultiplicadores. Con el fin de mejorar la precisión en la medida de la posición θ de la cascada electromagnética, los planos 8 y 15 han sido sustituidos por placas de *microstrips* de silicio.

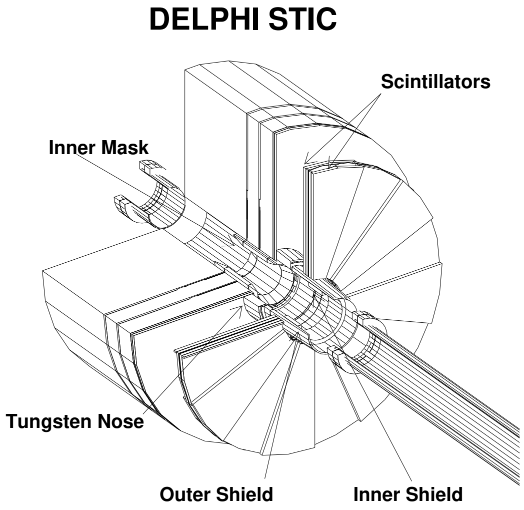


Figura 2.14: Vista en perspectiva del detector STIC de DELPHI.

La resolución en la medida de la energía a 45 GeV es del 3 % (las desviaciones de la linearidad en la respuesta están dentro del ± 1 %), mientras que la resolución espacial del calorímetro es de 1.5 grados en ϕ y de 0.3 a 1 mm en R. El error sistemático estimado en la medida de la luminosidad, teniendo en cuenta las posibles fuentes de incertidumbre experimental [4], es de $\sim$ 0.1 %.

VSAT

El **VSAT** (**V**ery **S**mall **A**ngle **T**agger) es un calorímetro formado por 4 módulos, compuestos por 12 capas de tungsteno absorbente, con un espesor de dos longitudes de radiación, y 3 capas de detectores de silicio de gran área intercaladas entre las anteriores para la medida de la posición de la cascada, significando un total de 24 longitudes de radiación. Está situado a una distancia de $z = 7.7$ m y cubre las regiones angulares entre 5 mrad $< \theta <$ 7 mrad, por lo que detecta, esencialmente, electrones y positrones provenientes de la dispersión *bhabha*.

[2] p-Terphenyl, $C_{18}H_{14}$

[3] 1,4-Bis-[2-(5-phenyloxazolyl)]-benzene ($C_{24}H_{16}N_2O_2$)

La resolución en la medida de la energía es del 5 % para electrones de 45 GeV, mientras que la resolución en las coordenadas x, y es de 170 μm.

Su diseño y localización permiten un control rápido, tanto de la luminosidad, como de las condiciones del haz en *LEP* (estudio de la radiación sincrotrón, del ruido de fondo, etc.).

2.3.4 Detectores de Cherenkov, RICH

La función de los detectores de **RICH** (**R**ing **I**maging **C**herenkov) es la identificación de partículas hadrónicas cargadas (piones, kaones y protones) cubriendo un amplio rango de momentos. Se hallan tanto en la zona de barril (*BRICH*), cubriendo la zona $40^0 < \theta < 140^0$, como en las zonas hacia delante y detrás (*FRICH*).

La identificación se realiza a partir de la técnica de emisión de *luz Cherenkov* por la cual, toda partícula que atraviesa un medio material dieléctrico a una velocidad superior a la de propagación de la luz en ese medio, produce un cono de luz Cherenkov. A partir de la reconstrucción del ángulo de salida de los fotones emitidos por efecto Cherenkov (θ_{Ch}), del valor del momento (p) medido por los detectores de trazas y del índice de refracción del medio (n), es posible conocer la masa (M) de la partícula según la relación:

$$\cos\theta_{Ch} = \frac{1}{n} \cdot \sqrt{1 + \frac{M^2}{p^2}} \tag{2.4}$$

Estos detectores están formados por segmentos que contienen una zona para el radiador líquido, una zona de deriva, un radiador gaseoso y varios espejos parabólicos, ya que combinando materiales de diferentes propiedades es posible efectuar una separación en un mayor rango de momentos. El radiador líquido, C_6F_{14}, se utiliza para la identificación de partículas en un rango de momentos de 0.7 a 8 GeV/c^2, mientras que el gaseoso, C_5F_{12}, extiende el rango de 2.5 a 25 GeV/c^2.

2.3.5 Centelleadores

El **TOF** (**T**ime **O**f **F**light) en la zona barril y el **HOF** (**H**odoscope **F**orward) en las zonas hacia delante, son detectores de centelleo caracterizados por su gran rapidez de respuesta ante el paso de las partículas, por lo que juegan un papel muy importante en el *trigger* de DELPHI.

El *TOF* se encuentra situado inmediatamente detrás del solenoide y antes que el *HAC*. Se compone de 172 contadores de material centelleador distribuidos en dos hemisferios, separados en $z = 0$, que cubren una región angular de $41^0 \leq \theta \leq 139^0$. La dimensión de cada contador es de 350 $\times$ 20 $\times$ 1.9 cm. En la Figura 2.15 se muestra una vista longitudinal del detector, indicándose la posición de los sectores y el diseño de los contadores. La resolución en la medida del tiempo de vuelo de las partículas es de 3.1 ns, lo que permite que el *TOF* se incorpore al primer y segundo nivel de *trigger*. Además, proporciona una excelente la separación entre partículas procedentes de la interacción y muones cósmicos, lo cual es aprovechado para calibrar y alinear otros detectores de DELPHI.

Además, los contadores del *TOF* se emplean para mejorar la hermeticidad de DELPHI, al cubrir con una eficiencia cercana al 100 % (para electrones y fotones) aquellas regiones angulares en ϕ donde la *HPC* no es activa.

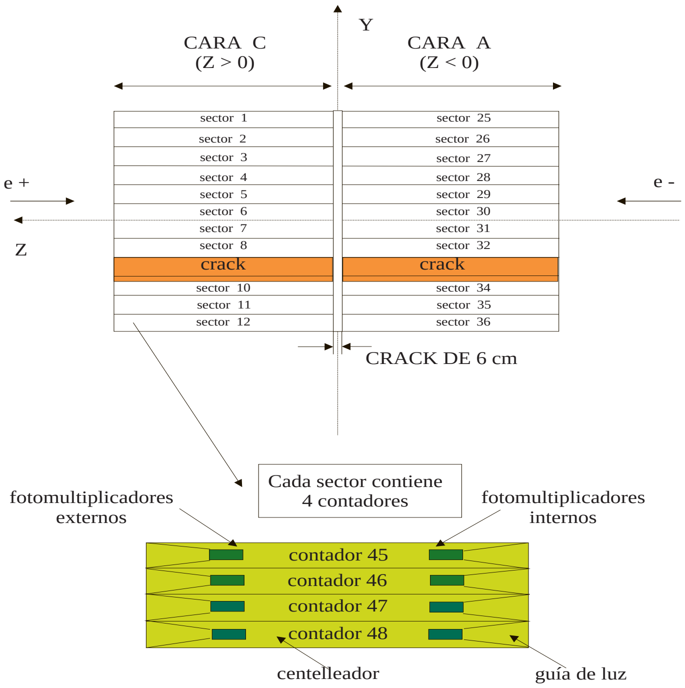


Figura 2.15: Vista longitudinal del detector de tiempo de vuelo *TOF* de DELPHI.

El *HOF* cubre la zona delantera del detector, situado detrás del calorímetro hadrónico y por delante de la capa más externa de las *MUF*. Está formado por planos de material centelleante divididos en cuatro cuadrantes de 28 contadores. La resolución temporal es de 5 ns y, en coincidencia con el *HAC*, mejora la eficiencia de *trigger* de muones a muy pequeño ángulo.

2.3.6 Contadores de hermeticidad

Los denominados *Contadores de Hermeticidad* tienen como función la mejora de la hermeticidad de DELPHI, esencial para cualquier estudio de búsqueda de nuevas partículas en *LEP-II*. El calorímetro electromagnético en la región barril (*HPC*) se encuentra segmentado en 144 módulos, separados 1 cm en ϕ y z, excepto en $\theta = 90^0$ donde existe una separación de 7.5 cm. Tanto el hueco en $z = 0$ como todos los huecos en ϕ apuntan hacia el punto de interacción, permitiendo que algunas partículas puedan escapar de DELPHI por esas zonas sin ser detectadas.

Además, en la zona a $\sim 40^0$ existe un hueco de 5^0 grados, también apuntando hacia el centro de DELPHI, por el que pasan los cables que comunican la zona barril y las tapas del detector.

Con el objeto de mejorar la hermeticidad en estas zonas, se instalaron tres grupos de contadores o *taggers*:

- *Contadores a 40^0*: Cada contador [11] está formado por una capa de plomo de 2 cm de espesor y otra de centelleador de 1 cm de espesor. La recolección de la luz se lleva a cabo mediante fibras (*wavelength shifters*) adheridas al centelleador. Para la detección de la luz se emplean fotomultiplicadores que operan dentro del campo magnético de DELPHI con una ganancia típica de $\sim 10^4$. Los contadores se disponen en tres anillos concéntricos a diferente radio (véase Figura 2.16). El anillo exterior lo forman los contadores **A**, emplazados dentro de la estructura de soporte del RICH, mientras que en el anillo intermedio se sitúan los contadores **B**, que tienen un lado curvado con el fin de aumentar la covertura y en el anillo interno los contadores **C**. La cobertura angular en $\Delta\theta \times \Delta\phi$ de las tres capas es de $1.98^0 \times 12.59^0$, $2.37^0 \times 21.83^0$ y $2.34^0 \times 30.63^0$.

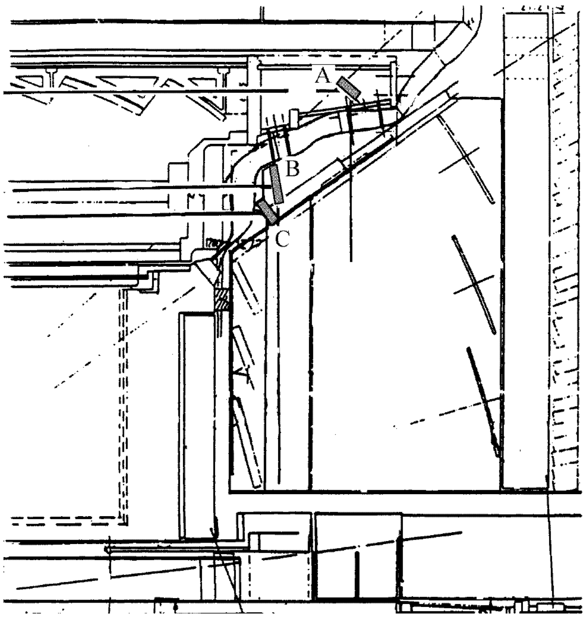


Figura 2.16: Posición de los contadores a 40^0 en el plano YZ de DELPHI.

- *Contadores en ϕ*: Existe un total de 36 contadores formados por 2 cm de centelleador y 2 cm de plomo. Las dimensiones son 5 cm $\times$ 50 cm $\times$ 4 cm, y cubren una región en $\Delta\theta \times \Delta\phi$ de $10.96^0 \times 1.11^0$. La eficiencia media [12] en la detección de muones es de ~ 70 %.

- *Contadores a 90^0*: Se trata de un sistema de 24 contadores situados a 2.1 m del punto de interacción. Cada contador tiene unas dimensiones de 2 cm $\times$ 5.6 cm $\times$ 53 cm, y cubren una región en $\Delta\theta \times \Delta\phi$ de $1.53^0 \times 14.38^0$. Al igual que los anteriores, están formados por 2 cm de centelleador NE110 precedidos por 2 cm de plomo ($3.6X_0$) que hace las veces de conversor. La eficiencia de detección de un MIP es de 97 $\pm$ 1 % [13].

2.3.7 Procesado y análisis de los datos

En esta sección se describe brevemente el método seguido en el procesado de los datos tomados a alta energía, durante los años 1995 y 1996, desde que son registrados en el detector hasta que son analizados por los usuarios.

DELANA

DELANA [14] (**DEL**phi **ANA**lisis) es el conjunto de rutinas encargadas de procesar los datos, ya sean reales o simulados, para la reconstrucción y análisis de los sucesos. Este proceso se realiza en diferentes fases.

El proceso de reconstrucción comienza con la lectura de los datos y las constantes de calibración de la base de datos. En una primera etapa, cada detector procesa individualmente sus datos en bruto, almacenando la información en unos bancos de datos especiales llamados **TD** (**T**rack **D**etector). Seguidamente, las rutinas específicas de cada detector asocian dichos bancos con elementos de traza o cascadas neutras, creándose los bancos **TE** (**T**rack **E**lement).

En una segunda etapa se intentan asociar los TEs individuales de cada detector mediante extrapolaciones entre ellos. La mayor parte de las extrapolaciones de las trazas comienzan en la *TPC*, como detector de trazas principal. El resultado se almacena en los bancos **TS** (**T**rack **S**earch). A continuación se juntan varios TS para formar trazas, escogiéndose aquellos ajustes cuyo χ^2 es menor, a la vez que se extrapolan a los calorímetros para asociar trazas cargadas con cascadas electromagnéticas y hadrónicas, obteniéndose los bancos **TK** (**T**rac**K**). A este nivel se utilizan rutinas de identificación de muones y electrones.

La última fase consiste en la búsqueda de vértices. En principio se crean listas de trazas, **TB** (**T**rack **B**undle), que pueden proceder de un vértice común. Finalmente, se realiza un ajuste global, resolviéndose las ambigüedades y obteniéndose los vértices definitivos que quedan almacenados en los bancos **TV** (**T**rack **V**ertex).

En la Figura 2.17 se muestra, de modo esquemático, el proceso seguido por el programa DELANA para la reconstrucción del suceso. El volumen de información final resulta muy grande, lo que dificulta la labor del análisis, de modo que se opta por extraer una información reducida del suceso que se almacena en un formato denominado **DST** (**D**ata **S**ummary **T**ape). La DST contiene los parámetros más importantes del suceso, tanto de las trazas cargadas como de las cascadas neutras: momentos, energías, cargas, longitudes de traza, parámetros de impacto de cada partícula, etc. Es sobre el formato DST sobre el que se realiza el análisis de los datos.

DELGRA

DELGRA [15] (**DEL**phi **GRA**phics) es el programa que permite visualizar gráficamente el detector, y superponer en él los sucesos tal y como han sido reconstruidos. Los principales objetivos de DELGRA son:

- Dar acceso a una visualización detallada del detector, permitiendo, por ejemplo, comprobar si un determinado punto está dentro de una zona sensible del detector o no.
- Proporcionar información acerca de la identificación de partículas y sobre cantidades físicas, tales como masas invariantes o cálculo de *jets*.
- Proporcionar herramientas para permitir la reconstrucción interactiva de trazas y vértices, basándose en los datos seleccionados por el propio usuario.

La visualización gráfica resulta extremadamente útil a la hora de estudiar con detalle problemas concretos relacionados con el detector o con la física de algunos sucesos en particular.

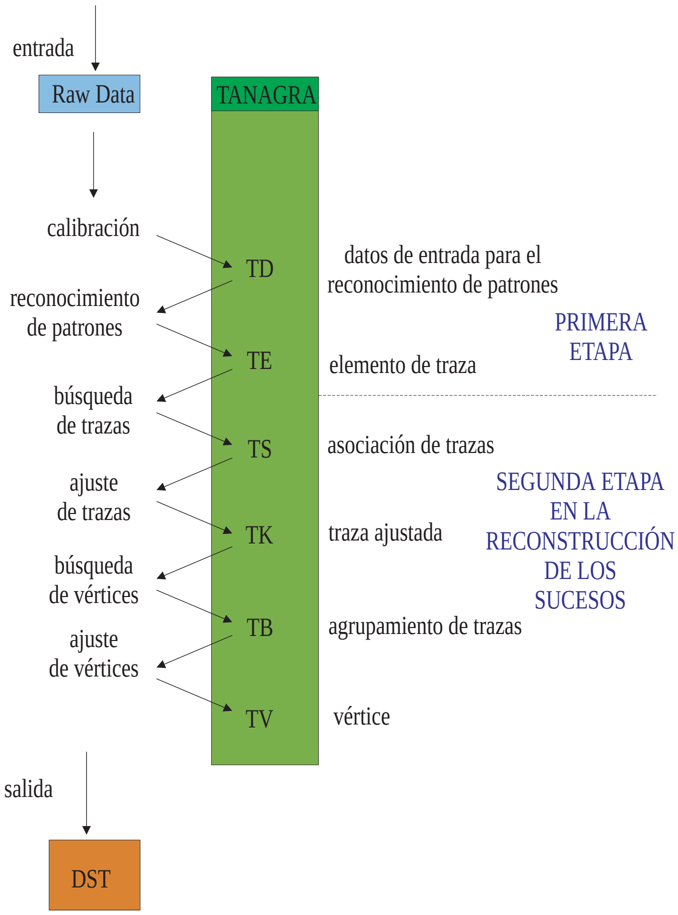


Figura 2.17: Etapas del proceso de reconstrucción de un suceso en DELANA. Los datos de entrada (*raw data*) pueden ser tanto sucesos reales como simulados.

Análisis de datos

Durante los meses previos a la primera toma de datos a alta energía ($E_{cm} \sim 130-136$ GeV), y dado que se trataba de un dominio de la física que iba a ser explorado por primera vez, existía un gran interés dentro de la colaboración por desarrollar un sistema de procesado y análisis de los datos recolectados en DELPHI que permitiese detectar posibles sucesos candidatos de nueva física con la máxima rapidez posible. Por este motivo, el esquema tradicional de procesado de datos empleado durante la fase *LEP-I* (diagrama de flujo **A** en la Figura 2.18) fue ampliado, introduciendo una nueva línea de procesado rápido (diagrama de flujo **B** en la Figura 2.18), caracterizada porque el intervalo de tiempo típico invertido por un suceso en recorrer toda la cadena (desde que es recolectado en DELPHI, hasta que es posible visualizarlo con DELGRA) resultaba ser de unas pocas horas.

Como se aprecia en el esquema, el programa DELANA recibe la información del detector en formato *raw data* y procede a la reconstrucción del suceso. Todos los sucesos, excepto aquellos clasificados como vacíos [16], pasan por la línea de flujo **A**, denominada usualmente *línea de análisis*, donde son procesados a través del paquete de programas **DSTANA** [17] (**DST ANA**lisis) [4] y posteriormente tratados por los programas de análisis de los usuarios quienes crean, por ejemplo, n-tuplas conteniendo información del suceso. Posteriormente, estas n-tuplas se pueden tratar con **PAW** [18] (**P**hysics **A**nalysis **W**orkstation), aplicando los cortes del análisis de forma interactiva sobre histogramas.

Sin embargo, solo una parte de los sucesos, a saber, aquellos que pasan una *preselección* a la salida de DELANA, son procesados a través de la línea **B**, denominada *línea de etiquetado.* Los sucesos no vacíos, ni clasificados como cósmicos, y con un valor del momento transverso superior a 1.9 GeV ó una energía visible en el plano transverso superior a 11.0 GeV, pasan por la línea **B**. Esta preselección consigue reducir el número de sucesos de física estándar de muy alta tasa ($\gamma\gamma$ principalmente), acelerando con ello el procesado del resto de sucesos, mucho más interesantes para los análisis de búsqueda de nueva física. El factor de reducción de sucesos resultó ser superior a 500 durante la toma de datos a 172.4 GeV, mientras que el número promedio de sucesos que pasó el filtro fue de ~ 600 por día.

A la salida de DSTANA, los sucesos filtrados pasan a través de **DAFNE** [19] (**D**elphi **A**nalysis code to **F**lag **N**ew **E**vents), un programa diseñado para clasificar de una forma rápida y de acuerdo con sus características cinemáticas, los sucesos de nueva física y de física estándar recolectados en *LEP-II.* Los sucesos pueden ser marcados en cualquiera de las 24 categorías de nueva física (sucesos candidatos a chargino, neutralino, Higgs, etc.), o las 6 de física estándar ($\gamma\gamma$, $f\bar{f}$, etc.) existentes en DAFNE. En la Tabla 2.3 se muestra el resultado del etiquetaje de DAFNE sobre todos los sucesos filtrados durante la toma de datos a $E_{cm} = 172.4$ GeV.

La salida de DAFNE sirve como entrada al programa de visualización gráfica DELGRA, donde son estudiados con detalle todos los sucesos etiquetados dentro de alguna de las categorías de nueva física.

[4] A la salida de DSTANA los datos son escritos en tres formatos diferentes que contienen distinto volumen de información: **S**hort **DST**, **M**ini **DST** y **L**ong **DST**.

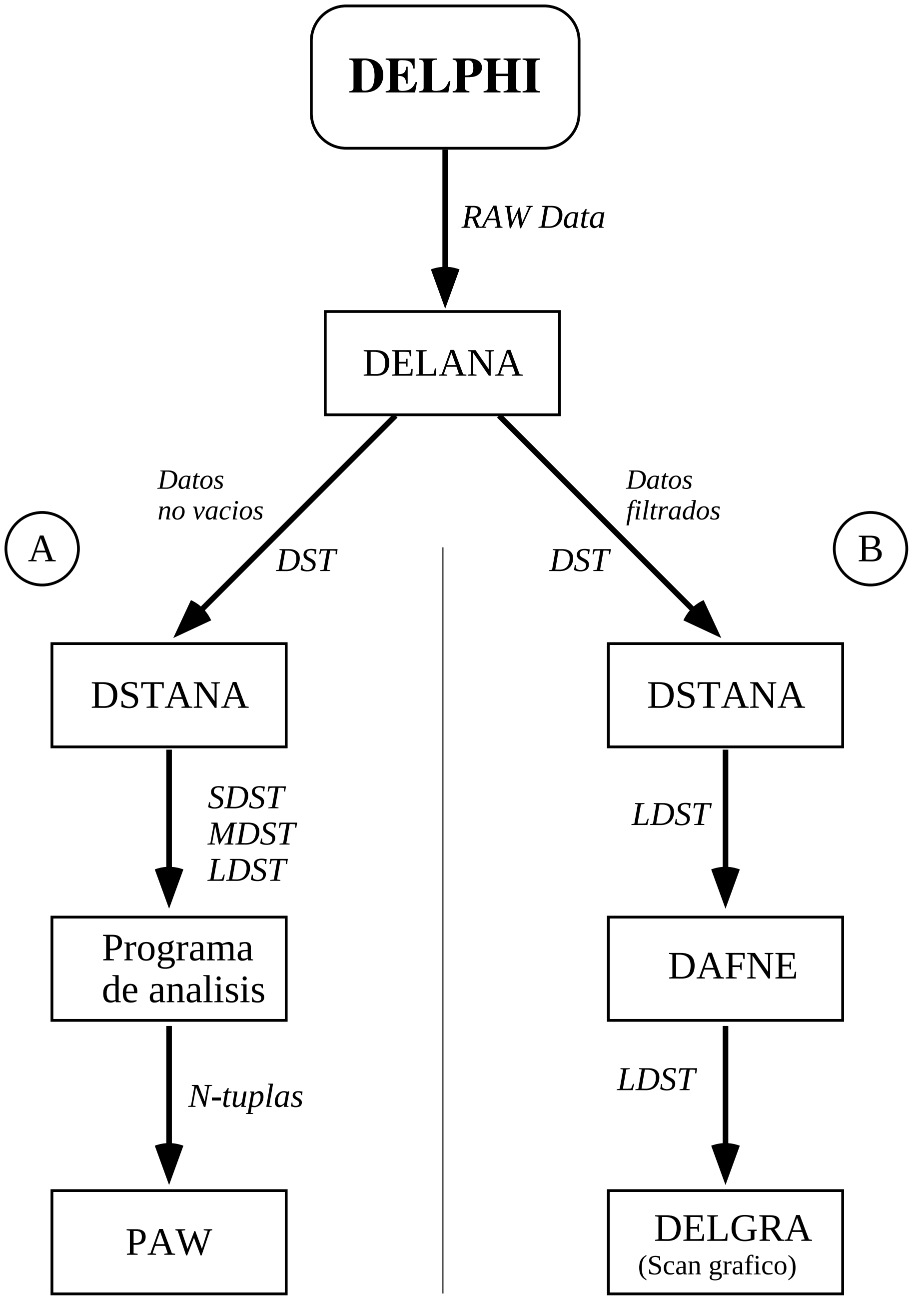


Figura 2.18: Diagrama explicativo del esquema seguido en el procesado de los datos a alta energía.

Categoría	**Candidatos**	**%**
Candidatos de nueva física	**5295**	
Candidatos sin etiquetaje	221	1.44 %
Candidatos con energía perdida	1278	8.33 %
Candidatos topológicos	2103	13.71 %
Candidatos con al menos 4 jets	109	0.71 %
$\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ en el canal *jjl*	7	0.05 %
$\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ en el canal *jets*	12	0.08 %
$\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ en el canal *ll*	9	0.06 %
$\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ (región ΔM <3 GeV)	5	0.03 %
$\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$	28	0.18 %
$\tilde{t}^+ \tilde{t}^-$	7	0.05 %
$\tilde{b}^+ \tilde{b}^-$	0	0.00 %
$\tilde{\tau}^+ \tilde{\tau}^-$	14	0.09 %
Candidatos con violación de paridad−R	48	0.31 %
H estándar en el canal $j\, j\, \nu\, \bar{\nu}$	20	0.13 %
H estándar en el canal $j\, j\, l^+\, l^-$	7	0.05 %
H estándar en el canal $j\, j\, e^+\, e^-$	0	0.00 %
$H^+ H^-$	7	0.05 %
hA	66	0.43 %
$W^+ W^-$	485	3.16 %
single W	46	0.30 %
Candidatos con un solo leptón	0	0.00 %
Candidatos a dos fermiones y dos fotones	1	0.01 %
$l^+ l^- q\, \bar{q}$	10	0.06 %
Candidatos a dos fotones	812	5.30 %
Candidatos de física estándar	**11177**	
$\gamma\, \gamma$	1754	11.44 %
Compton	146	0.95 %
Retorno radiativo al Z^0	600	3.91 %
A dos fermiones	3403	22.20 %
Bhabha	2230	14.54 %
Cósmicos	3044	19.85 %
Número total de candidatos marcados por *DAFNE*	**15333**	

Tabla 2.3: Clasificación de DAFNE sobre todos los datos filtrados recolectados durante la toma de datos a $E_{cm} = 172.4$ GeV .

Bibliografía

[1] *"LEP storage ring"*, Technical Notebook, CERN 1989.

[2] G. Altarelli et al., *"Physics at LEP2"*, CERN-96-01.

[3] Delphi trigger group, *"Architecture and performance of the DELPHI trigger system"*, Nucl. Instr. and Meth., A362 (1995) 361-385.

[4] DELPHI collaboration, *"Performance of the DELPHI detector"*, Nucl. Instr. and Meth. A378 (1996) 57;
DELPHI collaboration, *"The DELPHI Detector at LEP"*, Nucl. Instr. and Meth., A303 (1991) 233-276.

[5] N.Bingefors et al., Nucl. Instr. and Meth. A328 (1993) 447.

[6] V.Chabaud et al., Nucl. Instr. and Meth. A368 (1996) 314.

[7] M. Berggren et al., Nucl. Instr. and Meth. 225 (1984) 477;
H.G. Fischer, Nucl. Instr. and Meth. A 265 (1988) 218.

[8] N.A. Filatova, Nucl. Instr. and Meth. A243 (1986) 91;
G.D. Alekseev et al., Nucl. Instr. and Meth. A269 (1988) 652.

[9] DELPHI collaboration, *"Performance of the new high precision luminosity monitor of DELPHI at LEP"*, DELPHI 95-68 (1996) PHYS 503.

[10] DELPHI collaboration, *"Proposal for the Replacement of the Small Angle Calorimeter of DELPHI"*, CERN/LEPC/92-6 (1992).

[11] P. Bambade et al., *"Test and Installation of the 40 degree Counters during the 1993/1994 Shutdown"*, DELPHI 94-48 (1994) HERM 1.

[12] M.Bozzo et al., *"Φ Tag Counters"*, DELPHI 92-45 (1992) CAL 91.

[13] M.Bozzo et al., *"The DELPHI E.M. Calorimeter at 90^0"*, DELPHI 89-66 (1989) CAL 71.

[14] DELPHI collaboration, *"DELPHI Data Analysis Program (DELANA). User's guide"*, DELPHI 89-44 (1989) PROG 137.

[15] D. Bertrans et al., *"DELGRA DELPHI Graphics for Interactive Event Viewing, User Manual"*, Versión 0.93 (1995).

[16] J.Wickens, *"DELANA Tags for 1991 Data"*, DELPHI 91-20 (1991) PHYS 91.

[17] DELPHI collaboration, *"DST Analysis Libraries Writeup"*, DELPHI Analysis Software Task Groups (1994).

[18] Application Software Group, *"PAW Physics Analysis Workstation"*, CERN Program Library, Long Writeup Q121.

[19] S. Navas, P. Rebecchi y A. Trombini, *"DAFNE program description"*, DELPHI 96-46 (1996) PROG 215.

Capítulo 3

Estudio de la señal y de los procesos contaminantes

3.1 Características de los procesos $\tilde{\chi}_1^+ \, \tilde{\chi}_1^-$

En colisiones e^+e^- la producción asociada de charginos, asumiendo la conservación de la paridad$-R$, tiene lugar a nivel árbol a través de los diagramas de Feynman mostrados en la Figura 1.3 de la Sección 1.6. Si los charginos son accesibles cinemáticamente, pueden ser producidos en pares a través del intercambio de γ o Z^0 en el canal-s y a través del intercambio de sneutrino ($\tilde{\nu}$) en el canal-t .

En la mayor parte del espacio MSSM la sección eficaz de producción $\tilde{\chi}_1^+ \, \tilde{\chi}_1^-$ es elevada, por encima del picobarn. Sin embargo, el diagrama de intercambio de $\tilde{\nu}$ en el canal-t puede interferir destructivamente en el cálculo de la sección eficaz de producción total. La intensidad de dicha contribución depende de la masa del sneutrino y de la composición del chargino en higgsino y gaugino (véase Sección 1.6 y Apéndice A).

Suponiendo que el $\tilde{\chi}_2^0$ es más pesado que el $\tilde{\chi}_1^\pm$, lo cual es válido en la mayor parte del espacio de parámetros SUSY, los diagramas de Feynman de la desintegración del $\tilde{\chi}_1^\pm$ son los mostrados en la Figura 1.5 de la Sección 1.7. En la mayor parte de los puntos estudiados en el análisis que se presenta, el $\tilde{\chi}_2^0$ no es accesible cinemáticamente.

Existen, sin embargo, casos particulares en los que la producción de $\tilde{\chi}_2^0$ es posible, dando lugar a desintegraciones en cascada que pueden cambiar las topologías finales. En concreto, en la región $\mu \simeq M_2 \simeq 0$ (con $|\mu| < 0$) y para valores de $tan\beta$ cercanos a uno, tiene lugar el proceso $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 f \bar{f} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 f \bar{f} \gamma$, caracterizado por la presencia de fotones energéticos en el estado final. En la Sección 4.4 se presenta un análisis detallado de esta región particular del espacio de parámetros.

Además, suponemos que el Higgs supersimétrico cargado es más pesado que el primer chargino, por lo que la desintegración $\tilde{\chi}_1^{\pm} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 H^{\pm}$ se encuentra altamente suprimida.

Los productos de desintegración del $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ son fermiones y la partícula supersimétrica más ligera (*LSP*) que, asumiendo la conservación de la paridad–R , es estable y no interacciona con la materia. El hecho de que la *LSP* sea invisible tiene importantes consecuencias: los sucesos de chargino se caracterizarán por una gran cantidad de energía y masa perdidas, por una alta acoplanaridad, así como por un momento transverso no balanceado.

Como se muestra en la Figura 1.5, el chargino más ligero puede decaer en neutralino y un par de leptones ($\tilde{\chi}_1^{\pm} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\, l^{\pm}\, \nu$) a través de la emisión de un bosón W, de un slepton $\tilde{l}$ o de un sneutrino $\tilde{\nu}$; o bien decaer en neutralino y un par de quarks ($\tilde{\chi}_1^{\pm} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\, q_1\, \bar{q}_2$) a través de un squark $\tilde{q}$. La contribución parcial de cada uno de los canales de desintegración (BR) depende tanto de las masas de los compañeros supersimétricos de los fermiones ordinarios como de los valores de los parámetros de mezcla en el espacio MSSM.

Si sfermiones y squarks son mucho más pesados que el $\tilde{\chi}_1^0$, el proceso dominante en la mayor parte del espacio de parámetros del MSSM es la desintegración del chargino a través de la emisión de un W (Figura 1.5 a). Sin embargo, si el $\tilde{\chi}_1^+$ es casi puramente wino y el $\tilde{\chi}_1^0$ es puramente gaugino, la desintegración del $\tilde{\chi}_1^+$ a través de W se encuentra suprimida y el modo dominante de desintegración puede ser el mostrado en las Figuras 1.5 b,c, por medio de $\tilde{l}$ o $\tilde{\nu}$ virtuales. Un caso singular de topología puramente leptónica se podría dar, por ejemplo, cuando además el $\tilde{\nu}$ es más ligero que el $\tilde{\chi}_1^{\pm}$.

En este trabajo se han estudiado dos supuestos respecto a la partícula supersimétrica más ligera :

1. <u>“Escenario neutralino *LSP* ”</u>

   En este caso se supone que la partícula supersimétrica más ligera es el $\tilde{\chi}_1^0$. En el caso más común en que los sfermiones y el $\tilde{\chi}_2^0$ son mucho más pesados que el $\tilde{\chi}_1^{\pm}$, las topologías posibles son:

$$
\begin{array}{lllll}
 & \underline{\text{Canal}} & & \underline{\text{BR}} & \underline{\text{Características}} \\
 & \mathrm{q}_1\,\bar{\mathrm{q}}_2\, l & (jjl) & 44.5\ \% & \text{presencia de un leptón aislado} + \not{P}_t,\, \not{E} \\
\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow & \mathrm{q}_1\,\bar{\mathrm{q}}_2\,\mathrm{q}_3\,\bar{\mathrm{q}}_4 & (jets) & 44.5\ \% & \text{topología puramente hadrónica} + \not{P}_t,\, \not{E} \\
 & l^+\, l^- & (ll) & 11.0\ \% & \text{topología puramente leptónica} + \not{P}_t,\, \not{E}
\end{array}
\tag{3.1}
$$

   En los tres casos se tiene energía y momento transverso perdidos debido a la presencia de un par de neutralinos en el estado final que escapan a la detección.

2. <u>“Escenario gravitino *LSP* ”</u>

   La situación puede variar de forma significativa si se asume que el gravitino ($\tilde{G}$) es la *LSP* . Por ejemplo, en el caso más natural en el que la segunda partícula supersimétrica más ligera sea el primer neutralino con una componente fotino no nula, se tiene la desintegración siguiente:

$$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \gamma\, \tilde{G} \tag{3.2}$$

lo que da una signatura clara con presencia de fotones en el estado final. Por tanto, las señales de supersimetría en el marco de un "escenario gravitino LSP" son similares a las presentes en el "escenario neutralino LSP" pero con dos fotones energéticos y, en la mayor parte de los casos, aislados.

Si se asume que la paridad$-R$ se conserva de forma exacta, entonces las partículas supersimétricas se producen a pares y la LSP es absolutamente estable, de modo que el gravitino genera una significativa cantidad de energía y momento perdidos. En el sistema de referencia en reposo del $\tilde{\chi}_1^0$, el fotón toma una energía igual a $m_{\tilde{\chi}_1^0}/2$ y es producido isotrópicamente. Estos fotones producidos en sucesos supersimétricos pueden ser, por tanto, suficientemente energéticos como para pasar los cortes diseñados para reducir los fondos contaminantes.

Debido a la manifiesta diferencia entre ambos escenarios, se diseñaron dos selecciones diferentes atendiendo al supuesto de $\tilde{\chi}_1^0$ estable (descrita en la Sección 4.2) e inestable (Sección 4.3).

Desde un punto de vista experimental, las variables que mayor influencia tienen en la eficiencia de detección de los charginos son la masa del primer chargino ($m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$), la masa del primer neutralino ($m_{\tilde{\chi}_1^0}$), y su diferencia ($\Delta M = m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$). En el análisis que se presenta para ambos escenarios se distinguen dos casos:

- **Caso no degenerado :** $\Delta M = m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\chi}_1^0} >$ **10 GeV/**c^2

  Cuando la diferencia de masas entre $\tilde{\chi}_1^\pm$ y $\tilde{\chi}_1^0$ es grande, los sucesos vienen caracterizados por elevados valores de la energía y masa visibles (por encima de $\sim$ 20 GeV), tanto más elevados cuanto menor sea la masa del neutralino. En la topología hadrónica encontramos sucesos de alta multiplicidad (típicamente más de 10 trazas) y en la topología leptónica trazas de alto momento (superior a $\sim$ 10 GeV/c).

  En este escenario, las distribuciones de energía visible y masa hadrónica tienden a solaparse con las de los procesos de fondo *no*-$\gamma\gamma$, dificultando la discriminación entre la señal y procesos como $f\bar{f}$, W^+W^- y Z^0Z^0. Además, se tienen altos valores de la acoplanaridad y del momento perdido en el plano transverso ($\not{P}_t$).

  Dado que en este caso $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ toma valores moderados, si nos encontramos en el "escenario gravitino LSP" la energía de los fotones tomará valores suficientemente grandes como para obtener altas eficiencias de detección con un elevado rechazo del fondo contaminante.

- **Caso degenerado : 3 GeV/**$c^2 < m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\chi}_1^0} <$ **10 GeV/**c^2

  Sin embargo, cuando $\tilde{\chi}_1^0$ se encuentra muy cerca en masa al $\tilde{\chi}_1^\pm$, las distribuciones de energía y masa visibles en el suceso se estrechan y tienden a cero para todas las topologías. El hecho de que los neutralinos tomen una gran cantidad de momento pero en un estrecho rango da lugar a sucesos con gran cantidad de energía perdida, pero no de momento perdido. Los sucesos hadrónicos se caracterizarán por su baja multiplicidad y en la topología leptónica encontraremos trazas de bajo momento.

  Todo esto hace que al disminuir el valor de ΔM las distribuciones migren hacia las regiones donde se encuentran los sucesos $\gamma\gamma$. Este efecto es más acentuado cuanto mayor es la masa del neutralino. Sin embargo, si $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ es grande y nos encontramos en el "escenario gravitino *LSP*", la presencia de dos fotones energéticos en el estado final proporciona una signatura adicional que permite recuperar la señal con una alta eficiencia.

Todas estas características quedan patentes en las Figuras C.1 a C.12 del Apéndice C, donde se muestran las distribuciones Monte Carlo de algunos de los observables anteriormente citados, para distintos procesos de fondo y un punto de señal, y en las Figuras C.23 a C.31, donde se comparan las distribuciones de seis puntos de señal con diferente grado de degeneración.

3.2 Simulación de los procesos $\tilde{\chi}_1^+ \; \tilde{\chi}_1^-$

Con el fin de estimar la eficiencia de detección de la señal, se generaron una serie de sucesos mediante simulación Monte Carlo. En esta sección se explican los criterios seguidos en la elección de los puntos simulados, así como sus características más notables.

Los valores de las masas de las partículas supersimétricas no están fijados por la teoría y cualquier combinación cinemáticamente permitida de masas ($\tilde{\chi}_1^\pm$, $\tilde{\chi}_1^0$) es posible (dentro del límite inferior a la masa del chargino de 45 GeV/c^2, fijado por *LEP*). Como se vió en el Capítulo 1, las masas de los charginos y neutralinos pueden ser expresadas en función de tres parámetros: M_2 (parámetro de masa de los gauginos de SU(2)), μ (parámetro de mezcla de los higgsinos) y $tan\beta$ (cociente entre los valores esperados en el vacío de los dos dobletes de Higgs). El rango de variación permitido de estos parámetros dentro del MSSM es muy amplio [1].

A fin de acotar de algún modo la generalidad que esto significa a la hora de llevar a cabo una simulación Monte Carlo, que es necesariamente limitada, se escogió un total de veintidos puntos, cuadrupletes (M_2 , μ , $tan\beta$, $m_{\tilde{\nu}}$), representativos de diferentes regiones del espacio SUSY. Las características de los puntos seleccionados en el espacio de parámetros a E_{cm} = 172 GeV, para el estudio del "escenario neutralino *LSP*" se resumen en la Tabla 3.1. Todos los puntos fueron generados con valores de $m_{\tilde{\nu}}$ = 500 GeV/c^2 y $tan\beta$ = 1.5, excepto los cuatro últimos, para los que se tomó $tan\beta$ = 3.

Desde el punto de vista de la *composición en campos* del chargino, como puede observarse en la Figura 3.1, los puntos escogidos se encuentran repartidos por las diferentes regiones del espacio SUSY: seis en la región higgsino (M_2 grande), dos en la región gaugino ($|\mu|$ grande) y diez en la región mezcla de gaugino-higgsino. Los cuatro últimos puntos de la Tabla 3.1, no mostrados en la figura, se encontrarían en la región higgsino lejana (M_2 muy grande).

Además, los puntos se escogieron con el objeto de tener un amplio espectro de valores de la diferencia de masa entre chargino y neutralino, al ser precisamente ésta una de las variables que mayor influencia tiene sobre las eficiencias de detección. En la Figura 3.2 se ilustra de forma gráfica el espectro de masas de los dieciocho primeros puntos escogidos (se han omitido

[1] Como se explicó en el Capitulo 1 se asume que la masa M_1 de los gauginos de U(1) está relacionada con M_2 mediante la relación predicha por la Teoría de Gran Unificación: $M_1 = \frac{5}{3} \cdot \tan^2\theta_W \cdot M_2$.

los cuatro últimos con el fin de simplificar el gráfico). Los círculos negros corresponden a los charginos y los círculos blancos a los neutralinos. Cada pareja ($\tilde{\chi}_1^\pm$, $\tilde{\chi}_1^0$) se ha unido con una flecha vertical. Los números que aparecen junto a la flecha indican la diferencia de masa. Como se aprecia, se escogieron seis puntos de chargino con una masa muy cercana al límite cinemático, y otros doce puntos con un chargino algo más ligero. Los neutralinos van desde ser muy ligeros hasta estar casi degenerados con el chargino.

Para la simulación de la señal se utilizó el generador Monte Carlo SUSYGEN [1]. Las fórmulas que dan la sección eficaz de producción de charginos y las probabilidades de desintegración en función de los parámetros del MSSM, son las publicadas en la referencia [2].

E_{cm} = 172 GeV, PUNTOS GENERADOS $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$

N	M_2 (GeV/c^2)	μ (GeV/c^2)	$m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ (GeV/c^2)	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV/c^2)	Δ M (GeV/c^2)	Sucesos Generados
1	900	93	85.6	80.5	5.1	2000
2	570	98	85.6	76.7	8.9	2000
3	350	108	85.2	68.9	16.3	2000
4	200	138	85.2	55.3	29.9	2000
5	140	196	85.2	48.1	37.1	1999
6	65	-190	85.3	36.6	48.7	1695
7	850	85	77.2	71.8	5.4	2000
8	550	-68	77.3	67.2	10.1	2000
9	300	-63	78.3	61.6	16.7	2000
10	115	-50	77.9	47.1	30.8	2000
11	65	-47	78.4	37.7	40.7	2000
12	49	-120	76.6	28.6	48.0	1945
13	850	75	67.4	62.1	5.3	2000
14	520	81	67.7	58.5	9.2	2000
15	300	-52	67.7	50.8	16.9	2000
16	130	-39	67.3	37.1	30.2	2000
17	75	-30	67.1	28.0	39.1	2000
18	30	-20	66.0	17.9	48.1	1801
19	2100	-43	45.8	42.8	3.0	2000
20	1970	-48	49.9	47.0	2.9	2000
21	1970	-58	59.9	57.0	2.9	1897
22	1870	-68	69.9	67.0	2.9	2000

Tabla 3.1: Características de los puntos de señal $\tilde{\chi}_1^+ \; \tilde{\chi}_1^-$ seleccionados en el espacio de parámetros SUSY a $E_{cm} = 172$ GeV. En la tabla se indican los valores de (M_2 , μ), así como las correspondientes masas del chargino y neutralino más ligeros, la diferencia de masa entre ambos y el número total de sucesos generados. Para todos ellos $m_{\tilde{\nu}} = 500$ GeV/c^2.

El valor de $tan\beta$ se escogió atendiendo a la exigencia de unificación de los acoplos de Yukawa b-τ, que da una previsión de la masa del quark top en función de $tan\beta$ [3]. Para valores de la masa del quark top superiores a 200 GeV/c^2, $tan\beta$ debe ser del orden de 1 o estar entre 35 y 60. En la región entre 35 y 60 se puede tener la unificación de los acoplos de Yukawa entre los quarks top y bottom, donde $tan\beta \sim \frac{m_t}{m_b}$. Además, los límites en la estabilidad del protón sugieren [4] que $tan\beta < 10$. Así, los dieciocho primeros puntos se generaron tomando $tan\beta = 1.5$, mientras que para los restantes se empleó $tan\beta = 3$, pues con valores menores de $\tan\beta$ no es posible conseguir las diferencias de masa entre chargino y neutralino deseadas ($\Delta M \sim 3$ GeV/c^2). En cualquier caso, la influencia del valor del parámetro $tan\beta$ en las eficiencias de detección de charginos es mínima y, aunque se escogió $tan\beta = 1.5$ y 3 para la generación de los sucesos de señal, los límites de exclusión fueron calculados para $tan\beta = 1$, 1.5 y 35.

El cuarto parámetro SUSY a tener en cuenta en la generación es la masa del sneutrino. Aunque los valores de las masas de $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ y $\tilde{\chi}_1^0$ no dependen directamente de $m_{\tilde{\nu}}$, hay tres magnitudes sensibles a valores pequeños de $m_{\tilde{\nu}}$ (por debajo de ~ 200 GeV/c^2) : la distribución angular del par $\tilde{\chi}_1^+$ $\tilde{\chi}_1^-$, el valor de la sección eficaz de producción y las fracciones de desintegración a cada canal. Respecto a la primera magnitud, se comprobó que las variaciones en la eficiencia de detección debido a cambios en la distribución angular eran despreciables. La segunda magnitud no entra en el cálculo de la eficiencia, aunque la variación de $m_{\tilde{\nu}}$ es considerada en el cálculo de los límites de exclusión. Respecto a la tercera magnitud, si el sneutrino es ligero ($m_{\tilde{\nu}} < 100$ GeV/c^2) las fracciones de desintegración a cada topología pueden verse alteradas, lo que puede considerarse como una rescala de la sección eficaz efectiva ($\sigma \cdot BR$) de las correspondientes topologías. En cualquier caso, los valores de las eficiencias finales obtenidas son similares para las tres topologías (Figura 4.4). Con todo ello, la masa del sneutrino se fijó en $m_{\tilde{\nu}} = 500$ GeV/c^2.

La elección de los puntos generados a las energías de $E_{cm} = 130$ y 161 GeV se realizó atendiendo a criterios similares a los anteriormente expuestos. En la Tabla B.1 se muestran los valores de los parámetros de los puntos escogidos, y en la Figura B.1 se ilustran los espectros de masas de chargino y neutralino.

Con el fin de estudiar las características de la señal dentro del "escenario gravitino *LSP*" y de estimar la eficiencia de los cortes de selección se generaron una serie de sucesos mediante simulación Monte Carlo modificando el programa SUSYGEN [1] de modo que permitiese la desintegración $\tilde{\chi}_1^0 \to \gamma \tilde{G}$, fijando a cero el valor de la masa del gravitino. Los puntos en el espacio SUSY escogidos para la generación a $E_{cm} = 172$ GeV son los mismos que los elegidos para el análisis en el "escenario neutralino *LSP*", pero esta vez permitiendo la desintegración del neutralino en gravitino más fotón. Así pues, los valores de los cuadrupletes (M_2 , μ , $tan\beta$, $m_{\tilde{\nu}}$) para los puntos empleados en la simulación coinciden con los descritos en la Tabla B.1. Además, con el objeto de explorar la zona de muy bajo ΔM, conocida como *ultra-degenerada*, se generaron dos puntos adicionales con valores de $\Delta M = 1$ GeV/c^2 y 3 GeV/c^2, cuyas características se muestran en la Tabla 3.2.

E_{cm} = 172 GeV

M_2 (GeV/c^2)	μ (GeV/c^2)	$tan\beta$	$m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ (GeV/c^2)	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV/c^2)	Δ M (GeV/c^2)	Sucesos Generados
1870	-78	3.0	79.9	76.9	3.0	1112
5000	-80	10.0	80.2	79.2	1.0	1246

Tabla 3.2: Características de los dos puntos seleccionados en la zona *ultra-degenerada* del espacio de parámetros SUSY para el estudio del "escenario gravitino *LSP*".

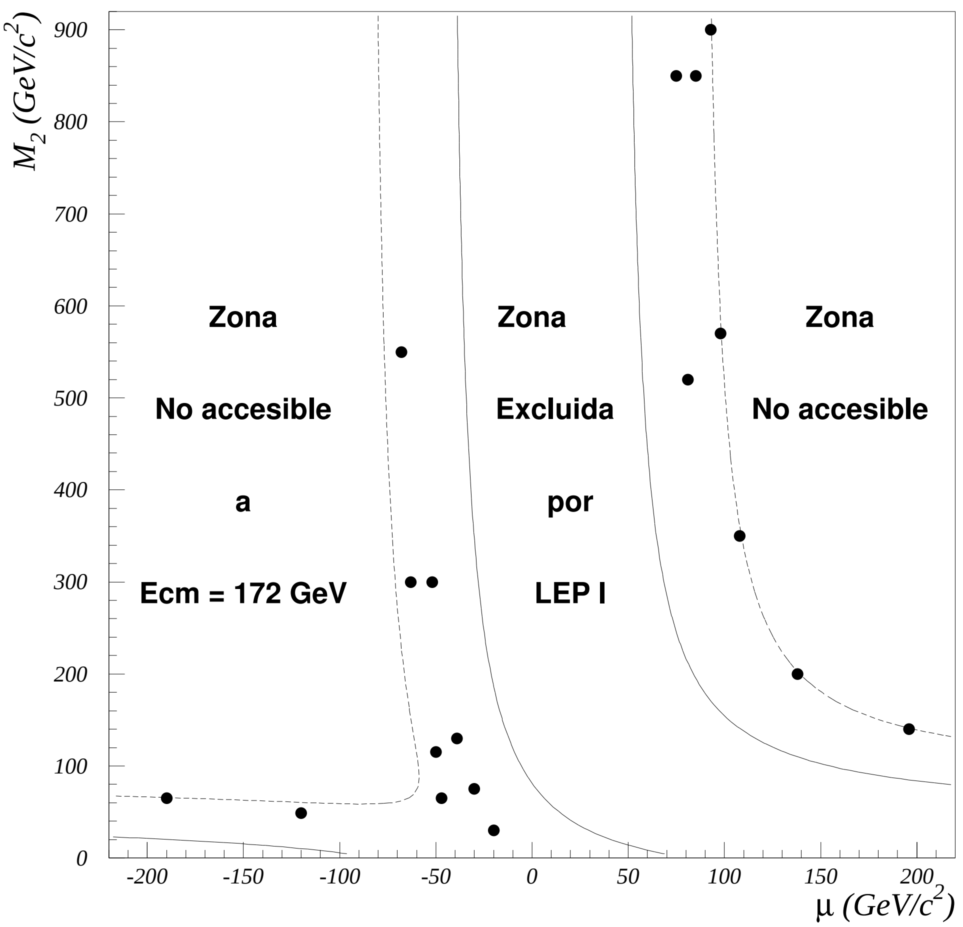


Figura 3.1: Posición de los dieciocho primeros puntos seleccionados a E_{cm} = 172 GeV en el plano SUSY (μ, M_2). En el gráfico se indican las zonas excluidas por *LEP-I* (región de $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ < 45 GeV/c^2) y las zonas no accesibles cinemáticamente ($m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ > 86 GeV/c^2).

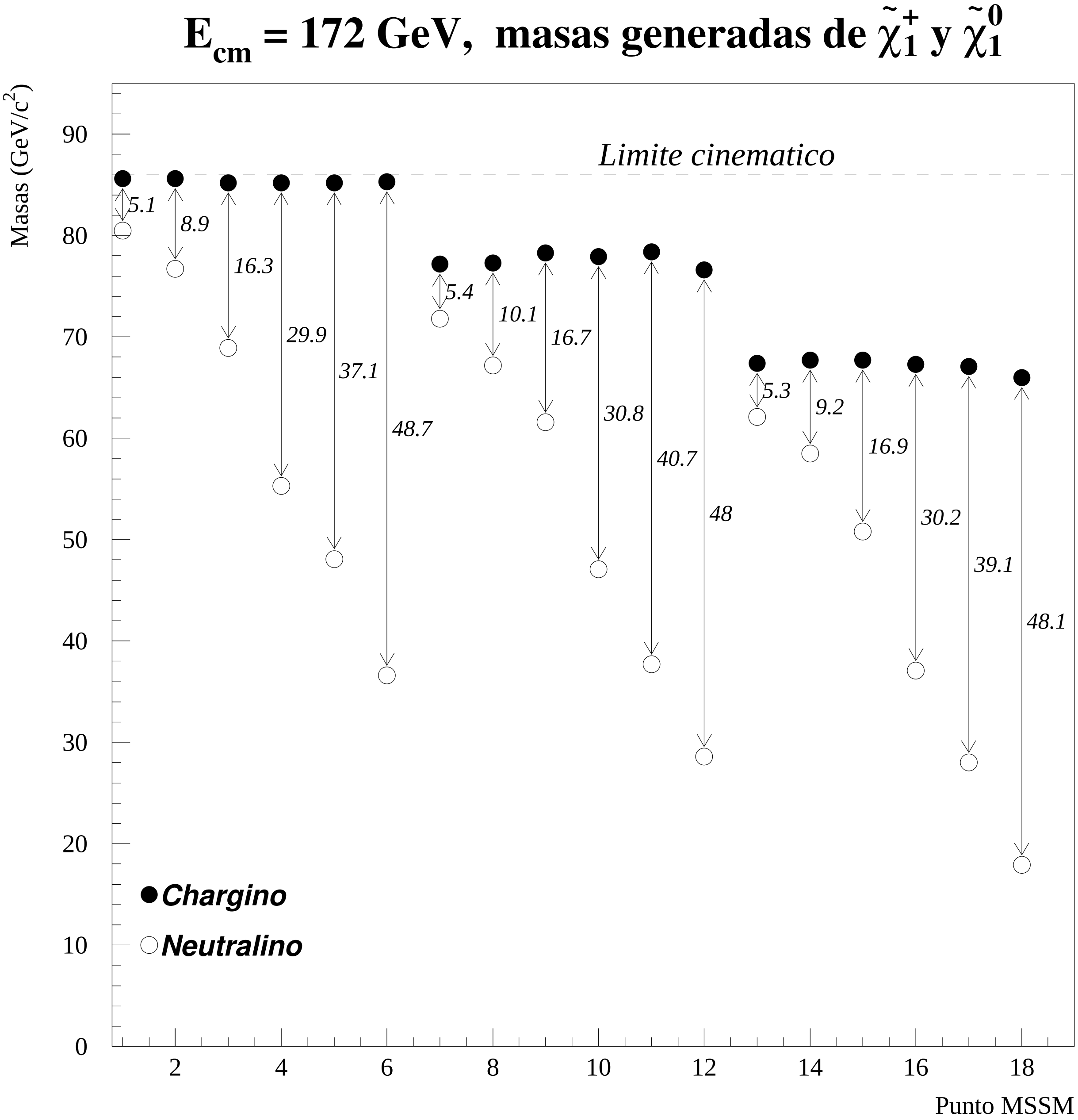


Figura 3.2: Espectro de masas de los dieciocho primeros puntos ($\tilde{\chi}_1^{\pm}$, $\tilde{\chi}_1^0$) seleccionados para la simulación a E_{cm} = 172 GeV. Los números que aparecen al lado de cada flecha indican el valor de la diferencia de masa entre ambas partículas (expresados en GeV/c^2).

3.3 Características de los procesos contaminantes

En la Tabla 3.3 se muestra la lista de los procesos de fondo más importantes para la búsqueda de charginos a $E_{cm} = 172$ GeV junto con el valor de la sección eficaz de producción en pb, el número de sucesos esperados para una luminosidad integrada de 10.2 pb^{-1} y el factor de luminosidad simulado mediante generación Monte Carlo (expresado como *número de veces la luminosidad recolectada*). En la Sección 3.4 se explican los detalles de la simulación de cada proceso físico. La lista de los procesos de fondo generados a las energías de *P3* y a 161 GeV se ofrece en la Tabla B.2 del Apéndice B.

$\mathcal{PROCESOS\ DE\ FONDO}$	σ (pb) E_{cm} = **172 GeV**	**Sucesos esperados** $\mathcal{L}$ = **10.2** pb^{-1}	**Factor de luminosidad generado** ($\times 10.2\ pb^{-1}$)
$e^+e^- \to q\,\bar{q}\,(\gamma)$	121.0	1234	50.3
$e^+e^- \to \mu^+\,\mu^-\,(\gamma)$	9.8	100	39.9
$e^+e^- \to \tau^+\,\tau^-\,(\gamma)$	9.5	97	37.5
$e^+e^- \to e^+e^-\,(\gamma)\ (\theta_e\ >\ 37^0)$	50.0	510	21.3
$e^+e^- \to e^+e^-\,(\gamma)\ (\theta_e\ >\ 9^0)$	1440.0	14688	24.5
$e^+e^- \to \nu\bar{\nu}(\gamma)$	29.0	296	21.9
$e^+e^- \to \gamma\gamma(\gamma)(QED)$	135.0	1377	13.1
$e^+e^- \to W^+W^-\,(\gamma)$	11.8	120	49.2
$e^+e^- \to Z^0\,Z^0\,(\gamma)$	1.1	11	65.2
$e^+e^- \to W\,e\,\nu\,(\gamma)$	0.5	5	86.0
$e^+e^- \to Z^0\,e\,e\,(\gamma)$	98.2	1002	54.0
Compton	472.0	5437	2.6
$e^+e^- \to e^+e^-X$ ($\gamma\gamma$ VDM)	7131.0	72736	1.6
$e^+e^- \to e^+e^-X$ ($\gamma\gamma$ QPM)	1081.0	11026	2.9
$e^+e^- \to e^+e^-X$ ($\gamma\gamma$ QCD)	2088.0	21298	1.5
$e^+e^- \to e^+e^-X$ ($\gamma\gamma$ VDM *filtrados*)	540.0	5508	7.3
$e^+e^- \to e^+e^-X$ ($\gamma\gamma$ QPM *filtrados*)	157.0	1600	10.5
$e^+e^- \to e^+e^-X$ ($\gamma\gamma$ QCD *filtrados*)	351.0	3580	7.5
$e^+e^- \to e^+e^-e^+e^-$ (QPM)	2148.0	21910	1.4
$e^+e^- \to e^+e^-\mu^+\mu^-$ (QPM)	1883.0	19207	2.0
$e^+e^- \to e^+e^-\tau^+\tau^-$ (QPM)	422.0	4304	12.6

Tabla 3.3: Lista de los procesos contaminantes simulados a $E_{cm} = 172$ GeV. En la tabla se muestra, en cuatro columnas, el tipo de fondo, la sección eficaz de producción en pb, el número de sucesos esperados para una luminosidad integrada de 10.2 pb^{-1} y el factor de luminosidad equivalente simulado.

A energías en torno a 140 GeV, por debajo del umbral de producción de pares W^+W^- reales, los procesos de fondo más peligrosos en la búsqueda de charginos son los llamados *a dos fermiones* $e^+e^- \to Z^0/\gamma \to q\,\bar{q}\,(\gamma)$, y los procesos *de interacción a dos fotones* $e^+e^- \to e^+\,e^-\,X$ (conocidos como $\gamma\gamma$), debido al elevado valor de su sección eficaz de producción.

Con el aumento de la energía en centro de masas, otra serie de procesos contaminantes empiezan a tener una contribución relevante. Es el caso del proceso $e^+e^- \to W^+\,W^-\,(\gamma)$, que incrementa su sección eficaz de producción en un factor 30 al pasar de $E_{cm} = 130$ a 172 GeV. Por su parte, los procesos *a dos fermiones* siguen constituyendo una de las mayores fuentes de fondo pese a disminuir su sección eficaz de producción en un factor 4 al alejarnos del pico de la resonancia del bosón Z^0.

En las siguientes secciones se describen algunas de las características topológicas y cinemáticas de los procesos contaminantes con el fin de conocer cuales son las variables que con más eficiencia pueden separarlos de la señal.

3.3.1 Proceso $f\,\bar{f}\,(\gamma)$

El diagrama de Feynman correspondiente al proceso $e^+\,e^- \to Z^0/\,\gamma \to f\,\bar{f}\,\gamma$ se ilustra en la Figura 3.3. Este tipo de sucesos se caracteriza por presentar valores altos de la energía, de la masa visibles y de la coplanaridad.

Una de las características de las colisiones e^+e^- a energías fuera del pico de resonancia del bosón Z^0 es la tendencia al *retorno radiativo* al Z^0. El fenómeno consiste en el incremento que experimenta la sección eficaz si se emiten uno o varios fotones de radiación inicial (*ISR*, *I*nitial *S*tate *R*adiation), de modo que la energía efectiva en centro de masas, s', se desplaza hacia la región de la resonancia del Z^0 ($s' \sim m^2_{Z^0}$). Así, la separación entre los sucesos de alta energía y los sucesos radiativos puede hacerse a partir de esta magnitud, que se obtiene de la relación:

$$s' = s - 2 \cdot E_\gamma \cdot \sqrt{s}$$

donde E_γ es la energía del fotón de ISR. Si es emitido un solo fotón, entonces la energía del fotón de retroceso es $E_\gamma \sim 34$ GeV (~ 62 GeV) para un valor de $\sqrt{s}$ de 130.3 GeV (172.4 GeV).

El fotón radiado se detecta normalmente en los calorímetros electromagnéticos STIC, FEMC o HPC, buscando grandes depósitos de energía neutra (> 15 GeV) aislada de partículas cargadas (más de 20^0 en el espacio). La presencia de estos fotones de ISR es una signatura muy clara que ayuda a eliminar sucesos de fondo sin perjuicio de la señal, ya que en los sucesos de producción de charginos (asumiendo que el primer neutralino es estable) la distribución energética de los fotones ISR está picada a muy baja energía.

Con frecuencia el fotón de radiación se emite a ángulos polares bajos, por debajo de la aceptancia del *STIC*, perdiéndose por el tubo del haz. En estos casos, y si ninguna otra partícula se pierde en el suceso, en el plano transverso hay balance de momentos lo que se traduce en bajo $\not{P}_t$ y baja acoplanaridad, con lo que los sucesos quedan igualmente discriminados de la señal.

Sin embargo, algunos de estos sucesos pueden ser seleccionados como candidatos a chargino si la impulsión de alguno de los fermiones ha sido mal medida debido a problemas de reconstrucción, lo cual genera momento transverso perdido.

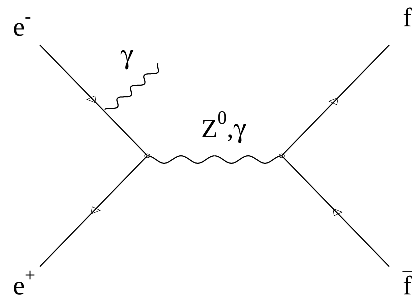


Figura 3.3: Diagrama de Feynman correspondiente al proceso $e^+e^- \to Z^0/\gamma \to f\,\bar{f}\,\gamma$.

3.3.2 Procesos de interacción a dos fotones ($\gamma\gamma$)

El proceso $e^+e^- \to e^+\,e^-\,X$ se puede entender, a segundo orden en la constante de acoplo electromagnética, a partir de las Figuras 3.4, donde cada leptón radía un fotón virtual y ambos fotones se acoplan a un estado final X de leptones o hadrones.

Las interacciones a dos fotones pueden parametrizarse en tres modelos [5]:

- **VDM** (**V**ector Meson **D**ominance **M**odel). En esta representación las interacciones $\gamma\gamma$ son análogas a las interacciones suaves entre hadrones, por lo que la parte VDM del fotón se entiende como un caso especial de subdivisión en dos quarks colineares que interaccionan fuertemente formando estados de mesones vectoriales.

- **QPM** (**Q**uark **P**arton **M**odel). Este modelo describe los acoplos puntuales de los fotones a fermiones cargados (quarks) dentro de hadrones. Siempre que haya alta transferencia de momento en una interacción $\gamma\gamma$, la sección eficaz QPM dominará sobre la VDM [6].

- **QCD**. Estudios experimentales recientes [7] han confirmado la necesidad de incluir una componente QCD en los sucesos con valores de Q^2 bajos que describa el subproceso de difracción dura de los partones constituyentes del fotón.

El espectro de energía de los fotones radiados sigue la ley $\frac{1}{E_\gamma}$, por lo que generalmente el sistema X tiene baja masa invariante. La sección eficaz de producción disminuye considerablemente si se piden sucesos donde alguno de los dos electrones *periféricos* sea visible en el detector, o sucesos con valores altos de $\not{p}_t$ y de la masa visible.

Desde un punto de vista experimental la detección de uno o dos electrones periféricos, partículas altamente energéticas (típicamente de más de 30 GeV) en la zona de muy bajo ángulo, constituye una característica muy clara que permite discriminar fácilmente este tipo de sucesos. El *STIC* juega un papel muy importante en la catalogación de sucesos $\gamma\gamma$ al tratarse del calorímetro electromagnético más cercano al tubo del haz (cubre la región angular entre 29 mrad y 185 mrad) y, por tanto, el que define el suceso con mayor claridad al recibir la mayor parte de los impactos de los electrones periféricos. El método seguido para eliminar este tipo de sucesos consiste en aplicar un corte en el porcentaje máximo de energía en un cono en las zonas hacia delante y detrás de DELPHI. Si alguno de los electrones (o ambos) se pierde por el tubo del haz, bastará con aplicar un corte en el momento transverso perdido mínimo para discriminar el suceso.

Debido a la enorme sección eficaz de estos procesos, es imprescindible tener un buen control de las colas de las distribuciones que pueden aparecer tras aplicar los cortes de selección. La causa de la existencia de estas colas se debe, además de las malas reconstrucciones de jets principalmente en la zona hacia delante de DELPHI, a la presencia de neutrinos energéticos [2] que generan momento transverso perdido.

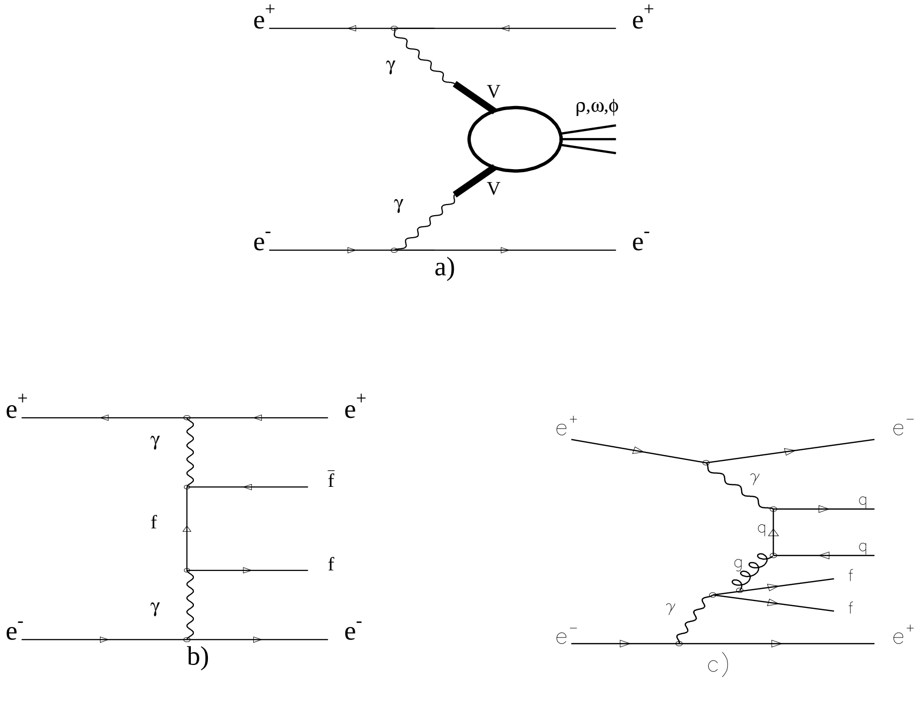


Figura 3.4: Diagramas de Feynman correspondientes a los subprocesos a) $\gamma\gamma_{VDM}$, b) $\gamma\gamma_{QPM}$ y c) $\gamma\gamma_{QCD}$.

[2] La sección eficaz de producción de sucesos $\gamma\gamma$ con dos quarks b en el estado final es de ~ 4 *pb*.

3.3.3 Proceso W^+W^-

Los diagramas de Feynman correspondientes a la producción y desintegración W^+W^- se muestran en la Figura 3.5. Cada W puede desintegrarse en un par leptón–neutrino o en un par de quarks $q_1\,\bar{q}_2$, de modo que en el estado final pueden aparecer tres topologías diferentes: sucesos puramente hadrónicos ($\sim$ 40 % del total), sucesos puramente leptónicos ($\sim$ 10 % del total) y sucesos semileptónicos ($\sim$ 50 % del total). Dado su gran parecido con los procesos $\tilde{\chi}_1^+\,\tilde{\chi}_1^-$ (el canal dominante en la desintegración del chargino tiene lugar a través de un boson W, siempre que los sfermiones sean pesados), el fondo W^+W^- se convierte en uno de los más peligrosos en la búsqueda de charginos.

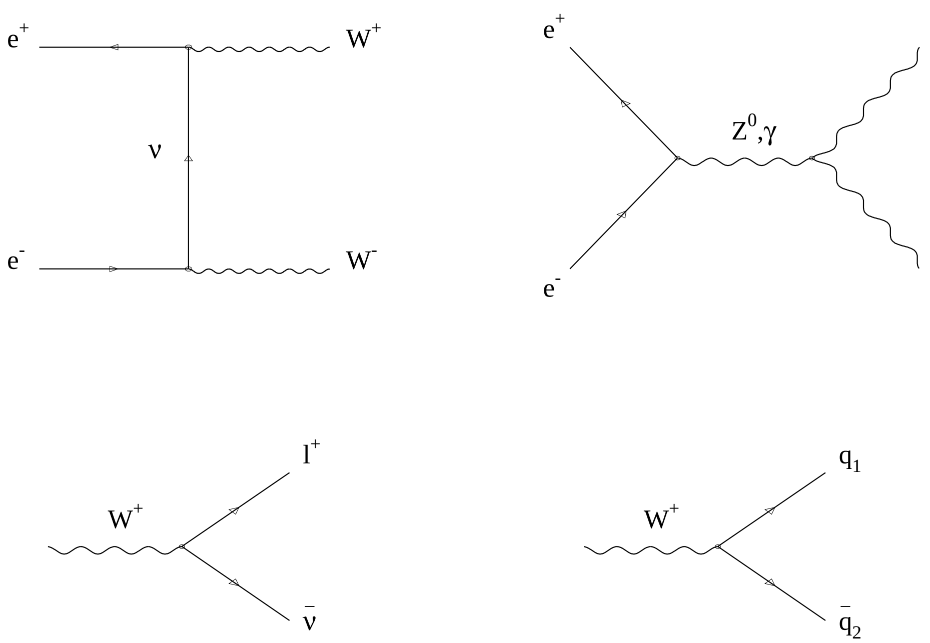


Figura 3.5: Diagramas de Feynman correspondientes al proceso de producción y desintegración de pares W^+W^-.

Puesto que en los sucesos $\tilde{\chi}_1^+\,\tilde{\chi}_1^-$ se produce la pérdida de un par de partículas masivas, los neutralinos, las distribuciones de masa visible y de impulsión de los leptones se concentran en valores pequeños con lo que aplicando cortes en estas variables se consigue eliminar de forma eficaz esta fuente de contaminación. A medida que el $\tilde{\chi}_1^0$ se hace más ligero, las distribuciones de $M_{visible}$ y $E_{visible}$ migran hacia la zona poblada por los W^+W^-.

Afortunadamente, las secciones eficaces de producción W^+W^- son moderadas. En general, a $E_{cm} < 161$ GeV el proceso se encuentra altamente suprimido ($\sigma < 1$ pb) de modo que uno de los W se produce sobre la capa másica ($\sim$ 80 GeV/c^2) y el otro es virtual, W^*. A energías más elevadas, por encima del umbral de producción de pares W^+W^- reales, la sección eficaz crece hasta $\sim$ 10 pb.

Los sucesos W^+W^- hadrónicos vienen caracterizados por altos valores de la masa visible y los leptónicos por trazas de alto momento (típicamente superior a 30 GeV/c). Sin embargo, puede generarse pérdida de masa en sucesos con dos neutrinos en el estado final, o con un neutrino y problemas de reconstrucción en alguno de los jets, lo que puede dar lugar a la aparición de candidatos.

3.3.4 Procesos $Z^0 Z^0$, $Z^0 e^+ e^-$, $W e \nu$ y de difusión $e^+ e^-$

Los diagramas de Feynman correspondientes a la producción de $e^+e^- \to Z^0 Z^0$ y $e^+e^- \to W e \nu$, se muestran en la Figura 3.6.

Se trata de procesos poco importantes a energías en torno a 140 GeV, ya que la sección eficaz de producción es muy pequeña ($< 2\ pb$). Sin embargo, a medida que la sección eficaz crece con el aumento de la energía en centro de masas, estos sucesos se hacen peligrosos debido a que son muy similares a la señal.

Los sucesos ZZ pueden resultar especialmente difíciles de eliminar cuando uno de los bosones es real y tiene una desintegración invisible, $Z^0 \to \nu \bar{\nu}$, y el otro está lejos de la capa de masas y decae a dos fermiones, $Z^* \to f \bar{f}$.

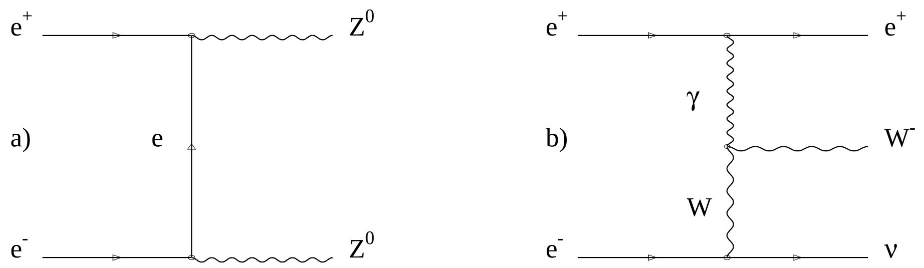


Figura 3.6: Diagramas de Feynman correspondientes a los procesos a) $e^+e^- \to Z^0Z^0$ y b) $e^+e^- \to W e \nu$.

Los procesos $e^+ e^- \to W e \nu$ y $e^+ e^- \to Z^0 e^+ e^-$ se caracterizan por altos valores de la masa visible (en torno a $\sim 80 - 90$ GeV/c^2) y por la presencia de un electrón altamente energético ($E \sim E_{haz}$) a muy bajo ángulo sumado a los productos de la desintegración de los bosones Z^0 o W. En la mayor parte de los sucesos que contribuyen al fondo se pierde el electrón por el tubo del haz y hay problemas de reconstrucción en el detector, lo cual genera pérdida de masa y presencia de $\not{P}_t$.

La topología ll puede resultar contaminada, además, por sucesos provenientes de procesos de difusión $e^+ e^-$. La sección eficaz de estos procesos es muy grande debido a la singularidad existente para valores nulos de la energía del fotón intercambiado. Se caracterizan por depositar gran cantidad de energía electromagnética ($\sim 2 \cdot E_{haz}$) en las regiones hacia delante y detrás del detector, y por valores muy bajos de la acoplanaridad y del $\not{P}_t$, de modo que, en general, resulta sencillo eliminarlos y su contribución al fondo total es despreciable. El caso más peligroso ocurre en difusiones $e^+ e^-$ radiativas con problemas de reconstrucción. Se puede dar el caso, por ejemplo, de un suceso con un electrón visible, el otro perdido en el tubo de vacío y el fotón convertido habiéndose reconstruido una sola traza, de modo que el suceso aparecería formado por dos partículas cargadas de alta acoplanaridad.

3.4 Simulación de los procesos contaminantes

Los procesos $\gamma\gamma$ fueron simulados con el programa TWOGAM [8], el oficial de la colaboración DELPHI. Se generaron sucesos de acuerdo con los tres mecanismos teóricos VDM, QPM y QCD de forma separada (los diagramas de Feynman se muestran en la Figura 3.4). En el caso de topologías con leptones en el estado final se empleó el generador de la referencia [9]. En la generación de los tres modelos se impuso un corte sobre la masa invariante del sistema de dos fotones de $M^2_{\gamma\gamma} > 10\ GeV^2/c^4$. Además, para evitar doble contaje entre VDM y QCD se añade un corte cinemático adicional en la generación QCD: $p_T > 1.8$ GeV/c, donde p_T es el momento transverso en el centro de masas $\gamma\gamma$ de los partones emitidos.

El enorme valor de la sección eficaz de producción $\gamma\gamma$ (por encima del nanobarn) no permite generar muestras de sucesos estadísticamente significativas de este tipo de proceso. Sin embargo, ocurre que los sucesos $\gamma\gamma$ tienen unas características topológicas y cinemáticas muy particulares que los hacen muy sensibles a nuestros cortes de selección, de modo que resultaría ineficaz generar muchos sucesos que serían eliminados enseguida por dichos cortes. Lo importante es tener un buen control de los sucesos con características similares a los de la señal, y para ello se generaron dos muestras de datos especiales, *filtradas*, con aquellos sucesos que tienen más probabilidad de pasar los cortes de selección.

El método seguido consiste, pues, en generar una muestra de unos miles de sucesos para optimizar los cortes, y posteriormente generar la muestra completa de sucesos *filtrados*. Los cortes aplicados para las muestras a $E_{cm} = 161$ y 172 GeV fueron las siguientes [3]:

- Energía en el plano transverso: $E_T > 4$ GeV.
- Fracción de energía en un cono de 30^0 hacia delante: $\%\ E_{30^0} < 70\ \%$.

El proceso de fondo $e^+e^- \to q\,\bar{q}\,(n\gamma)$ se generó con PYTHIA 5.7 [10], mientras que los procesos $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$ y $e^+e^- \to \tau^+\tau^-(\gamma)$ se generaron usando DYMU3 [11] y KORALZ [12] respectivamente. Para la generación del proceso $e^+e^- \to e^+e^-(\gamma)$ se empleó el generador de la referencia [13].

Los procesos de fondo *a 4-fermiones* en el estado final ($(Z^0/\gamma)(Z^0/\gamma)$, W^+W^-, $W e \nu$, $Z^0 e e$) fueron simulados con PYTHIA 5.7 [10].

En todos los casos, la fragmentación de los quarks se realiza a partir de JETSET 7.4 [10], ajustada a los datos de *LEP-I*.

[3] A $E_{cm} = 130.4$ y 136.3 GeV se emplearon cortes diferentes. Véase Apéndice B para detalles.

3.5 Simulación del detector DELPHI

La simulación Monte Carlo es la forma de estudiar las condiciones en las que se realiza una medida física en el detector. El programa de simulación detallada de DELPHI se denomina **DELSIM** (**DEL**phi **SIM**ulation) [14].

En una primera fase se generan los cuadrimomentos de las partículas producidas tras la interacción e^+e^-, usando para ello programas externos, como los ya citados SUSYGEN, PYTHIA o TWOGAM. Tras la generación de las partículas iniciales, un conjunto de rutinas reproduce su comportamiento dentro de DELPHI. Cada subdetector tiene rutinas propias donde se tienen en cuenta todas sus características: eficiencia de detección, posibles huecos o módulos en mal estado, resolución espacial y temporal, etc, de manera que la información procedente de la simulación se parezca lo más posible a la que nos proporciona el detector en condiciones reales.

Las partículas generadas son seguidas a lo largo de su trayectoria en el interior de DELPHI hasta que se desintegran, son absorbidas al alcanzar una energía mínima o salen del detector. A lo largo de este camino se simula cualquier tipo de proceso que pueda acaecer en el interior del detector: radiación de frenado, conversión de fotones, emisión de luz Cherenkov, dispersión múltiple, etc.

El resultado de la simulación se almacena con la misma estructura que los datos reales (*raw data*) registrados en el detector y son tratados posteriormente por el programa DELANA [15] de la misma manera que éstos. Adicionalmente se crean los bancos ZEBRA **SH** (**S**imulation **H**istory), que incluyen toda la información de interés de la generación del suceso.

Bibliografía

[1] S.Katsanevas y S.Melachroinos in *"Physics at LEP2"*, CERN 96-01, Vol. 2, p.328.

[2] A. Bartl,H. Fraas y W. Majerotto, Z. Phys. C30 (1986) 441;
A. Bartl,H. Fraas y W. Majerotto, Z. Phys. C41 (1988) 475.

[3] M. Carena, S. Pokorski y C.E.M. Wagner, Nucl. Phys. B406 (1993) 59 ;
P. Langacker y N. Polonsky, Phys. Rev. D49 (1994) 1454.

[4] R. Arnowitt y P.Nath, Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 725;
P.Nath y R. Arnowitt, Phys. Lett. B287 (1992) 89.

[5] J.Bjarne, *"Two-photon physics at DELPHI"*, DELPHI 93-127 (1993) PHYS 342.

[6] B. Batyunya, *" Study of single tagged multihadronic $\gamma\gamma^*$ events at a $< Q^2 >\sim 12\ GeV^2/c^4$ "* , DELPHI 93-60 (1993) PHYS 288.

[7] J.Bjarne, *"First evidence of hard scattering processes in very low Q^2 single tagged $\gamma\gamma$ collisions using the DELPHI VSAT detector"* , DELPHI 93-90 (1993) PHYS 317.

[8] S. Nova, A. Olshevski y T. Todorov, *"Monte Carlo event generator for two photon physics "*, DELPHI 90-35 (1990) PROG 152.

[9] F.A. Berends, P.H. Daverveldt, R. Kleiss, Comp. Phys. Comm. 40 (1996) 271 ;
Comp. Phys. Comm. 40 (1996) 285 ; Comp. Phys. Comm. 40 (1996) 309.

[10] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. 39 (1986) 347 ;
T. Sjöstrand, *"PHYTHIA 5.6 and JETSET7.3"*, CERNLIB W5035/W5044, CERN-TH-6488/92.

[11] J.E. Campagne y R.Zitoun, Z. Phys. C43 (1989) 469.

[12] S.Jadach y Z.Was, Comp. Phys. Comm. 79 (1994) 503.

[13] F.A.Berends, R.Kleiss y W.Hollik, Nucl. Phys. B304 (1988) 712.

[14] *"DELSIM, DELPHI Event generation and detector simulation"*,
User's guide, DELPHI 89-67 (1989) PROG 142,
Reference Manual, DELPHI 89-68 (1989) PROG 142 ;
DELANA, DELPHI Data analysis program,
User's guide, DELPHI 89-44 (1989) PROG 137.

[15] *"DELPHI Data Analysis Program (DELANA). User's guide"*, DELPHI 89-44 (1989) PROG 137.

Capítulo 4

Análisis y selección de sucesos

En este capítulo se describe el análisis desarrollado para la búsqueda de charginos en los dos supuestos estudiados, los denominados "escenario neutralino *LSP*" (Sección 4.2) y "escenario gravitino *LSP*" (Sección 4.3). Se tratará con detalle el método seguido en la elaboración de los criterios de selección, la estimación de la eficiencia para la señal, la contaminación de fondo y la selección de candidatos. Este capítulo se centra en el análisis realizado sobre los datos tomados a una energía en centro de masas de 172.4 GeV, describiéndose en el Apéndice B algunos detalles referentes a los análisis realizados a energías inferiores ($E_{cm} = 130 - 161$ GeV).

Los criterios de selección diseñados para la detección de charginos pueden clasificarse en cuatro grupos. Primeramente se tienen los *cortes de preselección* (descritos en la Sección 4.1), que eliminan sucesos de muy alta tasa y aquellos no provenientes de colisiones e^+e^- en DELPHI. El segundo grupo lo conforman los llamados *cortes de hermeticidad*, que seleccionan sucesos radiativos, identificados por la presencia de fotones energéticos y aislados en el detector o por señal en los contadores de hermeticidad, aislada respecto de cualquier partícula del suceso. En tercer lugar se tienen los denominados *cortes de selección*, enfocados a reducir la contaminación proveniente de procesos físicos de fondo y a mantener una alta eficiencia de detección de la señal. Finalmente, la visualización gráfica de los sucesos (descrita en la Sección 4.6) constituye el último paso en la selección de los sucesos. La lista de *cortes de preselección* y los criterios seguidos en el análisis gráfico de los sucesos candidatos son similares en los dos escenarios estudiados, mientras que el tratamiento de los sucesos con presencia de fotón aislado seleccionados por los *cortes de hermeticidad*, así como el conjunto de *cortes de selección* son, obviamente, diferentes.

Como se comentó en la Sección 3.1, las características cinemáticas de la señal cambian apreciablemente entre las zonas *degenerada* y *no degenerada*. Por ejemplo, en el "escenario neutralino *LSP*", mientras que en la zona *degenerada* los sucesos $\tilde{\chi}_1^+ \; \tilde{\chi}_1^-$ son similares a los $\gamma\gamma$, con valores de $\not{P}_t$ y de $M_{visible}$ muy bajos, a medida que ΔM crece ambas magnitudes crecen y los sucesos $\tilde{\chi}_1^+ \; \tilde{\chi}_1^-$ se van asemejando cada vez más a los W^+W^- y $f\bar{f}$. Estas diferencias quedan patentes en las Figuras C.1 a C.12 del Apéndice C, donde se muestran las distribuciones Monte Carlo de alguno de los observables utilizados en el análisis para distintos procesos de fondo y un punto de señal, y en las Figuras C.23 a C.31, donde se comparan las distribuciones de seis puntos de señal con diferente grado de degeneración. Así pues, y con el fin de optimizar la selección de los sucesos $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ en un amplio rango de valores de ΔM, se diseñaron dos conjuntos de cortes de selección tanto en el caso de $\tilde{\chi}_1^0$ estable como inestable: uno eficiente en la zona *degenerada* (ΔM pequeño) y otro eficiente en la zona *no degenerada* (ΔM grande).

4.1 Cortes de preselección

Los cortes de preselección se diseñan con el objeto de rechazar, a un nivel inicial en el análisis, varias categorías de sucesos no deseados. Se trata, principalmente, de eliminar *triggers* de DELPHI no asociados con procesos físicos o que no provienen de interacciones e^+e^-, tales como *ruido* del detector, *beam-gas* o *cósmicos*, aunque también se diseñan para rechazar sucesos físicos de muy alta tasa, tales como sucesos *bhabha*, o sucesos algo más exóticos, como $\gamma\gamma$ superpuestos con rayos cósmicos, producidos esencialmente por la alta sección eficaz de los sucesos $\gamma\gamma$ y por la anchura de la puerta de integración del calorímetro hadrónico. Para eliminar los sucesos no físicos basta requerir un número mínimo de trazas que apunten al vértice de interacción de DELPHI. Para reducir el número de *bhabhas* se puede aplicar, por ejemplo, un corte en el porcentaje máximo de energía electromagnética en el suceso.

Antes de aplicar los cortes de selección específicos de cada canal, todas las partículas del suceso son clasificadas en dos categorías según satisfagan o no una serie de requerimientos: partículas *buenas* y partículas *malas*. La lista de los cortes de preselección aplicados sobre las trazas se muestra en el cuadro superior de la Tabla 4.1. Una partícula cargada será aceptada como *buena* si cumple que la longitud de la traza es superior a 5 cm, que el momento es superior a 100 MeV/c e inferior a 150 GeV/c, que el error en la medida del momento de la traza es inferior al 100 % y que los parámetros de impacto en el plano $r\phi$ y en z son inferiores a 10 cm. Además, en la topología leptónica las trazas *buenas* deben encontrarse en la región angular $20^0 < \theta_{\mathrm{traza}} < 160^0$. Respecto a las partículas neutras, son consideradas como *malas* todas aquellas que hayan sido reconstruidas únicamente a partir de depósitos de energía en el calorímetro hadrónico de menos de 200 MeV, ya que existe una alta probabilidad de que provengan del ruido electrónico del calorímetro. Las partículas *buenas* son utilizadas para el cálculo de las variables generales del suceso, tales como $E_{visible}$, $M_{visible}$, $\not{P}_t$, acoplanaridad, etc., mientras que las *malas* son rechazadas.

En la parte inferior de la Tabla 4.1 se encuentra la lista de los cortes de preselección aplicados sobre los sucesos, una vez eliminadas las partículas *malas*. Para ser aceptados en cualquiera de las topologías *jjl* o *jets*, los sucesos deben tener un mínimo de tres trazas, al menos una de ellas medida por la *TPC*, con lo que se elimina la mayor parte de los sucesos *beam-gas*. Además, para rechazar sucesos ruidosos, el porcentaje de partículas *malas* no debe superar el 70 % y, para rechazar sucesos electromagnéticos de tipo *bhabha*, el porcentaje de energía electromagnética no debe exceder el 90 % de la energía total del suceso, si ésta supera los 30 GeV. Los criterios en la topología *ll* son similares, pidiendo la presencia de al menos dos trazas con parámetros de impacto en z y $r\phi$ inferiores a 10 y 5 cm respectivamente, y separadas en el espacio al menos 5^0, y unos valores máximos para los depósitos de energía en los calorímetros electromagnético (50 GeV) y hadrónico (40 GeV).

Dado que no existe una simulación Monte Carlo que reproduzca todos los procesos contra los que se diseñan los cortes de preselección (en particular los procesos no físicos) la elección y optimización de dichos cortes a $E_{cm} = 172$ GeV se realizó sobre la base de los datos reales tomados por *LEP-I* y durante las etapas a $E_{cm} \sim 130$ GeV y 161 GeV.

CORTES DE PRESELECCIÓN SOBRE PARTÍCULAS

Sobre partículas cargadas :
Longitud de traza > 5 cm
0.1 GeV$/c < \mathrm{P}_{\mathrm{traza}} < 150$ GeV$/c$
Parámetro de impacto en $z < 10$ cm
Parámetro de impacto en $r\phi < 10$ cm
$\Delta\mathrm{P}/\mathrm{P} < 1$
$20^0 < \theta_{\mathrm{traza}} < 160^0$ (sólo topología *ll*)
Sobre partículas neutras :
$E_{HAC} > 200$ MeV

CORTES DE PRESELECCIÓN SOBRE SUCESOS

Topologías *jjl* y *jets*	**Topología *ll***
Al menos 3 trazas con : al menos 1 traza en la TPC	*Al menos 2 trazas (y menos de 8) con :* Parámetro de impacto en $z < 10$ cm Parámetro de impacto en $r\phi < 5$ cm Separación $> 5^0$
$\% \frac{Particulas\ malas}{Total\ particulas} < 70\ \%$	
Si $E_{E.M.} > 30$ GeV : $\% \, (E_{E.M.}/E_{vis}) < 90$ %	$E_{E.M.} < 50$ GeV $E_{HAD} < 40$ GeV

Tabla 4.1: Lista de los cortes de preselección aplicados en las tres topologías sobre trazas y neutros (cuadro superior) y sobre sucesos (cuadro inferior).

4.2 Escenario neutralino *LSP*

En esta sección se describen con detalle los cortes diseñados para la detección de charginos en el "escenario neutralino *LSP*", es decir, suponiendo que el $\tilde{\chi}_1^0$ es la partícula supersimétrica más ligera y, por tanto, estable. Primeramente, en la Sección 4.2.1, se presenta el método seguido para eliminar los llamados *sucesos radiativos*, aquellos sucesos $Z^0 \to f\bar{f}\,(n\gamma)$ con presencia de fotones energéticos y aislados. Seguidamente, en las Secciones 4.2.2 a 4.2.4, se describen los cortes orientados a seleccionar los sucesos $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ en cada una de las tres topologías. En las Figuras C.1 a C.12 del Apéndice C se muestran las distribuciones Monte Carlo de los observables esenciales utilizados en este análisis, comparando los espectros de diferentes procesos de fondo con el de la señal (se escogió para ello un punto con $\Delta M = 29.9$ GeV$/c^2$). Por último, en las Secciones 4.2.6 y 4.2.7 se indican los valores de las eficiencias de detección y del fondo estimado sobre cada canal.

4.2.1 Veto de sucesos radiativos

La hermeticidad del detector juega un papel fundamental en toda búsqueda de partículas supersimétricas. A causa de la indetectabilidad de la *LSP*, los sucesos $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ se caracterizan, esencialmente, por altos valores de la energía y la masa perdidos. En los procesos de física estándar dominantes a las energías de *LEP-II* (principalmente $e^+e^- \to f\bar{f}\,(n\gamma)$ y $\gamma\gamma$), mientras que las pérdidas de energía en la dirección longitudinal, a lo largo del tubo del haz, pueden ser abundantes debido a la limitada cobertura angular del detector, la pérdida de energía y momento en el plano transverso debe ser mínima [1] si suponemos que el detector es perfectamente hermético en el resto del espacio. Todo ello proporciona una signatura muy potente que permite discriminar los sucesos $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ de los sucesos de física estándar aplicando un corte, por ejemplo, en $\not{P}_t$.

Las dificultades aparecen cuando, en procesos de física estándar y a causa de la falta de hermeticidad en el detector, se produce la pérdida de partículas energéticas a alto ángulo que generan momento transverso, ya que entonces las distribuciones de estos procesos migran hacia las zonas pobladas por la señal $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ y resulta imposible separarlas. En particular, el caso más peligroso y frecuente en que puede aparecer este problema tiene lugar en sucesos $e^+e^- \to Z^0 \to f\bar{f}\gamma$, en los que el Z^0 se encuentra sobre la capa de masas tras la emisión de un fotón de radiación de estado inicial. Si el fotón es emitido a muy bajo ángulo, un corte en acoplanaridad es suficiente para eliminar el suceso, mientras que si es emitido a alto ángulo y detectado por los calorímetros, la técnica de identifición de éste tipo de sucesos consiste en buscar depósitos neutros de energía electromagnética aislados en el espacio respecto de cualquier partícula del suceso. En este análisis, y para las tres topologías, se elimina todo suceso con un depósito de energía neutra superior a 15 GeV, aislado en el espacio de cualquier partícula por un ángulo superior a 15^0.

La situación puede complicarse si el fotón es emitido a alto ángulo en dirección de una

[1] Únicamente sucesos con producción de neutrinos puede presentar altos valores de $\not{E}_t$ y $\not{P}_t$.

de las *zonas de calorimetría débil* del detector, de modo que su energía es medida de forma poco eficiente. Para la detección de fotones en la región barril de DELPHI se cuenta con la *HPC*, un calorímetro electromagnético compuesto por 144 módulos con una cobertura angular de $43.1^0 < \theta < 88.7^0$ y $91.3^0 < \theta < 136.9^0$. En la región hacia delante existen dos calorímetros electromagnéticos: el *FEMC*, que cubre la región angular $8^0 \leq \theta \leq 35^0$ y $145^0 \leq \theta \leq 172^0$, y el *STIC*, que se extiende en la región angular $1.7^0 < \theta < 10.6^0$ y $169.4^0 < \theta < 178.3^0$. La falta de solapamiento entre el *FEMC* y la *HPC*, y las zonas muertas entre módulos de ésta, generan tres *regiones débiles* para la detección de cascadas electromagnéticas localizadas en $\theta \sim 40^0$, $\theta \sim 90^0$ y en ϕ cada 15^0. La dimensión total de la *región débil* es de aproximadamente el 18 % de la covertura angular de DELPHI. La capacidad de detección de fotones de DELPHI se ha visto enormemente reforzada en los últimos años con la instalación de los *contadores de hermeticidad* (también llamados *taggers*), que cubren dichas *zonas débiles* (véase Sección 2.3.6).

En la referencia [1] se realizó una verificación experimental de la hermeticidad de detección de fotones en DELPHI tras la instalación de los contadores de hermeticidad. Este estudio, elaborado a partir de datos reales tomados durante el año 1994, permite fijar un límite inferior sobre la eficiencia de detección de fotones en DELPHI (de más de 5 GeV y en la región angular $20^0 < \theta < 160^0$) del 99.6 % a un 95 % de nivel de confianza. Con ello, la probabilidad de pérdida de fotones en DELPHI tras la instalación de los contadores de hermeticidad es inferior al 0.4 %.

El esquema de las *regiones débiles* de DELPHI que cuentan con contadores de hermeticidad es el siguiente:

- Región a 40^0 :

  Se trata de una zona de aproximadamente 5^0 en $\theta \sim 40^0$ y 140^0, cubierta por los *contadores a* 40^0. Si el fotón de radiación es muy energético es probable que, antes de llegar a los contadores, interaccione con algunas partes del material de DELPHI produciendo una cascada electromagnética que da una buena señal adicional en las cámaras *FCB* y, eventualmente, en el *TOF*, que puede ser utilizada en combinación con la señal del contador para aumentar la eficiencia de detección.

- Región a 90^0 :

  A $\theta \sim 90^0$ existe una región de $\pm\ 1.29^0$ de ineficiencia para todo tipo de partículas. Esta región se cubre con los *contadores a* 90^0. La cantidad de material en esta zona es menor que en la región a 40^0 por lo que la probabilidad de que el fotón genere cascadas electromagnéticas es algo menor. Cuando la cascada se produce, las trazas pueden dejar señal en el *OD*, de modo que el método de detección consiste en combinar la información de este detector y de los contadores a 90^0.

- Regiones en ϕ :

  Estas regiones tienen un tamaño de 2^0 aproximadamente, localizadas entre los módulos de la *HPC*, cada 15^0 en ϕ a partir de 7.5^0. Se encuentran cubiertas por el *HAC* y por el *TOF* y, donde éste último no es activo, por los contadores en ϕ (no existe superposición entre ambos detectores).

En este trabajo se ha empleado la información de los contadores de hermeticidad, combinada con la de otros detectores vecinos (*TOF* y *FCB* principalmente), con el fin de diseñar un criterio que permita seleccionar y eliminar aquellos sucesos con fotones localizados en alguna de las *regiones débiles* del detector. Para ello se hizo uso de las librerias *HERLIB* [2] y *TOFLIB* [3], que permiten descodificar y utilizar de forma sencilla la información proveniente de los contadores de hermeticidad y del *TOF* : posición y dimensiones de los detectores, valor de los pedestales y amplitud de la señal en cada TE, información de TEs asociados y no asociados, aislamiento espacial de los TEs respecto de trazas y neutros reconstruidos en DELPHI, etc.

Únicamente los contadores que cumplen las condiciones siguientes son tenidos en cuenta en el análisis, ya que manifiestan el paso de una partícula que escapa por una las regiones débiles de DELPHI :

- *Aislamiento :* se exige que el contador tenga una señal de intensidad superior a cuatro veces el valor del pedestal y que esté aislado en el espacio un ángulo superior a 15^0 (20^0) respecto de todas las partículas cargadas (neutras) del suceso.

- *Correlación con* $\not{P}_t$ *:* se exige que la dirección del momento perdido en el plano transverso (XY) apunte en la dirección del contador ($\phi_{contador} - \phi_{\not{P}} < 20^0$). Se exige correlación en el plano transverso y no en el espacio, puesto que se puede dar doble radiación en el estado inicial, con uno de los fotones perdido en la dirección del tubo del haz y el otro a alto ángulo, de modo que solo se conserva la correlación entre el momento perdido y la dirección del fotón en el plano transverso. La tasa de falsos TEs empleando este método es inferior al 1 %.

- *FCB y TOF :* respecto a la *FCB*, se tienen en cuenta aquellas señales aisladas en el espacio más de 15^0 (30^0) respecto a la partícula cargada (neutra) más próxima. Respecto al *TOF* se consideran, por un lado, todos aquellos *clusters* no asociados a ningún TE y, por otro, aquellos *clusters* asociados a partículas neutras que apuntan hacia huecos de la *HPC* (2^0 en torno al hueco) y que han depositado menos de 10 GeV en la *HPC* y una energía no nula en el *HAC*. La eficiencia real del *TOF* en la detección de cascadas electromagnéticas [4], donde se incluyen fotones y electrones, es del 98.3 ± 0.2 %, y cuando éstas pasan por los huecos de la *HPC* es del 99.7 ± 0.2 %.

La eficiencia de este criterio, calculada teniendo en cuenta la eficiencia y la aceptancia geométrica de cada detector y obtenida sobre sucesos Monte Carlo $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow f\bar{f}\gamma$ a E_{cm} = 172 GeV es del 85 ± 8 %. Por su parte, el efecto en la eficiencia sobre sucesos $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ es inferior al 2 % para todos los puntos del espacio de parámetros estudiados.

En la Tabla 4.2 se muestran los cortes aplicados a los sucesos con presencia de fotones aislados y se esquematizan los criterios de selección seguidos cuando existe señal en los contadores.

En la Figura 4.1 se muestra un ejemplo típico de suceso radiativo seleccionado por los criterios de hermeticidad sobre los datos tomados a E_{cm} = 172.4 GeV. Se trata, con gran probabilidad, de un retorno radiativo sobre el Z^0, que se desintegra posteriormente en un par e^+e^-, claramente identificados a partir de los depósitos de energía en la *HPC* y *FEMC*, respectivamente. El fotón de radiación fue emitido a alto ángulo, encontrándose localizado en la región a 40^0. A su paso por DELPHI, el fotón interacciona con los cables generando una cascada electromagnética que deja señal en los contadores a 40^0, la *FCB*, el *TOF* y únicamente 4.4 GeV en el borde de la *HPC* ($\theta = 139.3^0$, $\phi = 114.7^0$). La flecha que aparece en la figura indica la dirección del momento perdido ($\not{P}_t = 35.9$ GeV/c, $\theta_{\not{p}} = 144.2^0$, $\phi_{\not{p}} = 106.8^0$). Es precisamente la correlación entre la posición de estos detectores y la dirección del momento perdido lo que manifiesta el paso de un fotón.

VETO DE SUCESOS RADIATIVOS
Presencia de fotones aislados :
$\alpha_\gamma^{aisla} > 15^0$
$E_\gamma > 15$ GeV
Contadores de hermeticidad :
señal/pedestal > 4
Contadores aislados respecto a trazas y neutros
Correlación con la dirección de $\not{P}_t$
Información combinada con *TOF* y *FCB*

Tabla 4.2: Lista de los cortes diseñados para eliminar los sucesos radiativos. Se aplican en las tres topologías y pueden dividirse en dos grupos: sucesos con presencia de fotones energéticos y aislados, y sucesos con señal en contadores de hermeticidad aislados respecto de cualquier partícula y correlacionada con la dirección del momento perdido en el plano transverso.

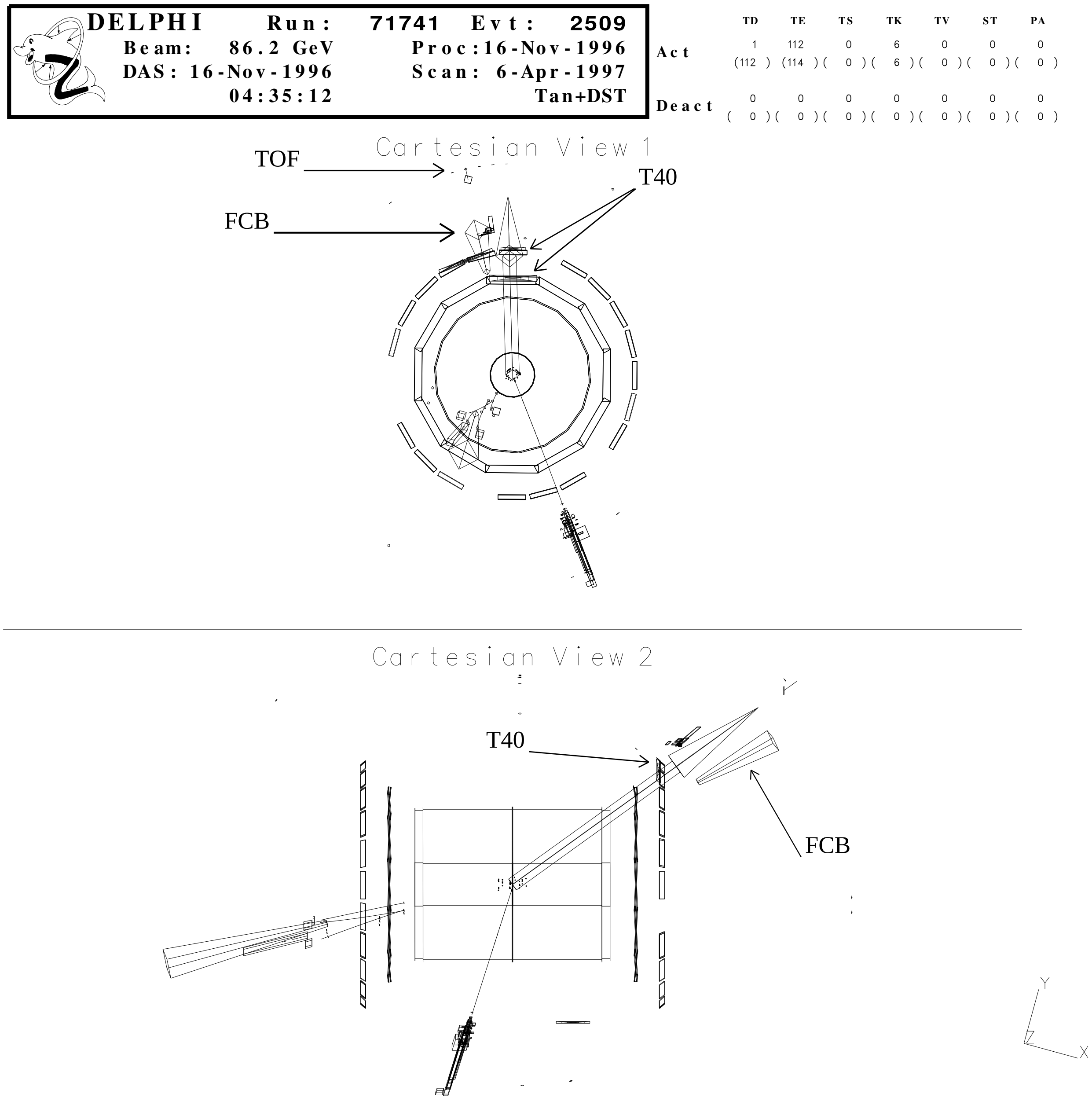


Figura 4.1: Suceso $e^+ e^- \to Z^0 \to e^+ e^- \gamma$ seleccionado por los *cortes de hermeticidad* en los datos a $E_{cm} = 172.4$ GeV. La dirección del momento perdido (indicada por medio de una flecha) se encuentra correlacionada con la señal existente en los contadores a 40^0, la *FCB* y el *TOF*, lo cual manifiesta el paso de un fotón a través de la región a 40^0.

4.2.2 Topología *jjl* : Cortes de selección.

Se trata, a priori, de la topología más sencilla de analizar, ya que se cuenta con la clara signatura que proporciona el leptón aislado. La sola exigencia de detectar dicho leptón aislado en un entorno de jets de hadrones reduce enormemente los fondos $\gamma\gamma$ y $e^+e^- \to f\bar{f}$, permaneciendo cierta fracción irreducible de contaminación W^+W^-.

En la selección *no degenerada*, $\Delta M > 10$ GeV/c^2, se pide que los sucesos tengan una multiplicidad total (partículas cargadas más neutras) de al menos diez. Se fuerza entonces una reconstrucción del suceso en dos jets y se requiere que la *acoplanaridad reescalada* sea mayor de 15^0. La *acoplanaridad reescalada* se define como la acoplanaridad (ángulo formado por los planos que contienen cada uno de los jets y el eje del haz) multiplicada por el menor valor de $sen\theta_{jet}$, y es especialmente útil ya que tiene en cuenta la mala definición de acoplanaridad en sucesos con jets en las zonas hacia delante en DELPHI. Este corte es eficaz para eliminar sucesos $e^+e^- \to f\bar{f}\,(n\gamma)$.

Se busca, entonces, en el suceso la presencia de un *leptón aislado* con un momento menor de 30 GeV/c. Llamamos leptón a un electrón o muón de más de 3 GeV/c de momento, que ha sido identificado por los algoritmos de identificación de DELPHI (ELEPHANT y MUCALL) [5], y consideramos que está aislado si sus ángulos en el espacio con respecto a los ejes de cada jet son ambos mayores de 20^0. El corte en el momento máximo del leptón es útil para reducir el número de sucesos de fondo W^+W^- y Z^0Z^0. Además, para sucesos con una masa invariante del sistema hadrónico M_{had} (calculada excluyendo el leptón) superior a 40 GeV/c^2, se exige que $M_{l\,\nu}\ (GeV/c^2) < 60 \cdot (\ 1\ -\ M_{had}\ /\ 65\ )$, siendo $M_{l\,\nu}$ la masa invariante reconstruida a partir del leptón detectado y del momento perdido, asumiendo que éste es generado por un neutrino no detectado.

El cuadro superior de la Figura 4.2 muestra la distribución Monte Carlo de la variable $M_{l\,\nu}$ frente a M_{had}, para sucesos $\tilde{\chi}_1^+\ \tilde{\chi}_1^-$ (representados con puntos) superpuestos a los sucesos W^+W^- (representados con cuadrados). El punto de señal escogido se caracteriza por un valor de $\Delta M = 29.9$ GeV/c^2. Las dos figuras situadas en la parte inferior muestran las distribuciones de las mismas variables para ambos procesos separadamente. En estos gráficos se aprecia con claridad como los sucesos $\tilde{\chi}_1^+\ \tilde{\chi}_1^-$ tienden a acumularse en las zonas de $M_{l\,\nu}$ y M_{had} bajos, mientras que los sucesos W^+W^- lo hacen en la zona $M_{l\,\nu} \sim M_{had} \sim 80$ GeV/c^2. La línea que aparece en el primer gráfico ilustra el efecto del corte.

Para eliminar sucesos provenientes de procesos $\gamma\gamma$ se exige que el momento transverso mínimo perdido, $\not{P}_t$, sea mayor de 4 GeV/c y que la cantidad de energía en un cono de 20^0 en las zonas hacia delante y hacia detrás de DELPHI, $\%E_{cono\ 20^0}$, no supere el 50 % de la energía total del suceso. En la columna izquierda de la Tabla 4.3 se muestra la lista de los cortes empleados en la selección *no degenerada* de la topología *jjl*.

En el caso *degenerado*, con el fin de aumentar la eficiencia en la selección de la señal se elimina el corte en multiplicidad total y se relajan los cortes en momento mínimo del leptón aislado a 1 GeV/c, y en momento transverso perdido a 3 GeV/c. Para compensar la pérdida de pureza que implica esta apertura de los cortes se endurece el corte en el porcentaje de energía en un cono hacia delante, que no puede exceder del 40 % de la energía visible total. Los fondos *no*-$\gamma\gamma$ se reducen considerablemente exigiendo, además, que la energía visible sea inferior a 30 GeV y que el momento del leptón aislado no sea superior a 20 GeV/c. La descripción de los cortes empleados en la selección *degenerada* se muestra en la columna derecha de la Tabla 4.3.

E_{cm} = 172.4 GeV CORTES DE SELECCIÓN jjl

$\Delta M > 10$ GeV/c^2	3 GeV/$c^2 < \Delta M < 10$ GeV/c^2
Multiplicidad > 10 Presencia de leptón aislado: $\alpha_{lepton-jet} > 20^0$ 3 GeV/$c < P_{lepton} < 30$ GeV/c	Presencia de leptón aislado: $\alpha_{lepton-jet} > 20^0$ 1 GeV/$c < P_{lepton} < 20$ GeV/c
$\not{P}_t > 4$ GeV/c $\%E_{cono\ 20^0} < 50$ %	$\not{P}_t > 3$ GeV/c $\%E_{cono\ 20^0} < 40$ %
Si $M_{had} > 40$ GeV/c^2 : $M_{l\nu}\ (GeV/c^2) < 60 \cdot (1 - \frac{M_{had}}{65})$ Acoplanaridad $> 15^0$	$E_{visible} < 30$ GeV Acoplanaridad $> 15^0$

Tabla 4.3: Cortes de selección empleados para discriminar los sucesos de señal de los sucesos contaminantes en la topología *jjl*. En la columna de la izquierda (*derecha*) se muestra la lista de cortes de la selección *no degenerada* (*degenerada*).

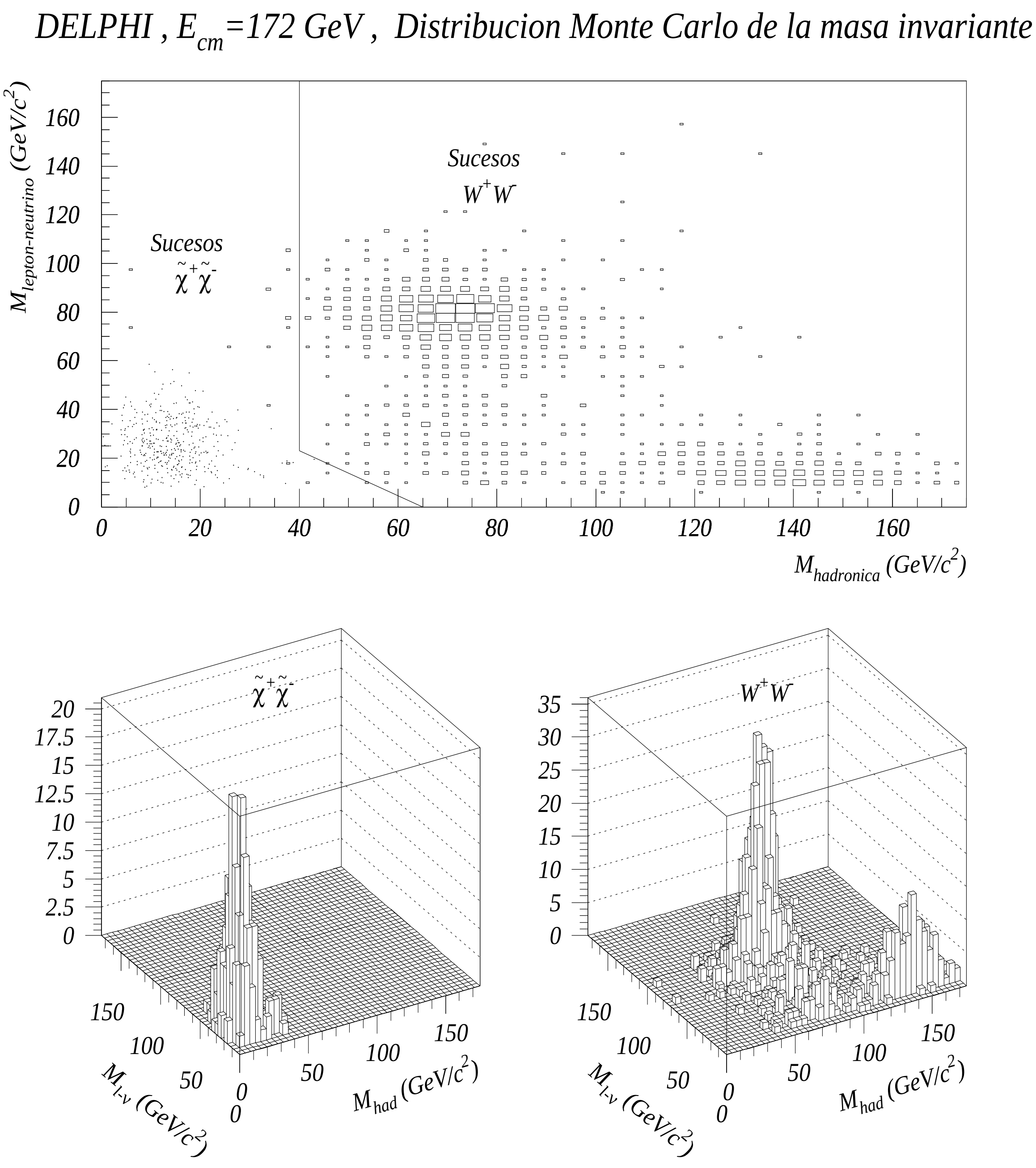


Figura 4.2: Distribuciones Monte Carlo de la masa invariante del sistema "leptón-neutrino" ($M_{l\,\nu}$) frente a la masa invariante del sistema hadrónico (M_{had}), para sucesos $\tilde{\chi}_1^+$ $\tilde{\chi}_1^-$ y W^+W^- a E_{cm} = 172 GeV. La línea que aparece en la figura superior representa el efecto del corte aplicado.

4.2.3 Topología *jets* : Cortes de selección.

En la selección *no degenerada* de la topología hadrónica se pide una multiplicidad total superior a diez partículas y la ausencia de leptones aislados, tal y como se definieron en la Sección 4.2.2. De este modo se rechazan sucesos leptónicos.

Al igual que en la selección *jjl*, se fuerza una reconstrucción del suceso en dos jets y se requiere que la *acoplanaridad reescalada* sea superior a 20^0. Además, las direcciones polares de ambos jets deben apuntar a la región angular $24^0 < \theta_{jets} < 156^0$, con lo que se rechazan aquellos sucesos que concentran su actividad en las zonas muy hacia delante del detector.

E_{cm} = 172.4 GeV   CORTES DE SELECCIÓN jets

$\Delta M > 10$ GeV/c^2	3 GeV/$c^2 < \Delta M < 10$ GeV/c^2
Multiplicidad total > 10 Ausencia de leptón aislado	Multiplicidad cargada > 5 Ausencia de leptón aislado
$\not{p}_t > 5$ GeV/c $\%E_{cono\ 20^0} < 50$ % $30^0 < \theta_{\not{p}} < 150^0$	$\not{p}_t > 5$ GeV/c $\%E_{cono\ 20^0} < 25$ % $30^0 < \theta_{\not{p}} < 150^0$
$M_{visible} < 68$ GeV/c^2 Acoplanaridad $> 20^0$ $24^0 < \theta_{jets} < 156^0$	$M_{visible} < 25$ GeV/c^2 Acoplanaridad $> 40^0$

Tabla 4.4: Cortes de selección empleados para discriminar los sucesos de señal de los sucesos contaminantes en la topología *jets*. En la columna de la izquierda (*derecha*) se muestra la lista de cortes de la selección *no degenerada* (*degenerada*).

Para eliminar la contaminación $\gamma\gamma$ se exige que el momento transverso perdido supere los 5 GeV/c, que el porcentaje de energía en un cono de 20^0 hacia delante sea inferior al 50 % de la energía visible y, finalmente, que la dirección del momento perdido esté dentro de la región angular $30^0 < \theta_{\not{p}} < 150^0$. Este corte también afecta a los fondos $Z^0e^+e^-$ y $Z^0(\gamma)$, ya que en ambos se puede perder gran cantidad de energía en la dirección del haz (un electrón y un fotón de retroceso, respectivamente).

Con el fin de reducir los fondos $f\bar{f}$ y W^+W^- se aplica un corte en la masa visible de 68 GeV/c^2. Este corte también elimina parte de la contaminación proveniente de los fondos

Z^0Z^0 y $W\,e\,\nu$. En la primera columna de la Tabla 4.4 se encuentra una lista detallada de los cortes empleados en esta topología para el caso *no degenerado*.

La selección *degenerada* exige la presencia de al menos cinco trazas cargadas en el suceso y la ausencia de leptones aislados con momento superior a 3 GeV/c. Los cortes en $\not{P}_t$ y $\theta_{\not{p}}$ permanecen inalterados respecto a la selección *no degenerada* ($\not{P}_t > 5$ GeV/c y $30^0 < \theta_{\not{p}} < 150^0$, respectivamente). Dado que en esta topología no se cuenta con la signatura clara que proporciona el leptón aislado en la topología *jjl*, se hace necesario endurecer los cortes de selección para protegerse de forma eficaz contra los procesos contaminantes. Así, el corte en $\%E_{cono\ 20^0}$ se sitúa en el 25 % de la energía visible (anti-$\gamma\gamma$) y se pide que la masa visible no exceda de 25 GeV/c^2, con lo que la mayor parte de la contaminación *no*-$\gamma\gamma$ desaparece. En la segunda columna de la Tabla 4.4 se ofrece la lista detallada de los cortes anteriores.

4.2.4 Topología ll : Cortes de selección.

La topología leptónica se caracteriza por la presencia de dos leptones acoplanares del mismo o diferente sabor, con gran cantidad de energía y momento transverso perdidos. Como se explicó en la Sección 4.1 al tratar los cortes de preselección, en la topología leptónica se pide la existencia de al menos dos trazas y menos de ocho, provenientes del vértice de interacción de DELPHI. Con ello se consigue rechazar la mayor parte de los sucesos hadrónicos y semileptónicos.

Para protegerse contra los fondos *no*-$\gamma\gamma$ se exige que la energía visible sea menor que 62 GeV y 12 GeV en los casos *no degenerado* y *degenerado*, respectivamente, y que la impulsión máxima de la traza más energética sea inferior a 30 GeV/c y 6 GeV/c, respectivamente. Este último corte es especialmente efectivo contra el fondo W^+W^-. Además, se exige que la acoplanaridad sea superior a 10^0.

Con el fin de reducir la contaminación $\gamma\gamma$ se aplica un corte en el momento transverso perdido de 5 GeV/c en la selección *no degenerada* y de 4 GeV/c en la *degenerada*, así como en el porcentaje de energía en un cono de 30^0 en la región hacia delante y detrás de DELPHI, que no debe superar el 50 % de la energía visible.

Para eliminar sucesos $\gamma\gamma \to \tau^+\tau^-$ en los que aparecen dos trazas en el estado final, se define la variable:

$$\tilde{P}^2 = \frac{p_1^2 p_2^2 \sin^2\delta}{p_1^2 + p_2^2 - 2|p_1||p_2|\cos\delta} \tag{4.1}$$

donde p_1 y p_2 son las componentes del momento de las dos partículas más energéticas proyectadas en el plano transverso, mientras que δ se calcula como la diferencia entre los ángulos azimutales de ambas partículas. Debido al bajo valor de Q, este tipo de sucesos da como resultado dos trazas que, en el plano transverso, tienden a salir en la misma dirección, pero en sentidos opuestos. Tanto en la selección *degenerada* como en la *no degenerada* se exige que $\tilde{P}^2$ sea mayor que 0.4 GeV^2/c^2.

Finalmente, se endurecen algunos cortes en ciertas regiones cinemáticas a modo de protección adicional. Para aquellos sucesos en los que se han detectado exactamente dos trazas y la masa visible es menor que 4 GeV/c^2, se pide que la acoplanaridad sea mayor de 20^0 y que el porcentaje de energía en un cono de 30^0 hacia delante y detrás no supere el 20 % de la energía visible. Si se detectan más de dos trazas, se requiere que la acoplanaridad sea superior a 20^0 y que la masa visible no sea inferior a 4 GeV/c^2.

La lista de cortes utilizados en la selección de la topología leptónica se muestran en la Tabla 4.5. Los cortes que aparecen en el margen izquierdo (derecho) se aplican en la selección *no degenerada* (*degenerada*), mientras que la lista de cortes de la columna central se aplica a ambas selecciones.

E_{cm} = *172.4 GeV* *CORTES DE SELECCIÓN ll*

$\Delta M > 10$ GeV/c^2		3 GeV/$c^2 < \Delta M < 10$ GeV/c^2	
$P_{traza\,mas\,energetica}$	< 30 GeV/c	$P_{traza\,mas\,energetica}$	< 6 GeV/c
$\not{P}_t$	> 5 GeV/c	$\not{P}_t$	> 4 GeV/c
$E_{visible}$	< 62 GeV	$E_{visible}$	< 12 GeV

$\%E_{cono\,30^0} < 50\ \%$
$\tilde{P}^2 > 0.4$ GeV$^2/c^2$
Acoplanaridad $> 10^0$

Si Num. trazas = 2 y $M_{visible}$ <4 GeV/c^2 :

$\%E_{cono\,30^0} < 20\ \%$
Acoplanaridad $> 20^0$

Si Num. trazas > 2 :

$M_{visible} > 4$ GeV/c^2
Acoplanaridad $> 20^0$

Tabla 4.5: Cortes de selección empleados para discriminar los sucesos de señal de los sucesos contaminantes en la topología *ll*. La lista de cortes situada en la columna central se aplica indistintamente en los casos *degenerado* y *no degenerado*.

4.2.5 Efecto del trigger de DELPHI en la Eficiencia.

La selección de trigger hecha por DELPHI [6] sobre los datos es un factor más a tener presente en la estimación de la eficiencia global de detección de charginos. Resulta esencial estimar el porcentaje de sucesos de señal $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ que, superando los criterios de selección del análisis descrito en las secciones anteriores, no sobrevive a la selección impuesta por el trigger de DELPHI.

En la Figura 4.3 se muestra la eficiencia de trigger de DELPHI como función de la energía transversa del suceso (E_T^{vis}). El gráfico fue construido a partir de tres muestras de datos reales, a las energías indicadas en la figura, aceptados por el trigger del calorímetro de luminosidad *STIC* e independientemente de la respuesta de trigger dada por el resto detectores de DELPHI. Sobre esta muestra se estudia, entonces, el porcentaje de sucesos que pasan el trigger completo de DELPHI, teniendo en cuenta todos los detectores que en él participan.

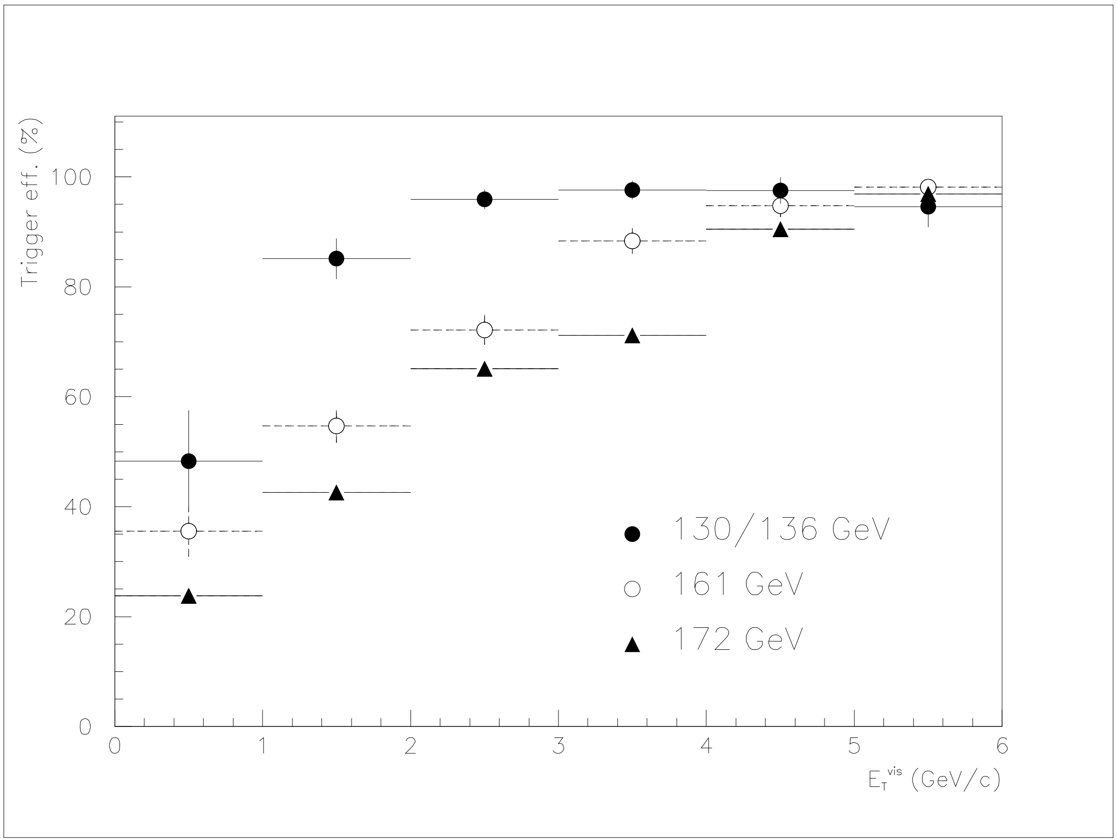


Figura 4.3: Eficiencia de trigger en DELPHI en función de la energía transversa.

Como se aprecia en el gráfico, los criterios de selección aplicados en el trigger se han endurecido con el aumento de la energía en centro de masas y de la luminosidad, con el fin de limitar el número de sucesos parásitos procesados por el detector. A partir de este resultado, y de la distribución de energía transversa visible de aquellos sucesos $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ que pasan los criterios de selección, es posible concluir que la eficiencia de trigger de DELPHI durante los períodos E_{cm} = 130 GeV – 172 GeV sobre los sucesos de señal es superior al 98.5 % en todos los casos estudiados.

4.2.6 Estimación de la Eficiencia.

En la Tabla 4.6 se muestran los valores de las eficiencias para los puntos de señal en cada una de las tres topologías. En las primeras columnas se dan los valores de las masas de chargino y neutralino, mientras que en las columnas quinta, sexta y séptima se dan las eficiencias parciales para cada una de las tres topologías. Los valores se calcularon aplicando, sobre los sucesos de cada topología, una *disyunción lógica* de todos los cortes de selección (Tablas 4.1 a 4.5). Es decir, un suceso es seleccionado si pasa al menos una de las tres selecciones. En la última columna se da la eficiencia total, resultado de aplicar a todos los sucesos de la muestra una *disyunción* de todos los cortes de selección. En este resultado no existen, pues, conflictos de *migración* entre canales.

Los valores de éstas eficiencias como función de la diferencia de masa entre el primer chargino y el primer neutralino aparecen representados de forma gráfica en la Figura 4.4. Los tres primeros gráficos corresponden a las eficiencias sobre cada topología y el cuarto a la eficiencia total.

Como se explica en la Sección 4.4, se generaron puntos adicionales a los que aparecen en la Tabla 3.1 con el objeto de analizar con detalle una región particular del espacio de parámetros ($M_2 \simeq \mu \simeq 0$, con $|\mu| < 0$ y $tan\beta$ cercano a la unidad) caracterizada por altos valores de ΔM (por encima de 50 GeV/c^2) y por la presencia de sucesos con fotones energéticos en el estado final. Como se pondrá de manifiesto en dicha sección, es posible aumentar significativamente la eficiencia de esta región aplicando una disyunción lógica entre los análisis diseñados en los escenarios "neutralino *LSP*" y "gravitino *LSP*". La eficiencia resultante tras aplicar ambos análisis sobre éstos puntos ha sido igualmente incluida en la figura.

A la vista del último gráfico es posible establecer una clara distinción entre las zonas degenerada, donde la eficiencia disminuye rápidamente a medida que ΔM se hace pequeño, y la no degenerada, donde la eficiencia se mantiene elevada mostrando un comportamiento descendente suave. La eficiencia total para puntos degenerados, tomando ΔM = 5 GeV/c^2, está en torno al 18 %, mientras que en la zona no degenerada y por debajo de $\Delta M \sim$ 40 GeV/c^2, es de $\sim$ 55 % de promedio.

La anchura de las bandas en el gráfico se debe, además de al error estadístico ($\sim 1-2$ %), a los diferentes valores de la masa del chargino. Algunas de las características cinemáticas de los sucesos pueden variar apreciablemente dependiendo de si el par de charginos se produce en reposo ($m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \sim E_{cm}/2$) o por el contrario vuelan en direcciones opuestas con una impulsión inicial (es el caso cuando $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} << E_{cm}/2$). Una de las variables más sensibles a este fenómeno es la acoplanaridad. Cuando los charginos son pesados, el suceso es altamente isótropo, de modo que el espectro de la acoplanaridad muestra un comportamiento uniforme en todo el rango $0^0 - 180^0$. Sin embargo, cuando los charginos son ligeros, los productos de su desintegración tienden a salir colimados en la dirección de vuelo de aquellos y el suceso pierde isotropía, con lo que la distribución de acoplanaridad tiende a sesgarse hacia valores pequeños.

En las Tablas 4.7, 4.8, y 4.9 se muestran las eficiencias parciales sobre cada una de las tres topologías de los diferentes criterios de selección. Los valores de dichas tablas fueron calculados del siguiente modo: la eficiencia para una topología dada es el resultado de dividir el número de sucesos de esa topología que pasan los cortes especificados en cada columna por el número total de sucesos generados en esa topología. Se aplica en cada caso una *disyunción* de las selecciones *degenerada* y *no degenerada*, es decir, un suceso es seleccionado si lo es por al menos una de las dos selecciones. Por ejemplo, los valores que aparecen en la columna **Selección hadrónica** de la Tabla 4.8 se calcularon dividiendo el número de sucesos *puramente hadrónicos* que pasan los criterios de selección para el modo hadrónico, por el número total de sucesos *puramente hadrónicos*. De modo similar, los valores que aparecen en la columna **Selección semileptónica** (**Selección leptónica**) se calcularon haciendo el cociente entre los sucesos *puramente hadrónicos* que pasan los criterios de selección *semileptónicos* (*leptónicos*) y el número total de sucesos *puramente hadrónicos*.

Las *migraciones* entre canales pueden no ser despreciables. Algunos sucesos *jjl* pueden migrar hacia la topología *jets* si el leptón no es identificado o si no está bien aislado, debido a la desintegración isotrópica del chargino. Para puntos con alto ΔM, como se aprecia en la quinta columna de la Tabla 4.7, entre un 25 % y un 30 % de los sucesos *jjl* son recuperados por los criterios de selección *jets*. En otros casos, especialmente cuando ΔM es pequeño, se pueden dar migraciones hacia la topología *ll*, ya que la multiplicidad de las topologías *jets* y *jjl* es pequeña y los leptones de bajo momento, por lo que pueden no ser identificados. Así, el porcentaje de sucesos hadrónicos y semileptónicos recuperados por los criterios de selección leptónicos es del orden del 5 % cuando $\Delta M = 5$ GeV/c^2. Las migraciones hacia la topología *ll* cuando ΔM es grande son prácticamente nulas.

E_{cm} = 172 GeV , *EFICIENCIAS SOBRE CADA CANAL*

N	$m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ (GeV/c^2)	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV/c^2)	Δ M (GeV/c^2)	**Eficiencia canal** *jets* (%)	**Eficiencia canal** *jjl* (%)	**Eficiencia canal** *ll* (%)	**Eficiencia total** (%)
1	85.6	80.5	5.1	18.5 ± 1.3	14.0 ± 1.1	7.9 ± 1.9	15.4 ± 0.8
2	85.6	76.7	8.9	49.7 ± 1.7	49.4 ± 1.7	30.2 ± 3.1	47.5 ± 1.1
3	85.2	68.9	16.3	70.5 ± 1.5	68.7 ± 1.5	45.8 ± 3.5	67.2 ± 1.0
4	85.2	55.3	29.9	66.2 ± 1.6	72.6 ± 1.5	58.3 ± 3.3	68.1 ± 1.0
5	85.2	48.1	37.1	62.6 ± 1.6	75.1 ± 1.4	58.2 ± 3.5	67.8 ± 1.0
6	85.3	36.6	48.7	48.5 ± 1.8	62.5 ± 1.8	58.3 ± 3.3	55.5 ± 1.2
7	77.2	71.8	5.4	21.1 ± 1.4	19.8 ± 1.3	9.4 ± 2.1	19.4 ± 0.9
8	77.3	67.2	10.1	55.3 ± 1.7	54.3 ± 1.7	28.3 ± 3.0	51.8 ± 1.1
9	78.3	61.6	16.7	66.5 ± 1.6	67.8 ± 1.5	45.9 ± 3.3	64.8 ± 1.1
10	77.9	47.1	30.8	61.1 ± 1.6	68.9 ± 1.6	57.6 ± 3.2	64.1 ± 1.1
11	78.4	37.7	40.7	49.5 ± 1.7	61.7 ± 1.6	52.6 ± 3.4	55.3 ± 1.1
12	76.6	28.6	48.0	34.3 ± 1.6	56.6 ± 1.7	47.8 ± 3.5	45.7 ± 1.1
13	67.4	62.1	5.3	21.1 ± 1.3	22.2 ± 1.4	11.6 ± 2.3	20.6 ± 0.9
14	67.7	58.5	9.2	49.2 ± 1.7	47.9 ± 1.6	22.0 ± 2.7	45.5 ± 1.1
15	67.7	50.8	16.9	53.4 ± 1.7	61.9 ± 1.6	43.9 ± 3.2	56.2 ± 1.1
16	67.3	37.1	30.2	51.1 ± 1.7	59.7 ± 1.8	46.3 ± 3.2	54.2 ± 1.1
17	67.1	28.0	39.1	36.4 ± 1.6	57.9 ± 1.7	40.7 ± 3.3	46.0 ± 1.1
18	66.0	17.9	48.1	16.3 ± 1.3	49.6 ± 1.8	33.3 ± 3.1	33.3 ± 1.1
19	46.0	42.8	3.2	3.7 ± 0.6	5.4 ± 0.7	2.1 ± 0.8	3.75 ± 0.4
20	51.1	47.8	3.3	2.9 ± 0.6	6.1 ± 0.8	0.5 ± 0.6	3.80 ± 0.4
21	61.1	57.8	3.3	2.6 ± 0.6	4.2 ± 0.7	1.5 ± 0.8	2.85 ± 0.4
22	71.3	67.8	3.5	3.1 ± 0.6	3.0 ± 0.6	1.0 ± 0.7	2.30 ± 0.3

Tabla 4.6: Eficiencia de detección sobre sucesos $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ para los puntos del espacio SUSY simulados, en las tres topologías *jjl*, *jets* y *ll*. En la tabla se muestran los valores de las eficiencias calculadas aplicando una *disyunción lógica* de todos los criterios de selección sobre los sucesos de cada una de las topologías. La eficiencia total se muestra en la última columna.

E_{cm} = *172 GeV* , *EFICIENCIA sobre sucesos semileptónicos*

N	$m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ (GeV/c^2)	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV/c^2)	Δ M (GeV/c^2)	**Selección hadrónica** (%)	**Selección semileptónica** (%)	**Selección leptónica** (%)
1	85.6	80.5	5.1	2.4 ± 0.5	8.2 ± 0.9	5.0 ± 0.7
2	85.6	76.7	8.9	15.2 ± 1.2	27.6 ± 1.5	20.5 ± 1.3
3	85.2	68.9	16.3	31.2 ± 1.5	38.2 ± 1.6	11.5 ± 1.1
4	85.2	55.3	29.9	30.2 ± 1.5	41.0 ± 1.7	3.3 ± 0.6
5	85.2	48.1	37.1	33.1 ± 1.5	40.0 ± 1.6	2.8 ± 0.5
6	85.3	36.6	48.7	28.8 ± 1.7	33.6 ± 1.8	0.3 ± 0.2
7	77.2	71.8	5.4	4.2 ± 0.6	11.6 ± 1.05	7.6 ± 0.8
8	77.3	67.2	10.1	18.9 ± 1.3	30.1 ± 1.5	20.9 ± 1.4
9	78.3	61.6	16.7	26.8 ± 1.5	38.7 ± 1.6	10.4 ± 1.0
10	77.9	47.1	30.8	28.7 ± 1.5	38.9 ± 1.6	2.9 ± 0.6
11	78.4	37.7	40.7	26.0 ± 1.5	35.2 ± 1.6	1.1 ± 0.3
12	76.6	28.6	48.0	26.8 ± 1.5	29.6 ± 1.5	0.6 ± 0.3
13	67.4	62.1	5.3	4.9 ± 0.7	13.4 ± 1.1	7.7 ± 0.9
14	67.7	58.5	9.2	17.9 ± 1.3	26.4 ± 1.5	14.5 ± 1.1
15	67.7	50.8	16.9	23.9 ± 1.4	36.9 ± 1.6	8.4 ± 0.9
16	67.3	37.1	30.2	26.1 ± 1.5	31.9 ± 1.6	2.2 ± 0.5
17	67.1	28.0	39.1	24.9 ± 1.5	32.5 ± 1.6	1.2 ± 0.4
18	66.0	17.9	48.1	23.0 ± 1.5	26.2 ± 1.6	0.5 ± 0.2
19	45.8	42.8	3.0	1.2 ± 0.4	3.1 ± 0.7	2.4 ± 0.6
20	49.9	47.0	2.9	1.2 ± 0.4	3.6 ± 0.7	2.8 ± 0.6
21	59.9	57.0	2.9	1.7 ± 0.5	2.7 ± 0.6	1.3 ± 0.5
22	69.9	67.0	2.9	1.3 ± 0.5	2.2 ± 0.5	1.1 ± 0.4

Tabla 4.7: Eficiencia de detección de sucesos $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \, \tilde{\chi}_1^- \rightarrow q_1 \, \bar{q}_2 \, l \, \nu$, para todos los puntos del espacio SUSY simulados, tras aplicarles los cortes de selección de todas las topologías.

E_{cm} = 172 GeV , *EFICIENCIA sobre sucesos hadrónicos*

N	$m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ (GeV/c^2)	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV/c^2)	Δ M (GeV/c^2)	**Selección hadrónica** (%)	**Selección semileptónica** (%)	**Selección leptónica** (%)
1	85.6	80.5	5.1	15.5 ± 1.2	0.9 ± 0.3	4.5 ± 0.7
2	85.6	76.7	8.9	47.6 ± 1.7	1.6 ± 0.4	3.2 ± 0.6
3	85.2	68.9	16.3	68.0 ± 1.6	5.3 ± 0.7	0.1 ± 0.1
4	85.2	55.3	29.9	62.3 ± 1.6	4.0 ± 0.6	0.0 (< 0.7)
5	85.2	48.1	37.1	59.1 ± 1.6	3.6 ± 0.6	0.0 (< 0.7)
6	85.3	36.6	48.7	45.4 ± 1.7	3.1 ± 0.6	0.0 (< 0.7)
7	77.2	71.8	5.4	18.7 ± 1.3	0.9 ± 0.3	4.0 ± 0.7
8	77.3	67.2	10.1	52.1 ± 1.7	2.7 ± 0.5	2.2 ± 0.5
9	78.3	61.6	16.7	64.8 ± 1.6	4.6 ± 0.7	0.2 ± 0.2
10	77.9	47.1	30.8	58.1 ± 1.7	3.0 ± 0.6	0.0 (< 0.7)
11	78.4	37.7	40.7	46.6 ± 1.7	2.8 ± 0.6	0.0 (< 0.7)
12	76.6	28.6	48.0	31.7 ± 1.6	2.6 ± 0.5	0.0 (< 0.7)
13	67.4	62.1	5.3	16.9 ± 1.2	1.0 ± 0.3	5.2 ± 0.7
14	67.7	58.5	9.2	47.3 ± 1.7	1.8 ± 0.5	2.3 ± 0.5
15	67.7	50.8	16.9	51.8 ± 1.7	2.3 ± 0.5	0.0 (< 0.7)
16	67.3	37.1	30.2	48.5 ± 1.7	2.6 ± 0.5	0.0 (< 0.7)
17	67.1	28.0	39.1	34.7 ± 1.6	1.7 ± 0.4	0.0 (< 0.7)
18	66.0	17.9	48.1	15.5 ± 1.3	0.8 ± 0.3	0.0 (< 0.7)
19	45.8	42.8	3.0	3.0 ± 0.7	0.2 ± 0.1	3.5 ± 0.7
20	49.9	47.0	2.9	1.8 ± 0.5	0.1 ± 0.1	2.1 ± 0.5
21	59.9	57.0	2.9	1.6 ± 0.5	0.0 (< 0.7)	1.3 ± 0.4
22	69.9	67.0	2.9	2.1 ± 0.5	0.1 ± 0.1	2.7 ± 0.6

Tabla 4.8: Eficiencia de detección de sucesos $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+ \, \tilde{\chi}_1^- \to q_1\,\bar{q}_2\,q_3\,\bar{q}_4$, para todos los puntos del espacio SUSY simulados, tras aplicarles los cortes de selección de todas las topologías.

E_{cm} = 172 GeV , *EFICIENCIA sobre sucesos leptónicos*

N	$m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ (GeV/c^2)	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV/c^2)	Δ M (GeV/c^2)	**Selección hadrónica** (%)	**Selección semileptónica** (%)	**Selección leptónica** (%)
1	85.6	80.5	5.1	0.0 ($<$ 0.7)	1.1 $\pm$ 0.8	6.8 $\pm$ 1.8
2	85.6	76.7	8.9	0.0 ($<$ 0.7)	2.4 $\pm$ 1.0	27.8 $\pm$ 3.1
3	85.2	68.9	16.3	0.0 ($<$ 0.7)	1.5 $\pm$ 0.8	44.8 $\pm$ 3.5
4	85.2	55.3	29.9	0.4 $\pm$ 0.4	2.7 $\pm$ 1.1	57.4 $\pm$ 3.3
5	85.2	48.1	37.1	0.5 $\pm$ 0.5	4.0 $\pm$ 1.3	56.2 $\pm$ 3.5
6	85.3	36.6	48.7	1.3 $\pm$ 0.7	2.2 $\pm$ 0.9	56.1 $\pm$ 3.3
7	77.2	71.8	5.4	0.0 ($<$ 0.7)	0.5 $\pm$ 0.5	8.9 $\pm$ 2.1
8	77.3	67.2	10.1	0.0 ($<$ 0.7)	2.2 $\pm$ 0.9	27.0 $\pm$ 2.9
9	78.3	61.6	16.7	0.4 $\pm$ 0.4	3.1 $\pm$ 1.1	44.1 $\pm$ 3.3
10	77.9	47.1	30.8	1.3 $\pm$ 0.7	2.1 $\pm$ 0.9	55.1 $\pm$ 3.2
11	78.4	37.7	40.7	0.0 ($<$ 0.7)	1.9 $\pm$ 0.9	52.6 $\pm$ 3.4
12	76.6	28.6	48.0	0.0 ($<$ 0.7)	1.0 $\pm$ 0.7	46.8 $\pm$ 3.5
13	67.4	62.1	5.3	0.0 ($<$ 0.7)	1.0 $\pm$ 0.7	11.1 $\pm$ 2.2
14	67.7	58.5	9.2	0.0 ($<$ 0.7)	2.2 $\pm$ 0.9	21.6 $\pm$ 2.7
15	67.7	50.8	16.9	0.4 $\pm$ 0.4	2.9 $\pm$ 1.0	42.2 $\pm$ 3.1
16	67.3	37.1	30.2	0.4 $\pm$ 0.4	2.8 $\pm$ 1.0	44.7 $\pm$ 3.1
17	67.1	28.0	39.1	0.0 ($<$ 0.7)	2.3 $\pm$ 1.0	40.3 $\pm$ 3.3
18	66.0	17.9	48.1	0.4 $\pm$ 0.4	1.3 $\pm$ 0.7	32.5 $\pm$ 3.1
19	45.8	42.8	3.0	0.0 ($<$ 0.7)	0.0 ($<$ 0.7)	2.1 $\pm$ 0.6
20	49.9	47.0	2.9	0.0 ($<$ 0.7)	0.4 $\pm$ 0.2	0.5 $\pm$ 0.2
21	59.9	57.0	2.9	0.6 $\pm$ 0.3	0.1 $\pm$ 0.1	1.1 $\pm$ 0.5
22	69.9	67.0	2.9	0.1 $\pm$ 0.1	0.2 $\pm$ 0.1	0.9 $\pm$ 0.5

Tabla 4.9: Eficiencia de detección de sucesos $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+\,\tilde{\chi}_1^- \to l^+\,\nu\,l^-\,\bar{\nu}$, para todos los puntos del espacio SUSY simulados, tras aplicarles los cortes de selección de todas las topologías.

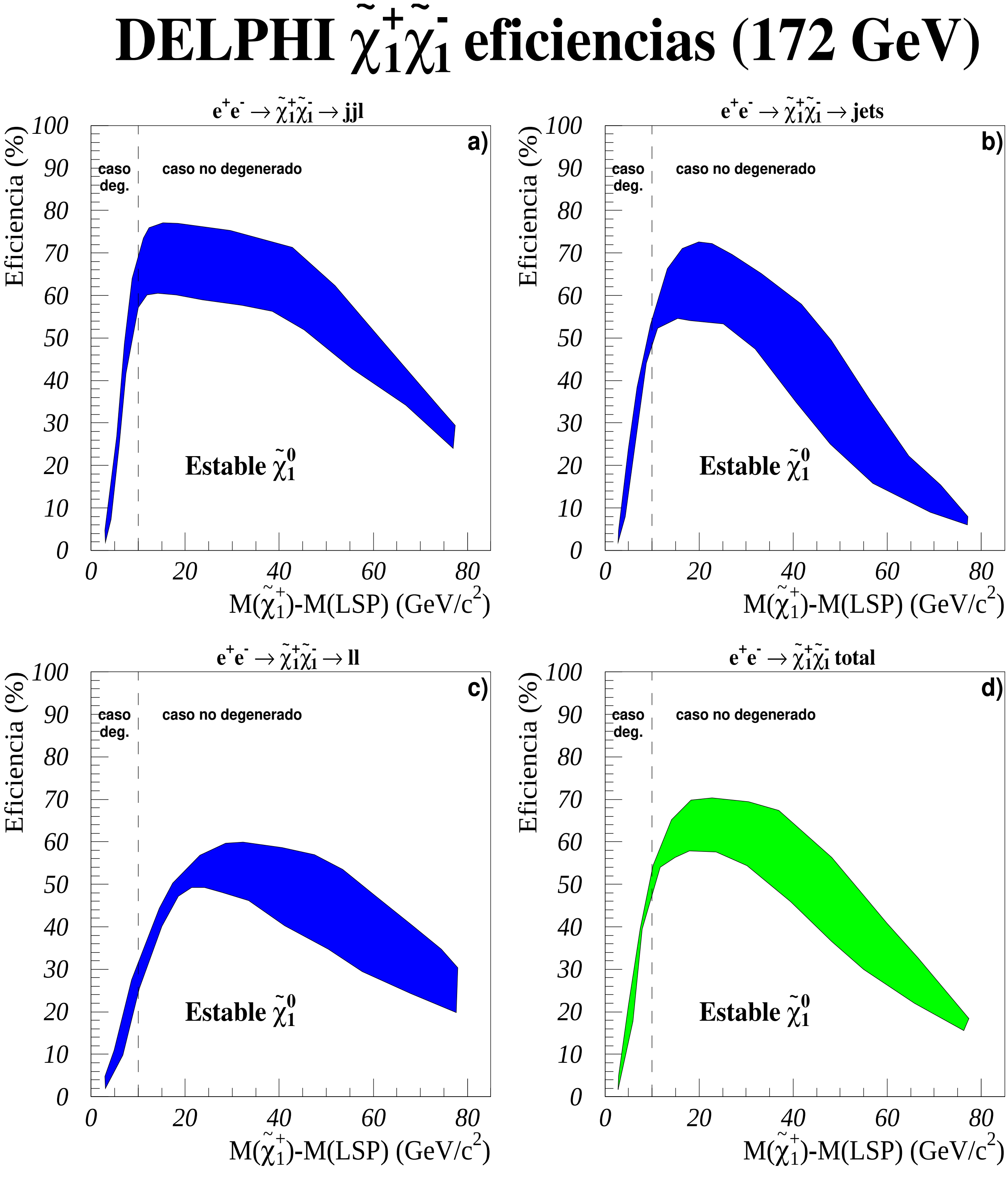


Figura 4.4: "Escenario neutralino *LSP*": eficiencia de detección sobre sucesos $\tilde{\chi}_1^+\ \tilde{\chi}_1^-$ en función de la diferencia de masa entre chargino y neutralino (ΔM) para las tres topologías (a,b y c) y eficiencia total (d). Estas eficiencias se calcularon aplicando una *disyunción lógica* de las selecciones *degenerada* y *no degenerada* sobre cada modo de desintegración. La anchura de las bandas en la eficiencia es debida al error estadístico y a la variación originada por los diferentes valores de la masa del chargino.

4.2.7 Estimación del fondo.

La estimación del fondo contaminante a $E_{cm} = 172$ GeV se realizó aplicando los criterios de selección descritos en las secciones anteriores sobre los sucesos generados mediante simulación Monte Carlo (especificados en la Tabla 3.3).

Como se explicó en la Sección 4.1, los cortes de *preselección* permiten eliminar sucesos que han sido aceptados por el sistema de *trigger* de DELPHI, pero que no provienen de la interacción e^+e^-, tales como sucesos *cósmicos* o *beam-gas*. Los cortes en el número mínimo de trazas y en el porcentaje máximo de energía electromagnética en el suceso hacen que la contribución final al fondo de los procesos de dispersión e^+e^-, Compton y $\gamma\gamma$ sea despreciable.

Como se dijo en la Sección 4.2.1, los *cortes de hermeticidad* protegen contra sucesos $f\bar{f}\gamma$ en los que el fotón de radiación es emitido dentro de la zona sensible del detector. Si, por el contrario, es emitido en la dirección del tubo del haz, el corte en acoplanaridad es suficiente para eliminar el suceso. Los cortes en masa y energía visibles, así como en impulsión máxima de los leptones, eliminan la mayor parte de los sucesos $f\bar{f}$ no radiativos. Estos cortes también son muy efectivos contra los procesos W^+W^-, $Z^0\,Z^0$ y $W\,e\,\nu$, caracterizados por altos valores de la masa visible siempre que los bosones sean reales o no se encuentren muy lejos de la capa de masas. Sin embargo, existe la posibilidad de que alguno de los bosones sea virtual o de que se produzcan desintegraciones invisibles del Z^0, en cuyo caso no resulta posible eliminarlos.

Los cortes en momento transverso perdido mínimo y en el porcentaje máximo de energía en la región hacia delante son suficientes para reducir la contribución $\gamma\gamma$ al fondo total a unas decenas de femtobarn.

Pese a todas estas protecciones, el fondo contaminante final no es nulo. Existen, por un lado, sucesos de física estándar tan similares a los sucesos $\tilde{\chi}_1^+\ \tilde{\chi}_1^-$ que no resulta posible distinguirlos de éstos con los cortes anteriormente expuestos, por lo que reciben el calificativo de *irreducibles.* Otra fuente de fondo viene generada por los problemas de reconstrucción de partículas en el detector, que se traducen en medidas incorrectas de las magnitudes físicas.

En la Tabla 4.10 se muestra el resultado de aplicar los cortes de selección de la topología *jjl* sobre los procesos de fondo: la mitad superior de la tabla muestra los resultados para los cortes de la selección *no degenerada*, mientras que la inferior corresponde a la *degenerada.* En la primera columna se encuentra la lista de aquellos procesos que contribuyen de forma dominante al fondo final y, para cada uno de ellos, se da el porcentaje de sucesos que sobreviven a los cortes, la sección eficaz equivalente (en femtobarns) y el número esperado de sucesos normalizado a la luminosidad integrada (10.2 pb^{-1}). En las Tablas 4.11 y 4.12 se ofrece la misma información tras aplicar los cortes de selección de las topologías *jets* y *ll*, respectivamente. Estos resultados incluyen el efecto de la visualización gráfica de los sucesos.

- *Selección jjl :*

Los procesos de fondo que mayor contribución tienen en la selección *jjl no degenerada* son el W^+W^- y el $q\bar{q}(\gamma)$. La presencia de sucesos W^+W^- es previsible, ya que las características cinemáticas y topológicas de este proceso son muy similares a los de la señal. Los sucesos que pasan los cortes se encuentran en las colas de las distribuciones (constituyendo un *fondo irreducible*) o bien existen problemas de reconstrucción en el suceso. Por su parte, la mayoría de los sucesos $q\bar{q}(\gamma)$ que pasan la selección *jjl* contienen quarks b que se desintegran semileptónicamente, generando leptones energéticos y aislados respecto de la dirección del jet.

La principal fuente de fondo en la selección *degenerada* viene del proceso $\gamma\gamma\,(QPM)$ en la topología $\tau^+\tau^-$. Se trata de un fondo irreducible cuando uno de los leptones τ se desintegra hadrónicamente, generando un sistema hadrónico de baja masa invariante, y el otro τ lo hace leptónicamente, generando un leptón aislado y de bajo momento.

En cualquier caso, el número de sucesos de fondo esperado es inferior a 0.3 en ambas selecciones, por lo que se encuentra bajo control.

E_{cm} = 172 GeV , ESTIMACIÓN DEL FONDO, selección jjl

ΔM >10 GeV/c^2 **Tipo de proceso de fondo**	%	σ **(fb)**	**N esperados** $\mathcal{L}$ = **10.2** pb^{-1}
$e^+e^- \to W^+W^-$	0.07	8 ± 5	0.08 ± 0.05
$e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$	0.005	6 ± 4	0.06 ± 0.04
$e^+e^- \to Z^0 Z^0 (\gamma)$	0.17	2 ± 2	0.02 ± 0.02
$e^+e^- \to Z^0\, e\, e\, (\gamma)$	0.004	4 ± 3	0.04 ± 0.03
Total		20 ± 8	0.20 ± 0.08

3 GeV/c^2 < ΔM <10 GeV/c^2 **Tipo de proceso de fondo**	%	σ **(fb)**	**N esperados** $\mathcal{L}$ = **10.2** pb^{-1}
$e^+e^- \to e^+e^-\tau^+\tau^-$ (QPM)	0.006	24 ± 11	0.24 ± 0.11
$e^+e^- \to W^+W^-$	0.017	2 ± 1	0.02 ± 0.01
Total		28 ± 12	0.28 ± 0.12

Tabla 4.10: Estimación del fondo contaminante seleccionado por los cortes *jjl* en los casos *no degenerado* y *degenerado* a 172 GeV. En la tabla se ofrece, para los procesos que más contribuyen al fondo total, el porcentaje de sucesos que sobrevive a los cortes, la sección eficaz equivalente (en femtobarns), y el número esperado de sucesos normalizado a una luminosidad integrada de 10.2 pb^{-1}.

- *Selección jets :*

Respecto a la selección *jets no degenerada*, dos procesos contribuyen al fondo de forma dominante: W^+W^- y $We\nu$. En la mayor parte de los sucesos W^+W^- que pasa los cortes de selección encontramos jets localizados en las regiones a muy bajo ángulo, donde la reconstrucción de trazas y la medida de energía hadrónica se dificulta. Evidentemente, la mala reconstrucción del suceso se traduce en una pobre medida de la masa visible y en la generación de $\not{P}_t$ que hace que las distribuciones migren hacia las zonas pobladas por la señal. Existe la posibilidad añadida de que alguno de los bosones no esté sobre la capa másica, con lo que la masa visible disponible en el suceso queda disminuída. Aproximadamente el 0.5 % de los sucesos W^+W^- sobrevive a los cortes.

Los sucesos $We\nu$, por su parte, constituyen un fondo irreducible cuando el electrón, altamente energético, se pierde por el tubo del haz, el neutrino es emitido a alto ángulo (no detectado), y el bosón W es virtual. En este caso, los productos de la desintegración del W^* son la única fracción visible en el suceso, de modo que el valor de $M_{visible}$ no llega a superar el valor del corte y los sucesos son aceptados como candidatos.

Otro de los fondos que puede contribuir en la topología *jets*, tanto en la selección *degenerada* como en la *no degenerada*, es el Z^0Z^0. Se trata de un fondo irreducible cuando uno de los bosones Z^0 es real e invisible, es decir, que se desintegra en un par $\nu\bar{\nu}$, mientras que el otro está lejos de la capa de masas ($m_{Z^*} < 70$ GeV/c^2) y se desintegra en un par $f\bar{f}$. Afortunadamente, la sección eficaz de producción de este proceso no es muy elevada (a $E_{cm} = 172$ GeV es de 1.1 *pb*) con lo que el número de candidatos no es tampoco elevado.

En porcentaje, el proceso de fondo sobre el que los cortes de selección se comportan de un modo menos eficiente es el $We\nu$ donde aproximadamente el 10 % de los sucesos sobrevive a los cortes.

- *Selección ll :*

  El proceso que tiene una mayor contribución al fondo final en la selección *no degenerada* de esta topología es el $W^+W^- \to l^+l^-\nu\bar{\nu}$. La mayor parte de los candidatos aparecen por la misma razón: la distribución de la impulsión de los leptones medida en el detector presenta colas que se extienden hacia valores pequeños, de modo que hay sucesos que pueden escapar al corte en impulsión máxima del leptón.

  En la selección *degenerada*, la fuente de fondo más importante viene del proceso $\gamma\gamma$ (QPM). Pese a que la eficiencia de rechazo de los sucesos $\gamma\gamma$ es muy elevada, superior al 99.99 %, el enorme valor de la sección eficaz de producción obliga a tener un muy buen control de los sucesos situados en las colas de las distribuciones. Una medida imprecisa de la impulsión de alguna de las trazas puede generar un $\not{P}_t$ suficiente como para que el suceso pase el corte de selección (la mayor parte de los candidatos se encuentran al límite del corte).

En resumen, el fondo estimado tras la selección *no degenerada* asciende a 2.4 ± 0.2 sucesos, de los cuales ~ 60 % provienen de la topología *jets*, y ~ 30 % de la *ll*, mientras que el fondo estimado en la selección *degenerada* es de 0.87 ± 0.17, donde contribuyen por igual (~ 0.3 sucesos) las selecciones de las tres topologías.

E_{cm} = 172 GeV , ESTIMACIÓN DEL FONDO, selección jets

ΔM >10 GeV/c^2 Tipo de proceso de fondo	%	σ (fb)	N esperados $\mathcal{L}$ = 10.2 pb^{-1}
$e^+e^- \to W^+W^-$	0.5	61 ± 11	0.61 ± 0.11
$e^+e^- \to W e \nu (\gamma)$	10.4	52 ± 8	0.52 ± 0.08
$e^+e^- \to Z^0 Z^0 (\gamma)$	2.6	28 ± 7	0.28 ± 0.07
$e^+e^- \to q \bar{q} (\gamma)$	0.005	6 ± 4	0.06 ± 0.04
Total		147 ± 18	1.47 ± 0.18

3 GeV/c^2 < ΔM <10 GeV/c^2 Tipo de proceso de fondo	%	σ (fb)	N esperados $\mathcal{L}$ = 10.2 pb^{-1}
$e^+e^- \to Z^0 Z^0 (\gamma)$	2.4	25 ± 5	0.25 ± 0.05
Total		27 ± 6	0.27 ± 0.06

Tabla 4.11: Estimación del fondo contaminante seleccionado por los cortes *jets* en los casos *no degenerado* y *degenerado* a 172 GeV. En la tabla se ofrece, para los procesos que más contribuyen al fondo total, el porcentaje de sucesos que sobrevive a los cortes, la sección eficaz equivalente (en femtobarns), y el número esperado de sucesos normalizado a una luminosidad integrada de 10.2 pb^{-1}.

E_{cm} = 172 GeV , ESTIMACIÓN DEL FONDO, selección ll

ΔM >10 GeV/c^2 Tipo de proceso de fondo	%	σ (fb)	N esperados $\mathcal{L}$ = 10.2 pb^{-1}
$e^+e^- \to W^+W^-$	0.6	71 ± 12	0.71 ± 0.12
$e^+e^- \to Z^0 Z^0 (\gamma)$	0.3	4 ± 3	0.04 ± 0.03
$e^+e^- \to Z^0 e e (\gamma)$	0.002	2 ± 2	0.02 ± 0.02
Total		77 ± 16	0.78 ± 0.16

3 GeV/c^2 < ΔM <10 GeV/c^2 Tipo de proceso de fondo	%	σ (fb)	N esperados $\mathcal{L}$ = 10.2 pb^{-1}
$e^+e^- \to e^+e^- X$ ($\gamma\gamma$ QPM)	0.001	30 ± 10	0.30 ± 0.10
$e^+e^- \to Z^0 e e (\gamma)$	0.002	2 ± 2	0.02 ± 0.02
Total		32 ± 11	0.32 ± 0.11

Tabla 4.12: Estimación del fondo contaminante seleccionado por los cortes *ll* en los casos *no degenerado* y *degenerado* a 172 GeV. En la tabla se ofrece, para los procesos que más contribuyen al fondo total, el porcentaje de sucesos que sobrevive a los cortes, la sección eficaz equivalente (en femtobarns), y el número esperado de sucesos normalizado a una luminosidad integrada de 10.2 pb^{-1}.

4.3 Escenario gravitino *LSP*

En esta sección se describe el análisis desarrollado para la búsqueda de supersimetría dentro del denominado "escenario gravitino *LSP*", es decir, suponiendo que el primer neutralino es inestable y que la partícula supersimétrica más ligera es el gravitino, de masa nula. Consideraremos el caso particular en el que el neutralino más ligero se desintegra siempre dentro del detector y con una probabilidad del 100 % en gravitino más fotón. Otros canales de desintegración que pueden ser relevantes si el neutralino es lo suficientemente pesado son $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow h^0 \tilde{G}$ y $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow Z^0 \tilde{G}$, aunque obviamente se encuentran altamente suprimidos a $E_{cm} = 172$ GeV.

Desde un punto de vista experimental, las implicaciones de esta suposición son determinantes: los sucesos de supersimetría se caracterizarán, además de por momento transverso y masa perdidos, por la presencia de dos fotones energéticos en el estado final. Como se explicó en la Sección 3.1, en el "escenario gravitino *LSP*" las topologías en procesos de producción de charginos serán similares a las consideradas en el "escenario neutralino *LSP*" pero con dos fotones energéticos y aislados en el estado final, lo cual proporciona una signatura muy potente a la hora de discriminar la señal de los procesos contaminantes de física estándar.

4.3.1 Cortes de selección

Como se explicó en la Sección 4.1 al exponer el análisis de "escenario neutralino *LSP*", es interesante diseñar una serie de *cortes de preselección* con el objeto de eliminar de forma inmediata tanto los sucesos *no físicos* como los de fondo de alta tasa. Respecto a los cortes de preselección sobre partículas, se aplicaron los descritos en el cuadro superior de la Tabla 4.1. En cuanto a los cortes de preselección sobre sucesos, se exige que en el suceso exista al menos una traza cargada medida en la *TPC* y que el porcentaje de partículas *malas* sea inferior al 70 %, no aplicándose corte alguno en el porcentaje de energía electromagnética.

La presencia de los fotones en el estado final proporciona una señal adicional muy importante que puede ser aprovechada experimentalmente para conseguir una elevada eficiencia de detección a la vez que un fuerte rechazo del fondo contaminante. Los cortes de selección aplicados en el "escenario gravitino *LSP*" se basan tanto en las características de los fotones (energía, ángulo de aislamiento, etc) como en la presencia de energía y momento transverso perdidos, denominador común de todos los procesos de supersimetría con paridad$-R$ conservada. Dado que se trata de seleccionar sucesos con fotones aislados, la principal fuente de contaminación provendrá de sucesos $f\bar{f}$ radiativos en los que, además, se haya producido pérdida de energía. En concreto, los procesos más peligrosos serán los $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$ cuando los neutrinos se llevan la mayor parte de la energía, y los $e^+e^- \rightarrow q\,\bar{q}\,\gamma$ con problemas de reconstrucción en alguno de los jets. En el Apéndice C (Figuras C.13 – C.22) se representan, para cuatro procesos de fondo y para cuatro puntos de señal con diferente valor de ΔM, las distribuciones Monte Carlo de los observables más importantes utilizados en este análisis.

Puesto que en los sucesos de señal la producción del fotón tiene lugar a partir de una desintegración a dos cuerpos, su energía vendrá determinada por el valor de la masa del neutralino de tal modo que, cuanto más pesado sea éste, mayor será la energía del fotón con lo que aumentará la probabilidad de detección. Por ejemplo, si $m_{\tilde{\chi}_1^0} \sim 80$ GeV/c^2 ($\Delta M \sim$ 5 GeV/c^2, con lo que nos encontramos en la zona *degenerada*) la distribución de energía del fotón aislado más energético se encuentra muy picada en torno a 35 GeV (véase Figura C.19). Sin embargo, para valores de $m_{\tilde{\chi}_1^0} \sim 35$ GeV/c^2 ($\Delta M \sim 37$ GeV/c^2, se trata de la zona *no degenerada*), el espectro de energía se distribuye en una amplia región de menor energía, en torno a $10 - 35$ GeV.

Otra variable interesante que ayuda a discriminar la señal del fondo se construye calculando la masa visible del suceso excluyendo del cálculo el fotón o fotones aislados. De este modo, cuando $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ sea alta, el espectro de esta variable poblará las zonas cercanas a cero, mientras que los procesos $e^+e^- \to Z^0 \to f\,\bar{f}\,\gamma$ se situarán en torno a 90 GeV/c^2 (véase Figura C.22).

Por tanto, las características de la señal pueden variar sustancialmente en función del valor de la masa del neutralino y, consecuentemente, del valor de ΔM. Es por esto que, con el fin de aumentar la eficiencia de detección, fueron diseñadas dos selecciones: una orientada a la detección de señales con altos valores de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ (caso *degenerado*) y otra a señales con valores pequeños de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ (caso *no degenerado*).

Además, gracias a la presencia de los fotones, es posible explorar la región de muy bajo ΔM (caso *ultra degenerado*) manteniendo elevados valores de la eficiencia. Como se explicó en la Sección 3.1, en el "escenario neutralino *LSP*" esta zona es especialmente problemática ya que las distribuciones de señal migran hacia la región poblada por los sucesos $\gamma\gamma$. Sin embargo, en el "escenario gravitino *LSP*" se cuenta con la señal que proporcionan los fotones altamente energéticos ($E_\gamma \sim 40$ GeV), ausentes en los procesos $\gamma\gamma$.

El primer paso consiste en seleccionar aquellos sucesos que contengan *al menos un fotón energético y aislado* de acuerdo con los siguientes criterios:

1. El ángulo polar del fotón, θ_γ, debe satisfacer $15^0 < \theta_\gamma < 165^0$.

2. La energía del fotón, E_γ, debe ser superior a 5 GeV.

3. El ángulo de aislamiento del fotón con respecto a cualquier otra partícula neutra o cargada, α_γ^{aisla}, debe ser mayor de 15^0.

La primera de las restricciones se hace necesaria por varios motivos. En el sistema de referencia en reposo del neutralino, los fotones producto de la desintegración se distribuyen de forma isotrópica en el espacio. No ocurre lo mismo con los fotones de ISR de los procesos de producción de Z^0, que tienden a ser emitidos a muy bajo ángulo, fuera de la zona sensible del detector y que, por tanto, no son seleccionados. Además, los dispositivos de detección de trazas no cubren la región $\theta < 10^0$, por lo que la distinción entre fotones y partículas cargadas se complica en esta zona. La segunda restricción purifica la muestra de fotones de posibles ruidos de los calorímetros. La tercera impide que se acepten fotones radiados por partículas energéticas en su interacción con la materia de la que está formada el detector.

E_{cm} = 172.4 GeV , CORTES DE SELECCIÓN , escenario $\tilde{G}$ LSP

	$\Delta\ M\ > 10$ GeV/c^2			1 GeV/c^2 < $\Delta\ M\ < 10$ GeV/c^2	
	Presencia de fotón aislado			Presencia de fotón aislado	
$15^0 <$	θ_γ	$< 165^0$	$15^0 <$	θ_γ	$< 165^0$
	α_γ^{aisla}	$> 15^0$		α_γ^{aisla}	$> 15^0$
5 GeV <	E_γ	< 45 GeV	15 GeV <	E_γ	< 45 GeV
	Mult. cargada	≥ 1		Mult. cargada	≥ 1
	P_{traza}^{max}	< 30 GeV/c		P_{traza}^{max}	< 30 GeV/c
	$M_{visible}$	< 130 GeV/c^2		$M_{visible}$	< 50 GeV/c^2
				(γ excluído)	
Si Num. fotones aislados > 1 :					
	Acoplanaridad	$> 5^0$		Acoplanaridad	$> 5^0$
Si Num. fotones aislados = 1 :			$10^0 <$	$\theta_{\not{p}}$	$< 170^0$
	$\not{P}_t$	> 5 GeV		$\not{P}_t$	> 5 GeV
	$E_{E.M.}/E_{vis}$	< 0.9		$\%E_{cono\,30^0}$	< 70 %
	Acoplanaridad	$> 15^0$		$E_{E.M.} - E_\gamma$	< 70 GeV

Tabla 4.13: "Escenario gravitino *LSP* ": cortes de selección empleados para discriminar los sucesos de señal de los sucesos contaminantes en el caso *no degenerado* (izquierda) y *degenerado* (derecha).

Los procesos $e^+e^- \to f\bar{f}\,(n\gamma)$ son los más peligrosos debido a la presencia de uno o varios fotones de radiación de estado inicial. Afortunadamente, la distribución energética de este fotón presenta dos picos, lo cual caracteriza de manera clara los sucesos. Uno de ellos se encuentra a muy baja energía, por debajo de 10 GeV, y el otro a $E_\gamma \sim E_{haz} - M_{Z^0}^2/4E_{haz}$. En el primero de los casos, siempre que no haya problemas de reconstrucción o pérdida de partículas en zonas débiles del detector, la masa visible toma valores suficientemente elevados como para distinguirlos de la señal. En el segundo basta con aplicar un corte sobre la energía máxima del fotón aislado [2] para eliminar el suceso.

Un caso especialmente complicado se da cuando en el proceso $e^+e^- \to \tau^+\,\tau^-\,\gamma$ la energía del fotón no excede el valor del corte y el par $\tau^+\tau^-$ se desintegra leptónicamente, llevándose los neutrinos la mayor parte de la energía del suceso. Una manera de protegerse contra esta situación consiste en aplicar un corte sobre la impulsión máxima de las trazas.

[2] Si es emitido un solo fotón, entonces $E_\gamma \sim 62$ GeV para $E_{cm} = 172$ GeV.

Los sucesos de dispersión *bhabha* son facilmente identificables al tratarse de sucesos con alta coplanaridad, con un gran depósito de energía en los calorímetros electromagnéticos.

La probabilidad de encontrar fotones aislados en sucesos de interacción a dos fotones ($\gamma\gamma$) es muy baja. Sin embargo, dado el enorme valor de la sección eficaz de producción de estos procesos, para eliminar completamente la contribución de las colas de las distribuciones es necesario aplicar cortes adicionales en variables como el momento transverso perdido (Figura C.15) o el porcentaje de energía en la región hacia delante y detrás de DELPHI.

Sobre el resto de procesos de física estándar (W^+W^-, $Z^0\,Z^0$, $W\,e\,\nu$, ...), la exigencia de observar al menos un fotón energético y aislado es suficiente para reducir su contribución hasta valores no significativos. La contribución del proceso $e^+e^- \to \nu\,\bar{\nu}\,(n\gamma)$ queda reducida dramáticamente al exigir la existencia de al menos una traza medida en la *TPC*.

En la selección *no degenerada* se pide que la masa visible del suceso sea inferior a 130 GeV/c^2 (Figura C.21), que la energía del fotón aislado más energético sea menor de 45 GeV (Figura C.19) y que el momento de la traza más energética no exceda de 30 GeV/c. Con estos cortes se consigue eliminar la mayor parte de la contaminación $e^+e^- \to f\,\bar{f}\,(n\gamma)$.

Entonces se aplican unos criterios de selección diferentes dependiendo de si se ha detectado un solo fotón o más de uno (con los criterios enunciados anteriormente). Si se detecta más de un fotón, únicamente es necesario aplicar un corte adicional en acoplanaridad ($> 5^0$) para eliminar la contaminación. Si solo se detecta un fotón, se exige que la acoplanaridad sea superior a 15^0 (Figura C.16) para eliminar colas de sucesos $f\bar{f}$, y que el momento transverso perdido exceda los 5 GeV/c (Figura C.15) y el porcentaje de energía electromagnética con respecto a la energía calorimétrica total no sea mayor del 90 %, con el objeto de eliminar sucesos *bhabha* y *Compton* (Figura C.17). En la primera columna de la Tabla 4.13 se muestra la lista detallada de los cortes empleados en la selección *no degenerada*.

En la selección *degenerada* se pide que la energía del fotón aislado más energético esté comprendida en el rango 15 GeV $< E_\gamma <$ 45 GeV y que el momento de la traza más energética no exceda de 30 GeV/c. Además, se exige que la acoplanaridad sea mayor de 5^0 y que la masa visible del suceso, excluyendo del cálculo los fotones aislados, sea menor de 50 GeV/c^2 (Figura C.22). Este último corte resulta especialmente interesante contra los sucesos $e^+e^- \to Z^0 \to f\,\bar{f}\,\gamma$ de retorno radiativo al pico del Z^0, ya que enestos casos la masa visible, excluyendo el fotón, debe concentrarse en la vecindad de m_{Z^0}.

Para eliminar la contaminación *bhabha* y *Compton* se aplica un corte en el porcentaje de energía en un cono de 30^0 hacia delante y detrás, que no debe superar el 70 % de la energía visible, y otro en el valor de la energía electromagnética, excluyendo la energía del fotón más energético, que debe ser inferior a 70 GeV (Figura C.18). Finalmente, se pide que el ángulo polar del momento perdido satisfaga $10^0 < \theta_{\not{p}} < 170^0$. En la segunda columna de la Tabla 4.13 encuentran descritos con detalle el conjunto de cortes empleados en la selección *degenerada*.

4.3.2 Estimación de la Eficiencia

En la Tabla 4.14 se muestran los valores de las eficiencias de detección de $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ en el "escenario gravitino *LSP* " para los diecisiete puntos simulados, tras aplicar los cortes de selección descritos en la Tabla 4.13. En la quinta (sexta) columna se ofrece, para cada punto, el resultado de aplicar los cortes de la selección *degenerada* (*no degenerada*) sobre todos los sucesos de la muestra. La última columna se construye aplicando una *disyunción lógica* de ambas selecciones sobre todos los sucesos de la muestra.

Los tres primeros gráficos de la Figura 4.5 muestran la variación de la eficiencia de detección sobre los sucesos de cada una de las tres topologías en función de ΔM, tras aplicar una *disyunción lógica* de las selecciones *degenerada* y *no degenerada*. El último gráfico de la figura corresponde a la eficiencia total. Al igual que se explicó en el análisis del "escenario neutralino *LSP* ", la anchura en las bandas del gráfico ponen de manifiesto la dependencia de la eficiencia con el valor de la masa del chargino. El error estadístico es de $\sim 1-2$ %.

Ocurre que, suponiendo un $\tilde{\chi}_1^0$ estable, existen regiones del espacio de parámetros (en concreto cuando $M_2 \simeq \mu \simeq 0$, con $|\mu| < 0$ y $tan\beta$ cercano a la unidad), donde las desintegraciones del tipo $\tilde{\chi}_2^0 \to \gamma\,\tilde{\chi}_1^0$ con presencia de fotones energéticos y aislados en el estado final son dominantes. Como se explica en la Sección 4.4, se realizó un análisis especial con el objeto de estudiar este tipo de escenarios mediante la generación Monte Carlo de puntos $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ adicionales, encontrándose que el análisis descrito para el "escenario gravitino *LSP* " puede ser aplicado con éxito a éstos sucesos. Los valores de las eficiencias obtenidas sobre estos puntos han sido igualmente incluidas en la figura.

El análisis de gravitino expuesto en este trabajo presenta tres características que lo hacen particularmente atractivo:

- *Análisis independiente de topología :*

  Una de las características más interesantes del conjunto de cortes de selección diseñados (Tabla 4.13) es que no hacen referencia a ninguna topología en concreto, únicamente diferencian entre caso *degenerado* y *no degenerado*. La signatura que da la presencia de los fotones en los sucesos es lo suficientemente potente como para reducir el fondo sin obligar a definir cortes especiales para cada topología, al contrario de lo que ocurría en el "escenario neutralino *LSP* ". Como se aprecia en la Figura 4.5, los cortes son altamente eficientes para las tres topologías.

- *Comportamiento suave de la eficiencia con ΔM :*

  Además, la eficiencia muestra un comportamiento uniforme en todo el rango de ΔM estudiado, desde la zona *degenerada*, donde $\varepsilon \sim 55$ %, hasta $\Delta M \sim 50$ GeV/c^2, donde ε está en torno al 45 %. La consecuencia más directa de tener prácticamente la misma eficiencia independientemente de ΔM queda reflejada en los valores de los límites de exclusión, que son similares en los casos *degenerado* y *no degenerado*.

- *Análisis sensible a ΔM = 1 GeV/c^2 :*

  La región degenerada es especialmente crítica cuando el neutralino es estable ya que a medida que desciende el valor de ΔM los sucesos $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ migran hacia las zonas pobladas por los sucesos $\gamma\gamma$ y la distinción entre ambos se complica. Esta región, caracterizada por valores altos de la masa del neutralino, deja de ser problemática cuando el neutralino se desintegra en fotón más gravitino, pues cuanto mayor sea la masa del neutralino, más duros serán los fotones y con mayor eficiencia podrán ser detectados en DELPHI. De nuevo, es la presencia de los fotones en los sucesos de gravitino la que permite excluir los sucesos de fondo conservando una alta eficiencia.

El valor de la eficiencia total en esta zona se encuentra por encima del 50 % mientras que la contaminación estimada es inferior a 0.5 sucesos para $\mathcal{L} = 10.2\ pb^{-1}$. De este modo se consigue cubrir completamente la región *ultra degenerada* ($\Delta M = 1$ GeV/c^2).

- *Análisis aplicable sobre sucesos radiativos en el "escenario neutralino LSP" :*

  En algunas regiones del espacio SUSY de parámetros dentro del "escenario neutralino *LSP*", concretamente cuando $tan\beta$ es cercano a la unidad y $M_2 \simeq \mu \simeq 0$ con $|\mu| < 0$, el $\tilde{\chi}^0_2$ se encuentra accesible cinemáticamente ($m_{\tilde{\chi}^0_2} < m_{\tilde{\chi}^\pm_1}$), siendo el proceso radiativo $\tilde{\chi}^0_2 \to \tilde{\chi}^0_1 \gamma$ el canal dominante de desintegración. Estos sucesos no serían seleccionados debido al veto contra sucesos radiativos impuesto en el análisis (descrito en la Sección 4.2.1).

  Sin embargo, el análisis diseñado en el "escenario gravitino *LSP*" selecciona, precisamente, este tipo de sucesos, por lo que resulta posible combinar ambos análisis (como se explicará con detalle en la Sección 4.5) aumentando de este modo la eficiencia total de detección.

En resumen, la eficiencia de la selección diseñada para la detección de sucesos $\tilde{\chi}^+_1\ \tilde{\chi}^-_1$ en el "escenario gravitino *LSP*" es independiente de la topología, mostrando para todas ellas un comportamiento uniforme con ΔM, siendo $\varepsilon \sim 50$ % en el rango $\Delta M = 1 - 50$ GeV/c^2.

4.3.3 Estimación del fondo

La Tabla 4.15 contiene el resultado de aplicar los cortes de selección sobre los sucesos de fondo a $E_{cm} = 172$ GeV, en los casos *no degenerado* (cuadro superior) y *degenerado* (cuadro inferior). En la tabla se han especificado las contribuciones parciales de los fondos que contribuyen de forma dominante al fondo total. Este resultado incluye el efecto de la visualización gráfica de los sucesos. La contaminación total estimada, aplicando una *disyunción* de ambas selecciones, es de 0.82 ± 0.18 sucesos para una luminosidad integrada de $\mathcal{L} = 10.2\ pb^{-1}$.

Como era de prever, los procesos de fondo dominantes son los $f\bar{f}\gamma$ debido a la elevada tasa de sucesos con presencia de fotones de radiación inicial. En particular, el fondo $\tau^+\tau^-\gamma$ puede convertirse en irreducible si el fotón no es lo suficientemente duro como para ser eliminado por el corte y los neutrinos se llevan la mayor parte de la energía del suceso. La contaminación $q\bar{q}\gamma$ aparece, esencialmente, por problemas en la reconstrucción de las trazas del suceso. Pese a todo ello, el poder de rechazo sobre estos procesos es muy alto y el porcentaje de sucesos de fondo que sobrevive es inferior al 0.3 %.

E_{cm} = 172 GeV , EFICIENCIAS , escenario $\tilde{G}$

N	$m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ (GeV/c^2)	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV/c^2)	Δ M (GeV/c^2)	**Selección degenerada** (%)	**Selección no degenerada** (%)	**Eficiencia total** (%)
1	79.9	79.2	0.7	48.5 ± 1.4	16.7 ± 1.0	52.4 ± 1.4
2	80.2	76.9	3.3	57.5 ± 1.6	22.4 ± 1.3	60.5 ± 1.6
3	79.7	74.6	5.1	59.4 ± 1.5	22.9 ± 1.3	61.5 ± 1.5
4	79.7	69.5	10.2	59.2 ± 1.7	28.2 ± 1.6	60.3 ± 1.7
5	79.3	59.9	19.4	49.2 ± 1.9	35.9 ± 1.8	54.3 ± 1.8
6	79.8	42.9	36.9	31.2 ± 1.9	40.4 ± 2.0	47.5 ± 2.1
7	79.9	31.7	48.2	16.0 ± 1.6	40.9 ± 2.1	44.5 ± 2.1
8	68.8	63.1	5.7	42.7 ± 1.6	18.9 ± 1.3	54.8 ± 1.6
9	68.7	58.0	10.7	41.0 ± 1.6	30.1 ± 1.5	52.2 ± 1.7
10	69.6	48.8	20.8	38.8 ± 1.8	36.3 ± 1.8	48.4 ± 1.9
11	69.9	37.0	32.9	27.8 ± 1.8	41.5 ± 2.0	46.6 ± 2.0
12	69.5	26.1	43.4	16.9 ± 1.6	36.7 ± 2.1	40.0 ± 2.1
13	59.9	55.0	4.9	38.1 ± 1.5	19.7 ± 1.3	49.0 ± 1.6
14	59.9	52.3	7.6	36.9 ± 1.6	21.0 ± 1.4	46.5 ± 1.7
15	60.2	46.5	13.7	36.0 ± 1.7	32.1 ± 1.7	47.3 ± 1.8
16	60.0	30.8	29.2	20.5 ± 1.6	35.2 ± 1.9	40.9 ± 2.0
17	60.2	12.0	48.2	9.0 ± 1.3	32.0 ± 2.0	34.1 ± 2.1

Tabla 4.14: "Escenario gravitino *LSP* ": Eficiencia de detección de $\tilde{\chi}_1^+\ \tilde{\chi}_1^-$, para todos los puntos del espacio SUSY simulados, en las dos selecciones *degenerada* y *no degenerada*. La eficiencia total, mostrada en la última columna, se obtiene aplicando una *disyunción lógica* de estas dos selecciones.

E_{cm} = 172 GeV , ESTIMACIÓN DEL FONDO, escenario $\tilde{G}$

ΔM >10 GeV/c^2 **Tipo de proceso de fondo**	%	σ **(fb)**	N $\mathcal{L}$ = **10.2** pb^{-1}
$e^+e^- \to \tau^+\tau^-(\gamma)$	0.2	22 ± 8	0.22 ± 0.08
$e^+e^- \to q\,\bar{q}\,(\gamma)$	0.015	18 ± 6	0.18 ± 0.06
$e^+e^- \to W^+W^-$	0.05	6 ± 5	0.06 ± 0.05
Total		50 ± 13	0.50 ± 0.13

1 GeV/c^2 < ΔM <10 GeV/c^2 **Tipo de proceso de fondo**	%	σ **(fb)**	N $\mathcal{L}$ = **10.2** pb^{-1}
$e^+e^- \to \tau^+\tau^-(\gamma)$	0.25	25 ± 8	0.25 ± 0.08
$e^+e^- \to q\,\bar{q}\,(\gamma)$	0.012	14 ± 6	0.14 ± 0.06
Total		41 ± 12	0.41 ± 0.12

Tabla 4.15: "Escenario gravitino *LSP* ": contaminación estimada tras aplicar los cortes de selección en los casos *degenerado* y *no degenerado*.

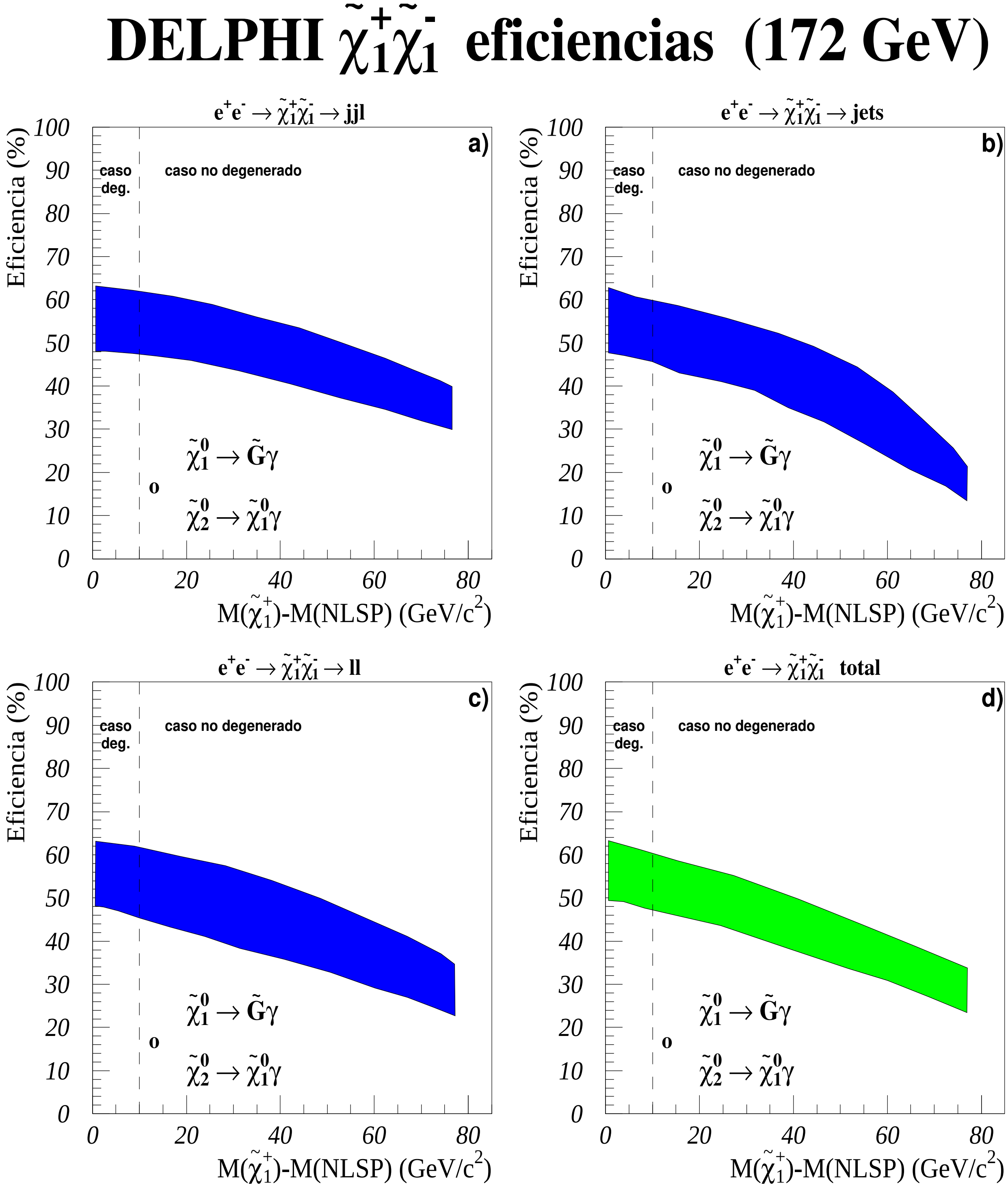


Figura 4.5: "Escenario gravitino *LSP*": Eficiencia de detección sobre sucesos $\tilde{\chi}_1^+\ \tilde{\chi}_1^-$ en función de la diferencia de masa entre chargino y neutralino (ΔM) para las tres topologías (a,b y c), y eficiencia total (d). Estas eficiencias se calcularon aplicando las selecciones *degenerada* y *no degenerada* sobre cada modo de desintegración. La anchura de las bandas en la eficiencia es debida al error estadístico y a la variación originada por los diferentes valores de la masa del $\tilde{\chi}_1^\pm$.

4.4 Región $\mu \simeq M_2 \simeq 0$ y $tan\beta \simeq 1$

La región del espacio de parámetros situada en la zona de $|\mu| < 0$, con M_2 y μ no muy grandes (típicamente menores que 100 GeV/c^2) y para valores de $tan\beta$ cercanos a la unidad, resulta especialmente compleja al presentarse en ella efectos que no son observados en ninguna otra zona del espacio de parámetros.

Desde un punto de vista experimental se trata, a priori, de una región difícil. La razón estriba en que, a medida que M_2 disminuye, siendo $|\mu|$ pequeño, las diferencias entre las masas de chargino y neutralino se incrementan (véase Figura A.8), de modo que los sucesos $\tilde{\chi}_1^+ \ \tilde{\chi}_1^-$ se asemejan cada vez más a los sucesos W^+W^- y resultan eliminados por los cortes en energía y masa visibles, con la consiguiente disminución de las eficiencias de detección.

Con el fin de estudiar con detalle esta región se generaron nueve puntos de señal adicionales asumiendo que el $\tilde{\chi}_1^0$ es estable. Las características de estos puntos se muestran en la Tabla 4.16. Para todos ellos $tan\beta = 1$ y $m_{\tilde{\nu}} = 500$ GeV/c^2. Como se aprecia, las diferencias de masa entre chargino y neutralino son muy elevadas, entre 58 GeV/c^2 y 78 GeV/c^2.

E_{cm} = 172 GeV, $\mu \simeq M_2 \simeq 0$ PUNTOS $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ GENERADOS

N	M_2 (GeV/c^2)	μ (GeV/c^2)	$m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ (GeV/c^2)	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV/c^2)	Δ M (GeV/c^2)	Sucesos Generados
1	15	10	67.7	9.2	58.5	1996
2	42	-65	84.9	25.1	59.8	1996
3	30	-30	85.6	18.3	67.3	1991
4	20	-20	82.6	12.3	70.3	2000
5	10	-20	76.6	6.1	70.5	1459
6	15	-15	81.6	9.2	72.4	1992
7	15	0	73.0	0.0	73.0	1996
8	5	-5	80.3	3.1	77.2	1991
9	5	0	77.7	0.0	77.7	1996

Tabla 4.16: Características de los puntos de señal $\tilde{\chi}_1^+ \ \tilde{\chi}_1^-$ seleccionados en la región de pequeños $|\mu|$ y M_2 en el espacio de parámetros SUSY, a E_{cm} = 172 GeV. Todos ellos fueron generados con valores de $tan\beta = 1$ y $m_{\tilde{\nu}} = 500$ GeV/c^2.

El más relevante de todos los fenómenos que pueden ocurrir en esta región consiste en la aparición de topologías *radiativas*, es decir, con presencia de fotones aislados y energéticos en el estado final. Puesto que en esta región el primer y segundo neutralinos pueden ser más ligeros que el primer chargino ($m_{\tilde{\chi}_1^0} < m_{\tilde{\chi}_2^0} < m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$), se puede tener producción de $\tilde{\chi}_2^0$ a partir del $\tilde{\chi}_1^\pm$. Si, además, existe degeneración entre los dos primeros neutralinos, $m_{\tilde{\chi}_1^0} \simeq m_{\tilde{\chi}_2^0}$, los canales usuales de desintegración del $\tilde{\chi}_2^0$ a través de Z^0, $\tilde{l}$ ó $\tilde{\nu}$ se encuentran altamente suprimidos por espacio de fase, apareciendo como dominante el *canal radiativo*:

$$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \ f \bar{f} \tilde{\chi}_2^0 \ \rightarrow \ f \bar{f} \tilde{\chi}_1^0 \gamma$$

Estos efectos pueden observarse con claridad en los diagramas de la Figura 4.6, donde se representan las curvas de nivel de masa del primer y segundo neutralino (diagramas a) y b)), y el porcentaje de la contribución radiativa en la desintegración del segundo neutralino, $BR(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \gamma\,\tilde{\chi}_1^0)$ (diagrama c)), en el plano (μ, M_2) y para un valor de $tan\beta = 1$. El área punteada en este último diagrama corresponde a aquella zona en la que es posible la producción del segundo neutralino a partir del chargino. Como se explicará en la siguiente sección, una manera de conseguir aumentar la eficiencia de detección de la señal en esta región consiste en combinar los análisis "neutralino *LSP*" y "gravitino *LSP*" para detectar los sucesos $\tilde{\chi}_1^+$ $\tilde{\chi}_1^-$ *no radiativos* y *radiativos*, respectivamente. Los valores de las eficiencias obtenidos tras aplicar dicha combinación de análisis sobre los puntos de la Tabla 4.16 fueron incluidos en la Figura 4.4.

La situación más complicada se presenta en la zona de $M_2 = \mu = 0$, para $tan\beta = 1$, ya que entonces el chargino tiene aproximadamente la misma masa que el bosón W y $\Delta M > 70$ GeV$/c^2$, de modo que el chargino se desintegra en un W casi real más un neutralino poco energético y de muy baja masa, resultando un tipo de sucesos indistinguibles del fondo estándar W^+W^-. Bajo éstas circunstancias ambos análisis, tanto el *radiativo* como el *no radiativo*, son ineficientes.

La técnica seguida en el tratamiento de este caso extremo se basa en aprovechar, precisamente, el hecho de que los sucesos $\tilde{\chi}_1^+$ $\tilde{\chi}_1^-$ son indistinguibles de los sucesos W^+W^-. Comparando el número de sucesos W^+W^- detectados en DELPHI a $E_{cm} = 172.4$ GeV con las predicciones del Modelo Estándar, es posible extraer un límite superior sobre la sección eficaz de producción de charginos para esos puntos de 3.1 *pb*, al 95 % de nivel de confianza. Como quiera que en el caso de sneutrino pesado ($m_{\tilde{\nu}} > 300$ GeV$/c^2$) la sección eficaz esperada para charginos ($\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ más $\tilde{\chi}_2^+\tilde{\chi}_2^-$) es siempre superior a 3.5 *pb* en la zona de $M_2 = \mu = 0$, con $tan\beta = 1$, toda esa región puede ser excluida para sneutrino pesado.

En aquellas zonas en las que haya producción de $\tilde{\chi}_2^0$ y la diferencia de masa entre $\tilde{\chi}_1^0$ y $\tilde{\chi}_2^0$ sea lo suficientemente grande como para que el canal $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow Z^0\,\tilde{\chi}_1^0$ domine sobre la desintegración radiativa, podrán aparecer nuevas topologías en el estado final distintas a las contempladas hasta ahora, con sucesos de multijets o multileptones. La producción de este tipo de sucesos se encuentra muy suprimida y, en cualquier caso, son recuperados por los criterios de selección diseñados para las topologías *ll*, *jets* y *jjl* (por ejemplo, un suceso a seis jets sería seleccionado por los cortes *jets*).

Finalmente, mencionemos que existe una estrecha banda situada a lo largo de la diagonal $M_2 \approx \mu$ (véase diagrama d) de la Figura 4.6), en la que el segundo chargino puede ser suficientemente ligero como para ser accesible cinemáticamente ($m_{\tilde{\chi}_2^\pm} < E_{haz}$), lo que implica la posibilidad de producir $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^+\,\tilde{\chi}_2^-$ y $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^+\,\tilde{\chi}_1^-$. Sin embargo, este escenario no presenta ningún problema adicional al quedar cubierto con las selecciones convencionales, ya que el segundo chargino suele estar casi degenerado con el primero ($m_{\tilde{\chi}_2^\pm} \simeq m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$), por lo que la producción de $\tilde{\chi}_2^\pm$ no da lugar a nuevas topologías.

En cualquier caso, pese a que las eficiencias de detección en esta región sean, en general, algo inferiores a las que se tienen en otras zonas del espacio de parámetros, las secciones eficaces de producción de charginos típicas (considerando un sneutrino pesado) son lo suficientemente elevadas como para que sea posible excluir la mayor parte de la región a partir de los datos recogidos a $E_{cm} = 172.4$ GeV. No obstante, si el sneutrino es ligero la sección eficaz puede disminuir lo suficiente en algunos puntos como para que sea imposible excluir esta región.

De este modo, los límites de exclusión sobre la masa del chargino que se presentan en este trabajo tendrán validez en todo el espacio de parámetros SUSY siempre que se considere un sneutrino pesado. Cuando se considere un sneutrino ligero podrán ser aplicados igualmente en todo el espacio de parámetros SUSY excepto en aquellos puntos donde exista producción del segundo neutralino ($m_{\tilde{\chi}^0_2} < m_{\tilde{\chi}^\pm_1}$).

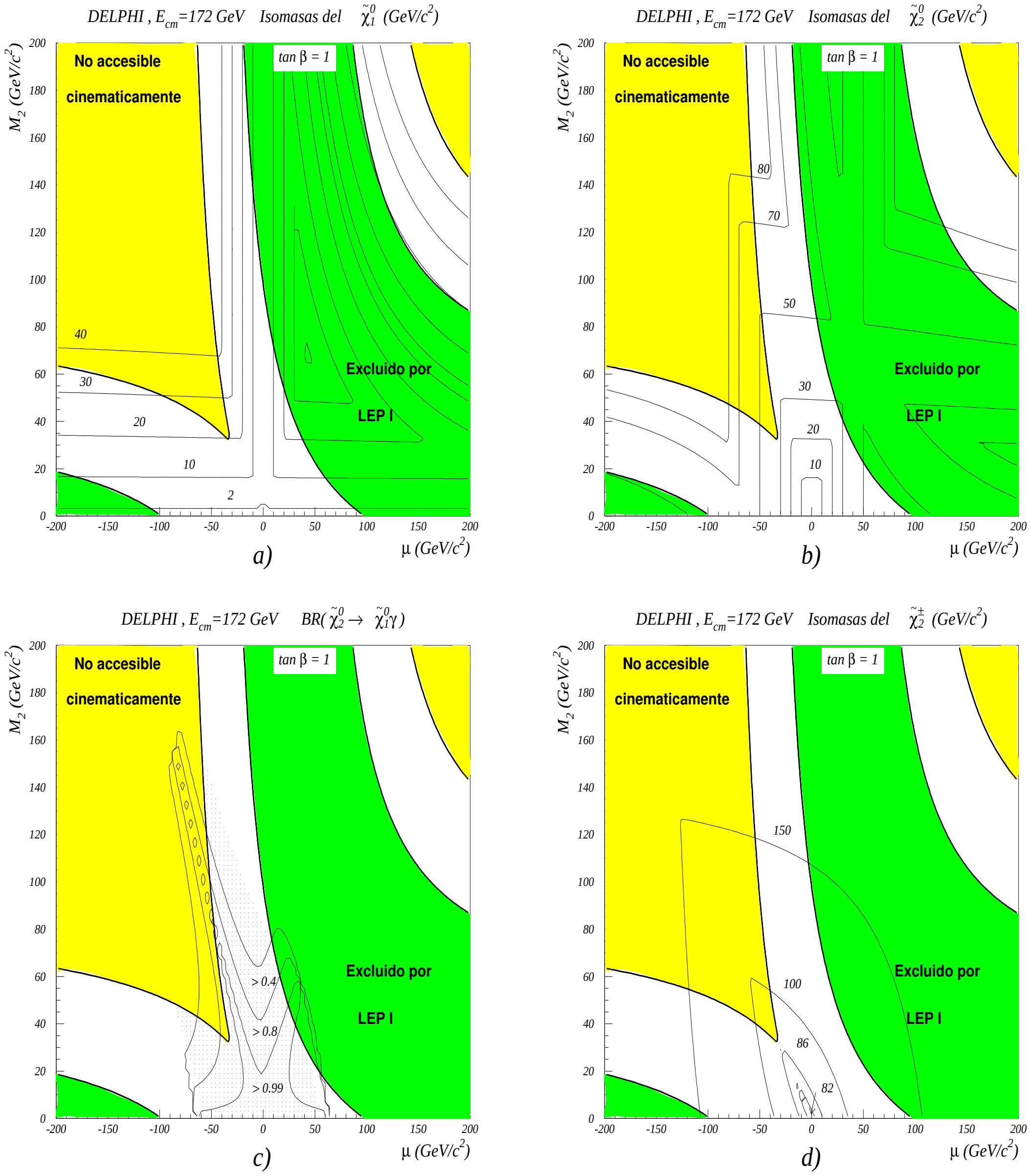


Figura 4.6: Curvas de nivel en el plano (μ, M_2) para $tan\beta = 1$ y $m_0 = 500$ GeV/c^2 : masa de $\tilde{\chi}^0_1$, $\tilde{\chi}^0_2$ y $\tilde{\chi}^\pm_2$ (diagramas a), b) y d)) y de probabilidad de desintegración radiativa, $\tilde{\chi}^0_2 \to \gamma\, \tilde{\chi}^0_1$ (diagrama c)).

4.5 Parametrización Global de la Eficiencia

En las Secciones 4.2.6 y 4.3.2 se da una estimación de la eficiencia de detección de la señal para una serie de puntos escogidos en el espacio de parámetros, tras aplicar los análisis "neutralino *LSP*" y "gravitino *LSP*", respectivamente. Sin embargo, resulta esencial contar con un método que permita extrapolar estos valores a cualquier punto en el espacio SUSY. En esta sección se explica con detalle el método que se ha seguido en este trabajo a tal fin.

En general, la eficiencia total de detección, ε, se puede escribir en función de las eficiencias parciales de cada topología (ε_{ll} , ε_{jl} , ε_{jets}) y de la probabilidad de desintegración del chargino en el canal puramente leptónico, B_l, de acuerdo con la expresión:

$$\varepsilon = \{B_l^2 \cdot \varepsilon_{ll} \, + \, 2 \cdot B_l \cdot (1 - B_l) \cdot \varepsilon_{jl} \, + \, (1 - B_l)^2 \cdot \varepsilon_{jets}\} \tag{4.2}$$

"escenario gravitino *LSP*"

La Figura 4.5 muestra la evolución de la eficiencia de detección de la señal $\tilde{\chi}_1^+ \, \tilde{\chi}_1^-$ en el "escenario gravitino *LSP*", en función de la diferencia de masa entre el primer chargino y la segunda partícula supersimétrica más ligera, tras aplicar una *disyunción lógica* de las selecciones *degenerada* y *no degenerada* sobre los sucesos de cada una de las tres topologías.

Como puede apreciarse, el comportamiento de la eficiencia en los tres canales (diagramas a), b) y c)) es muy similar, con valores entre el 50 % y el 60 % en la región degenerada, y en ligero descenso a medida que ΔM crece. La parametrización de las eficiencias sobre cada canal resulta sencilla a partir de una función polinómica que depende únicamente de ΔM y de la masa del chargino.

"escenario neutralino *LSP*"

En el análisis diseñado para el "escenario neutralino *LSP*" se aplican una serie de cortes basados en seleccionar sucesos caracterizados por energía y masa perdidos, eliminando aquellos sucesos con presencia de fotones aislados de alta energía con el fin de reducir la contaminación $e^+e^- \to f\,\bar{f}\,\gamma$. Los sucesos $\tilde{\chi}_1^+ \, \tilde{\chi}_1^-$ seleccionados por este análisis pueden ser calificados, pues, como *no radiativos*.

Por otra parte, el análisis desarrollado para el "escenario gravitino *LSP*" rechaza aquellos sucesos que carecen de fotón aislado, por lo que los sucesos $\tilde{\chi}_1^+ \, \tilde{\chi}_1^-$ seleccionados se pueden clasificar como *radiativos*.

Se trata, pues, de dos análisis *complementarios* que pueden ser utilizados conjuntamente para detectar, de modo más eficiente, tanto los casos en los que no hay producción de fotones energéticos en el estado final, lo que comprende la mayor parte del espacio de parámetros SUSY, como aquellos en los que las desintegraciones del tipo $\tilde{\chi}_2^0 \to \gamma\, \tilde{\chi}_1^0$ son dominantes (por ejemplo la región $\mu \simeq M_2 \simeq 0$ con $tan\beta$ cercano a la unidad).

De este modo, para un punto dado en el espacio SUSY del que se conoce tanto B_l como la probabilidad de producción de sucesos $\tilde{\chi}_2^0 \to \gamma\, \tilde{\chi}_1^0$, el valor de la eficiencia de cada canal se extrae combinando la eficiencia sobre sucesos *no radiativos* con la eficiencia sobre sucesos *radiativos*, expresadas ambas como funciones polinómicas de ΔM y de la masa del chargino.

Una vez parametrizada la eficiencia es importante conocer cual es su comportamiento en todo el espacio de parámetros, es decir, cual es la distribución de ε en función de ΔM (o de la masa del primer chargino o del primer neutralino) cuando se varían los parámetros M_2 y μ en el rango permitido. En las Figuras 4.7 a 4.12 se muestran algunas de éstas distribuciones. Para la construcción de los gráficos se fijó el valor de $tan\beta$ a 1 ó 35, dependiendo del caso, y se hizo un barrido en M_2 y μ entre los valores $0 < M_2 < 800$ GeV/c^2 y -200 $< \mu <$ 200 GeV/c^2, respectivamente.

En la Figura 4.7 se muestran, en función de ΔM, los valores de la eficiencia asociada a cada punto del espacio MSSM por el análisis *no radiativo* (izquierda) y *radiativo* (derecha), para un valor de $tan\beta = 1$. Dado que para este valor de $tan\beta$ la probabilidad de producción de sucesos radiativos puede ser importante en ciertas regiones del espacio SUSY, la contribución del análisis *radiativo* resulta importante para valores de $\Delta M > 20$ GeV/c^2 como se aprecia claramente en el gráfico. Sin duda, el hecho más relevante es que la inclusión del análisis *radiativo* implica un incremento en la eficiencia total en las zonas de alto ΔM, que puede se superior al 50 % respecto del que se conseguiría aplicando únicamente el análisis *no radiativo* (por debajo de $\Delta M \sim 50$ GeV/c^2 la probabilidad de producción de sucesos radiativos es prácticamente nula).

En la Figura 4.8 se muestran los valores de la eficiencia total para cada punto del espacio MSSM, tomando $tan\beta = 1$ (izquierda) y $tan\beta = 35$ (derecha). Como se aprecia en el gráfico, las eficiencias son muy similares en ambos casos (para $tan\beta = 35$ no existen valores de ΔM superiores a 38 GeV/c^2).

Las diferentes áreas sombreadas de la Figura 4.9 indican distintos valores de la eficiencia total de detección (en porcentaje), de acuerdo con la escala que aparece en la parte derecha de cada gráfico, para $tan\beta = 1$ (izquierda) y $tan\beta = 35$ (derecha). La línea contínua delimita la región accesible cinemáticamente. La Figura 4.10 ofrece una información similar, pero esta vez en un diagrama tridimensional, con la eficiencia total en el eje z y las masas del primer chargino y primer neutralino en los ejes x e y, respectivamente.

Finalmente, en la Figura 4.11 se muestra el valor de la eficiencia total para cada punto del espacio MSSM, en función de la masa del primer chargino y de ΔM, para $tan\beta = 1$ (izquierda) y $tan\beta = 35$ (derecha). Las áreas sombreadas indican, nuevamente, distintos valores de la eficiencia de acuerdo con la escala que aparece en la parte derecha del gráfico. La Figura 4.12 ofrece una información similar en forma de diagrama tridimensional, con la eficiencia total en el eje z, ΔM en el eje x y la masa del primer chargino en el eje y, respectivamente.

Como se aprecia en estas figuras, la eficiencia de detección muestra sus valores máximos ($\sim$ 70 %) para valores de $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 70$ GeV/c^2 y $m_{\tilde{\chi}_1^0} > 40$ GeV/c^2 (o equivalentemente 15 GeV/c^2 $< \Delta M <$ 40 GeV/c^2), descendiendo suavemente a medida que lo hace la masa del chargino. Como se explicó en la Sección 1.8, la zona de $\Delta M < 3$ GeV/c^2 no ha sido estudiada en este trabajo, por lo que la eficiencia asociada se considera nula.

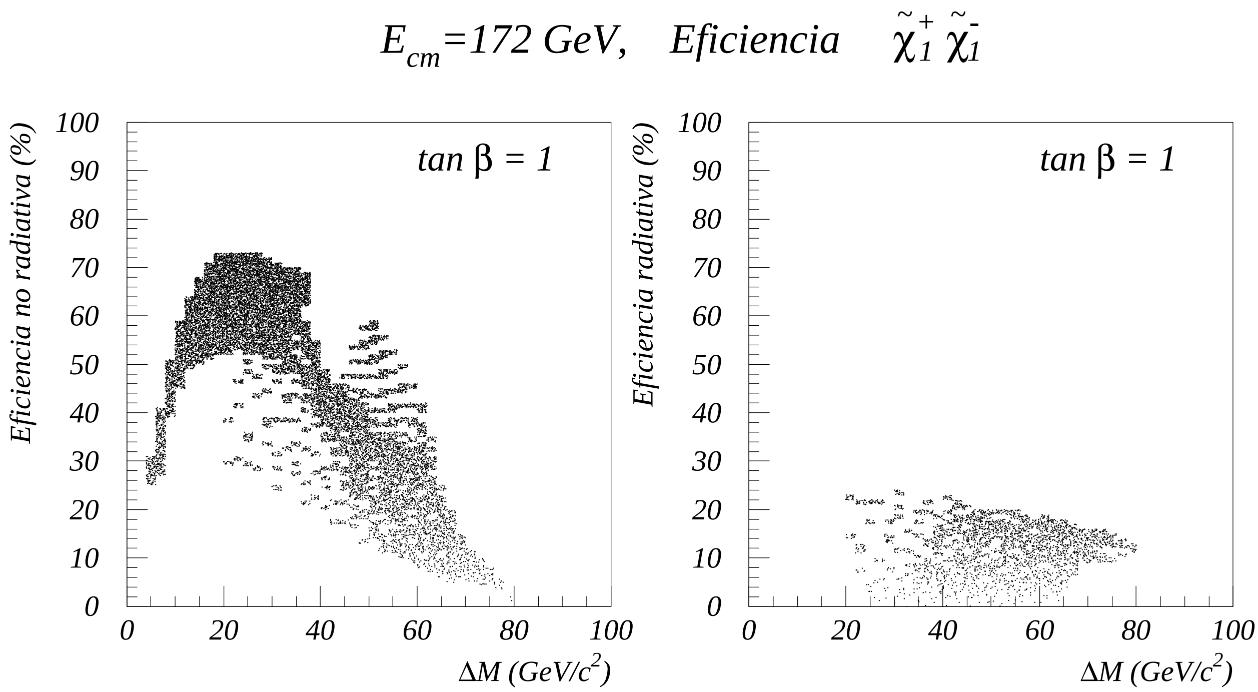


Figura 4.7: Eficiencia de detección de los análisis *no radiativo* (izquierda) y *radiativo* (derecha) en función de ΔM para cada punto (μ, M_2) del espacio de parámetros SUSY, tomando $tan\beta = 1$, a $E_{cm} = 172$ GeV.

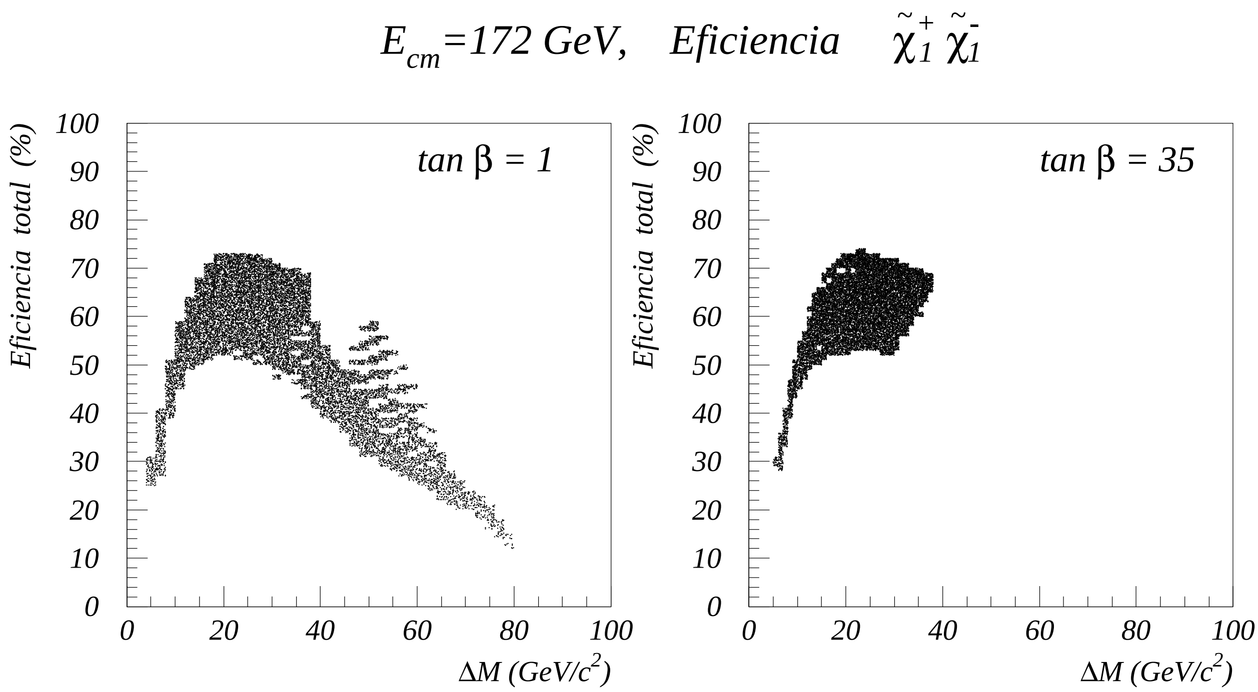


Figura 4.8: Eficiencia de detección total en función de ΔM para cada punto (μ, M_2) del espacio de parámetros SUSY, tomando $tan\beta = 1$ (izquierda) y $tan\beta = 35$ (derecha), a $E_{cm} = 172$ GeV.

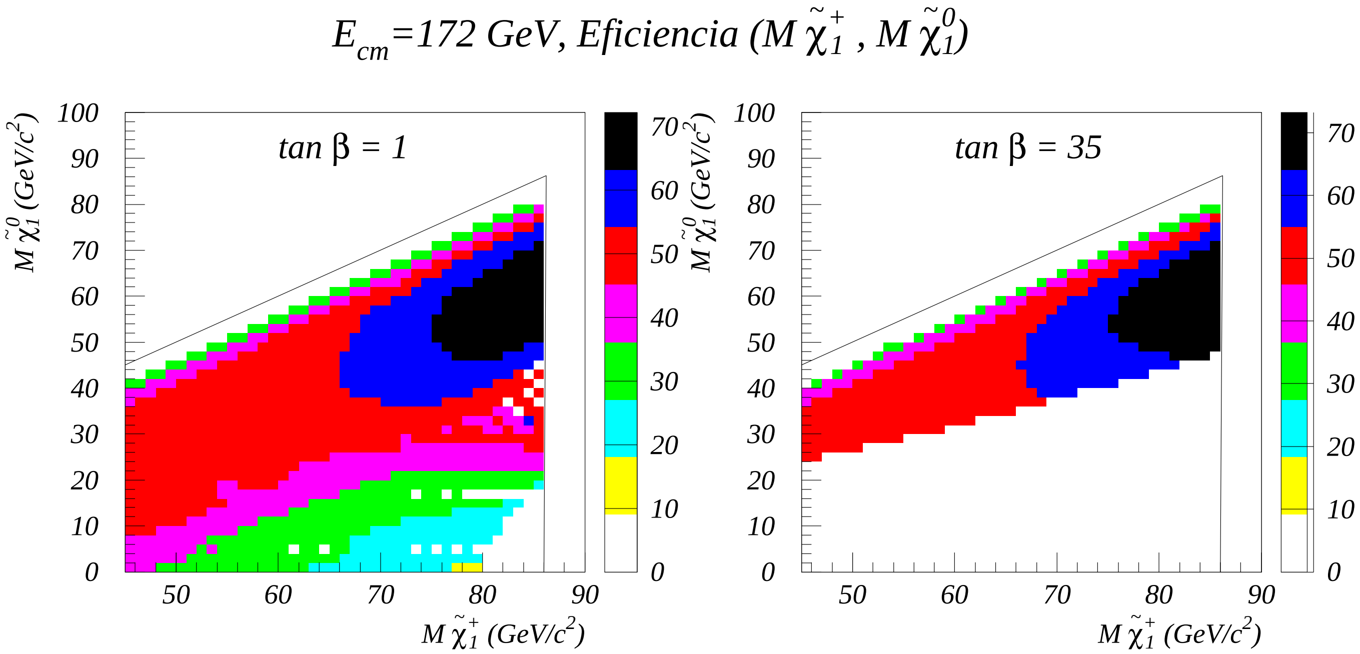


Figura 4.9: Contornos de eficiencia total de detección, expresada en porcentaje de acuerdo con la escala, en función de la masa del primer neutralino y de la masa del primer chargino para cada punto (μ, M_2) del espacio de parámetros SUSY, tomando $tan\beta$ = 1 (izquierda) y $tan\beta$ = 35 (derecha), a E_{cm} = 172 GeV. La línea contínua delimita la región accesible cinemáticamente.

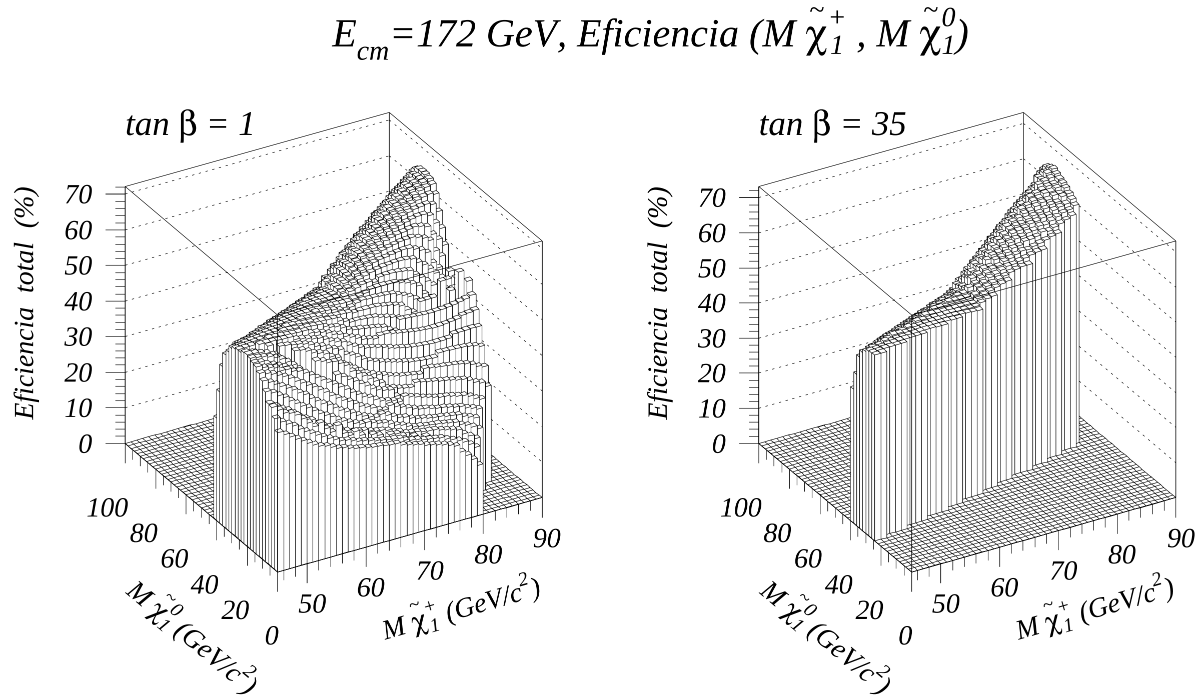


Figura 4.10: Distribución de la eficiencia total de detección (eje z) en función de la masa del primer neutralino (eje y) y de la masa del primer chargino (eje x) para cada punto (μ, M_2) del espacio de parámetros SUSY, tomando $tan\beta$ = 1 (izquierda) y $tan\beta$ = 35 (derecha), a E_{cm} = 172 GeV.

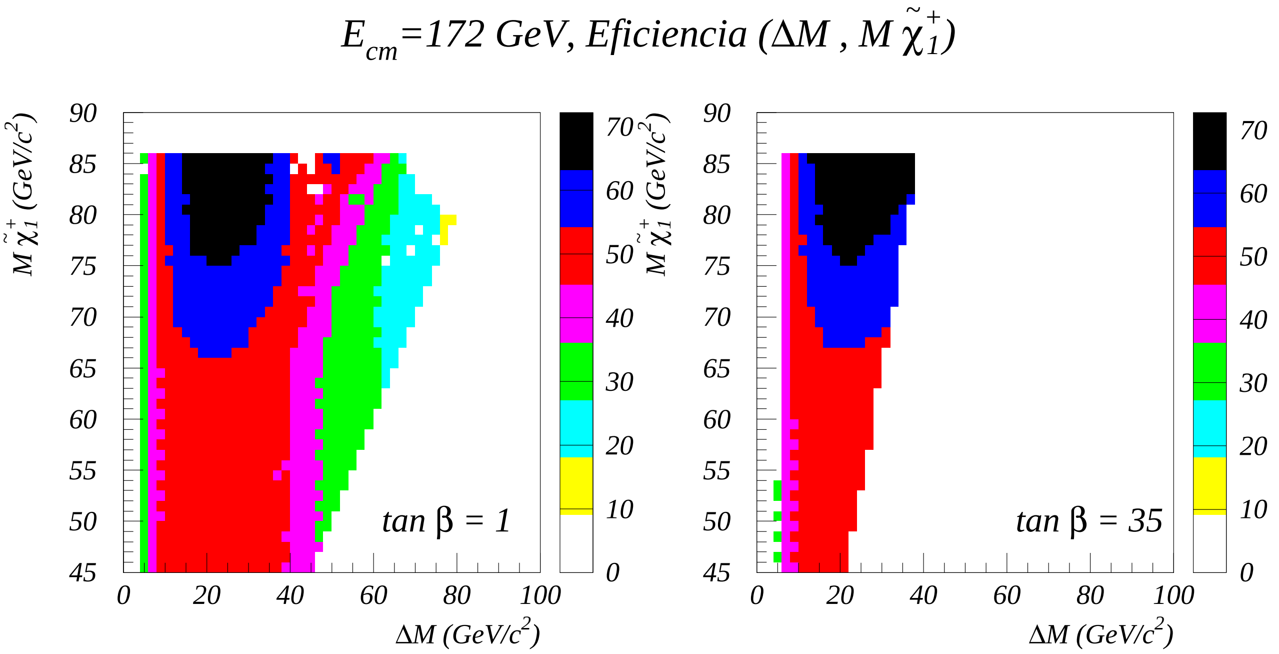


Figura 4.11: Contornos de eficiencia total de detección, expresada en porcentaje de acuerdo con la escala, en función de la masa del primer chargino y de ΔM para cada punto (μ, M_2) del espacio de parámetros SUSY, tomando $tan\beta = 1$ (izquierda) y $tan\beta = 35$ (derecha), a E_{cm} = 172 GeV.

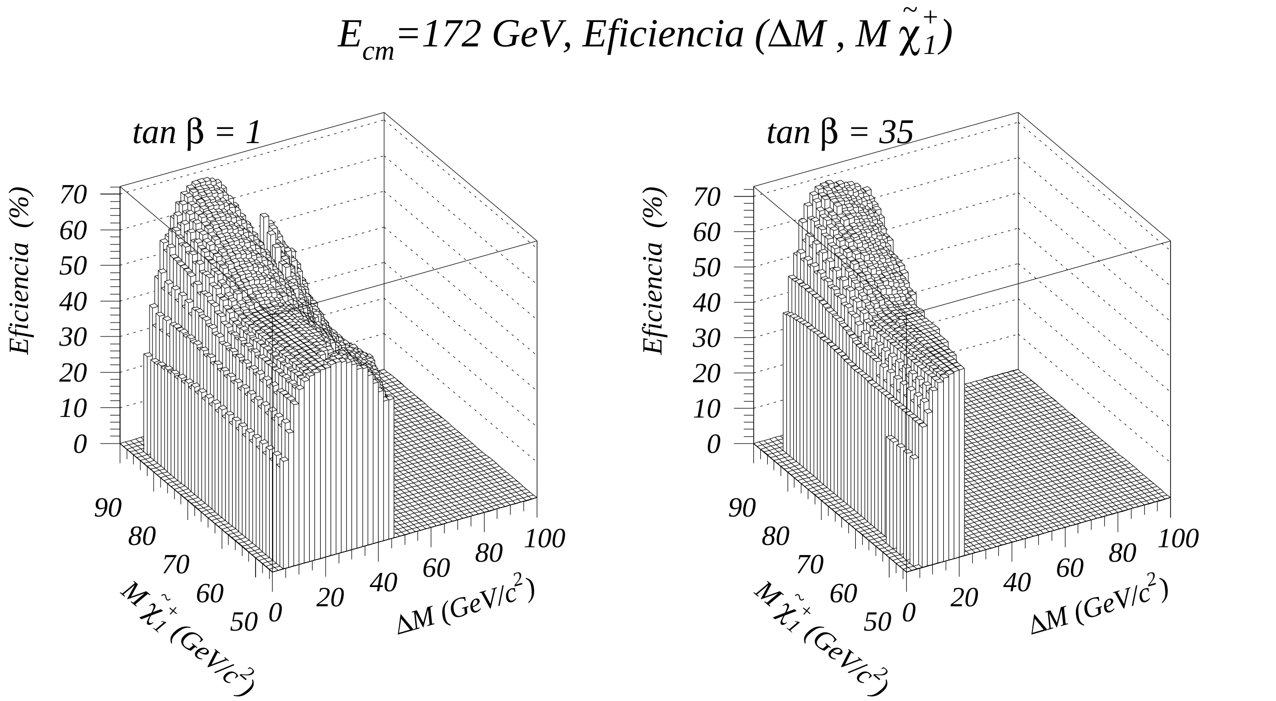


Figura 4.12: Distribución de la eficiencia total de detección (eje z) en función de la masa del primer chargino (eje y) y de ΔM (eje x) para cada punto (μ, M_2) del espacio de parámetros SUSY, tomando $tan\beta = 1$ (izquierda) y $tan\beta = 35$ (derecha), a E_{cm} = 172 GeV.

4.6 La visualización gráfica de sucesos

El último eslabón en la cadena de selección de sucesos lo constituye la visualización gráfica. Para ello se empleó el programa DELGRA [7], que ofrece una visión espacial del detector DELPHI y de cualquier suceso registrado en el mismo. Entre sus muchas posibilidades están las de permitir el *análisis interactivo del suceso* : visualizar con detalle partes del detector y listar sus contenidos; reconstruir vértices y trazas a partir de elementos de detector y jets a partir de trazas; calcular magnitudes físicas tales como masas invariantes, acoplanaridad o momento perdido; identificar partículas; etc.

La visualización gráfica resulta extremadamente útil a la hora de estudiar con detalle problemas concretos relacionados con el detector o con la física de algún suceso en particular. Por un lado, pese a que la simulación reproduce con gran fiabilidad la mayoría de los procesos que ocurren en DELPHI durante la toma de datos, no todos los efectos posibles están simulados (el ruido electrónico del detector, por ejemplo). Por otro, en ocasiones se producen fallos en la reconstrucción de las trazas o asociaciones incorrectas de elementos de traza con depósitos de energía en los calorímetros, por lo que el valor de algunas magnitudes globales del suceso pueden verse alteradas.

De toda la estadística acumulada a E_{cm} = 172 GeV, 14 sucesos fueron seleccionados por los cortes, de los cuales 12 fueron rechazados tras la visualización gráfica.

El método seguido durante la visualización gráfica de aquellos sucesos candidatos en los que ha sido detectada algún tipo de anomalía (a nivel de detector o de reconstrucción del suceso), consiste en corregir el problema de modo interactivo, recalculando todas las variables generales del suceso (número de trazas, masa y energías visibles, momento transverso perdido, etc) a partir de los valores de los cuadrimomentos de las nuevas trazas y neutros del suceso, comprobando entonces si el suceso pasa o no los cortes de selección.

Los motivos del rechazo de sucesos fueron, esencialmente, presencia de *ruido del detector* y problemas de *track splitting* (efectos no reproducidos en la simulación Monte Carlo) y, en menor medida, problemas de reconstrucción en los sucesos.

El ruido del detector es una patología fácilmente identificable ya que muestra una estructura muy típica con algún módulo del detector saturado de señal. El ruido electrónico en el detector suele provenir de los calorímetros, en cuyo caso se recalculan todas las variables del suceso excluyendo del cálculo el ruido del detector y se verifica si el suceso pasa los cortes de selección. Si, por el contrario, el detector ruidoso es un detector de trazas principal (*TPC*, *VD* o *ID*), el suceso es rechazado directamente.

El *track splitting* es un efecto caracterizado por la duplicación de algunas trazas al ser reconstruidas por varios detectores. Los sucesivos reprocesados con las consiguientes correcciones en el alineamiento del detector solucionan en gran medida este problema.

Los problemas de reconstrucción provocan la alteración de los valores de algunas de las magnitudes del suceso tales como la multiplicidad, el momento transverso perdido o la acoplanaridad, que pueden traducirse en la aparición de candidatos. La búsqueda y ajuste de trazas resulta especialmente complicada, por ejemplo, en sucesos hadrónicos de alta multiplicidad, donde la densidad de elementos de traza (TEs) en el detector es elevada. La combinación de los diferentes TEs puede resultar incorrecta y con ello puede crearse una traza cuyos parámetros (cuadrimomento y energía calorimétrica asociada) sean, a su vez, incorrectos.

Con el fin de conocer el efecto de la visualización gráfica sobre la estimación del fondo Monte Carlo, se analizaron visualmente todos los sucesos de fondo que pasaban los cortes de selección, estimándose en 1.1 el número de sucesos muertos por visualización.

El efecto de la visualización gráfica de los sucesos también fue tenido en cuenta en la estimación de la eficiencia de la señal. El método seguido para ello consistió en analizar con DELGRA un conjunto de sucesos Monte Carlo seleccionados por los cortes de las diferentes topologías, formado por una mezcla aleatoria de sucesos $\tilde{\chi}_1^+ \, \tilde{\chi}_1^-$ y de sucesos de fondo. Aplicando los mismos criterios que sobre los datos reales anteriormente expuestos e ignorando la verdadera naturaleza del suceso visualizado, se encontró que la fracción de sucesos $\tilde{\chi}_1^+ \, \tilde{\chi}_1^-$ rechazados por estos criterios era inferior al 2 %.

4.7 Efecto de los cortes de selección sobre el fondo y la señal

Un ejercicio interesante consiste en calcular el porcentaje de sucesos de fondo y de señal rechazados por cada uno de los cortes de selección de las diferentes topologías. De este modo es posible conocer cuales son los cortes más efectivos sobre los distintos procesos de fondo y cuales afectan más a la señal.

En la Tabla 4.17 se muestra la lista de los cortes de selección *jjl no degenerada*, junto con el porcentaje de sucesos de fondo (tercera columna) y de señal (cuarta columna) que son eliminados por cada uno de los cortes. En la primera columna se da una indicación de cual es el efecto dominante de cada corte. En las Tablas 4.18 y 4.19 se da una información análoga para las selecciones *jets* y *ll* respectivamente, ambas *no degeneradas*. Para la elaboración de las tablas se tuvo en cuenta la contribución de todos los procesos de fondo presentes a $E_{cm} = 172$ GeV (descritos en la Sección 3.3). Para la estimación del efecto de cada corte sobre la señal se tomó el cuarto punto de la Tabla 3.1 ($\Delta M = 29.9$ GeV$/c^2$).

Los porcentajes que aparecen en las tablas no se calcularon de forma secuencial, sino que cada cifra muestra el efecto absoluto de cada corte, normalizando al número de sucesos que pasan los *cortes de preselección* (véase Sección 4.1) y el corte en multiplicidad total. Además, en las topologías *jjl* y *jets*, los porcentajes se calcularon normalizando respecto al número de sucesos que pasan el primero de los cortes, que es el que define la topología (en el caso leptónico queda ya definida tras los *cortes de preselección*). Respecto a la señal, los porcentajes se calcularon aplicando los cortes sobre los sucesos de la topología correspondiente y normalizando respecto al número total de sucesos de cada topología. En la última línea se muestra el efecto global de todos los cortes.

La mayor parte de los sucesos *bhabha*, así como los $\nu\bar{\nu}$ y *QED*, son eliminados gracias a los *cortes de preselección*. Los sucesos supervivientes, por orden decreciente en abundancia, vienen asociados esencialmente a procesos $\gamma\gamma$, $f\,\bar{f}\,(\gamma)$, $Z^0 e^+ e^-$, W^+W^-, $Z^0\,Z^0$ y $W\,e\,\nu$.

En la Tabla 4.17 se observa que el corte de mayor efecto sobre el fondo y sobre la señal en la selección *jjl* es el exigir la presencia de un leptón aislado, ya que son eliminados un 99.4 % y un 52.2 % de los sucesos, respectivamente. A este nivel de cortes los fondos dominantes son el W^+W^-, $Z^0\,Z^0$ y $f\,\bar{f}\,(\gamma)$, habiéndose reducido enormemente la contribución $\gamma\gamma$ al fondo total, pues estos procesos no cuentan con leptones aislados a alto ángulo. La combinación de los cortes en masa visible (81.8 %) y acoplanaridad (90.5 %) se muestra altamente eficiente eliminando estos procesos, mientras que la pérdida de señal se sitúa en torno al 13 %.

Los resultados de la selección *jets* (Tabla 4.18) muestran un comportamiento diferente, ya que son muy pocos los sucesos eliminados tras exigir la ausencia de un leptón aislado: 0.5 % en el fondo y 4.5 % en la señal. Este hecho es predecible, ya que la mayor parte del fondo es de composición puramente hadrónica. Afortunadamente, los procesos dominantes $\gamma\gamma$ muestran una altísima sensibilidad a cortes en ciertas variables como el momento transverso perdido, el porcentaje de energía en la región hacia delante–detrás o la dirección del momento perdido, de modo que la combinación de estos cortes consigue eliminar más del 97 % de los sucesos. Respecto a la señal, el corte en acoplanaridad (necesario para reducir, entre otras, la contaminación $q\,\bar{q}\,\gamma$) es el que más sucesos $\tilde{\chi}_1^+\ \tilde{\chi}_1^-$ elimina ($\sim$ 24 %).

En cuanto a la selección *ll*, la composición del fondo tras los *cortes de preselección*, donde se exige un número de trazas entre 2 y 8, consiste, básicamente, en sucesos $\gamma\,\gamma$ leptónicos y, en menor medida, W^+W^- leptónicos. Como se observa en la Tabla 4.19, el porcentaje de sucesos rechazados por el corte en momento transverso perdido es muy alto, en torno al 96 %. Los resultados reflejan también la potencia del corte en la variable $\tilde{P}^2$, contra los procesos $\gamma\gamma \to \tau^+\,\tau^-$, así como el efecto nulo sobre la señal de los cortes en energía visible y momento de la traza más energética.

En las tres selecciones se obtiene un poder de rechazo del fondo superior al 99.9 %, mientras que la eficiencia de la señal está entre un 41.0 % (selección *jjl*) y un 62.3 % (selección *jets*).

Efecto del corte	**CORTES DE SELECCION** jjl $E_{cm} = 172$ GeV	**% sobre el fondo Monte Carlo**	**% sobre la señal** $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$
Definición de la topologia	Presencia de leptón aislado	99.4	52.2
		$\downarrow$	$\downarrow$
Anti $\gamma\gamma$	$\not{P}_t > 4$ GeV/c $\%E_{cono\,20^0} < 50$ %	45.0	5.0
Anti $f\bar{f}$ W^+W^- $We\nu$ Z^0Z^0	$M_{l\nu}(GeV/c^2) < 60 \cdot (1 - \frac{M_{had}}{65})$	81.8	0.3
	Acoplanaridad $> 15^0$	90.5	12.3
Veto de sucesos radiativos	Cortes de hermeticidad	5.8	0.1
	Todos los cortes	>99.9	59.0

Tabla 4.17: Porcentaje de sucesos Monte Carlo de fondo (tercera columna) y de señal (cuarta columna) eliminados por los cortes de selección jjl (segunda columna) a $E_{cm} = 172$ GeV. Se tuvo en cuenta la contribución de todos los procesos de fondo presentes a esta energía y se tomó, para la señal, un punto representativo con $\Delta M = 29.9$ GeV/c^2. El primero de los cortes, que define la topología, se normaliza respecto al número de sucesos que pasa los *cortes de preselección* y de multiplicidad total, mientras que el resto de porcentajes se normaliza respecto al número de sucesos que pasa este primer corte. Los cortes no se aplican de forma secuencial sino independiente, de modo que cada fila muestra el efecto aislado de cada corte. En la primera columna se da una indicación de cual es el efecto dominante de cada corte. En la última línea se muestra el efecto global de todos los cortes.

Efecto del corte	**CORTES DE SELECCION** *jets* $E_{cm} = 172$ GeV	**% sobre el fondo Monte Carlo**	**% sobre la señal** $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$
Definición de la topologia	Ausencia de leptón aislado	0.5	4.5
		↓	↓
Anti $\gamma\gamma$	$\not{P}_t > 5$ GeV/c $\%E_{cono\,20^0} < 50$ % $30^0 < \theta_{\not{p}} < 150^0$	97.5	13.1
Anti $f\bar{f}$ W^+W^- $We\nu$ Z^0Z^0	$M_{visible} < 68$ GeV/c^2	7.1	0.8
	Acoplanaridad $> 20^0$	96.6	23.9
Proteccion a bajo angulo	$24^0 < \theta_{jets} < 156^0$	71.2	12.9
Veto de sucesos radiativos	Cortes de hermeticidad	3.1	0.2
	Todos los cortes	>99.9	37.7

Tabla 4.18: Porcentaje de sucesos Monte Carlo de fondo (tercera columna) y de señal (cuarta columna) eliminados por los cortes de selección *jets* (segunda columna) a $E_{cm} = 172$ GeV. Como en la tabla anterior, se tuvo en cuenta la contribución de todos los procesos de fondo presentes a esta energía y se tomó, para la señal, un punto representativo con $\Delta M = 29.9$ GeV/c^2. El primero de los cortes, que define la topología, se normaliza respecto al número de sucesos que pasa los *cortes de preselección* y de multiplicidad total, mientras que el resto de porcentajes se normaliza respecto al número de sucesos que pasa este primer corte. Los cortes no se aplican de forma secuencial sino independiente, de modo que cada fila muestra el efecto aislado de cada corte. En la primera columna se da una indicación de cual es el efecto dominante de cada corte. En la última línea se muestra el efecto global de todos los cortes.

Efecto del corte	**CORTES DE SELECCION** ll $E_{cm} = 172$ GeV	**% sobre el fondo Monte Carlo**	**% sobre la señal** $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$
Anti $\gamma\gamma$	$\not{P}_t > 5$ GeV$/c$	96.1	14.7
	$\%E_{cono\,30^0} < 50$ %	58.4	10.5
Anti $f\bar{f}$ Z^0Z^0 W^+W^-	$E_{visible} < 62$ GeV	3.9	0.0
	Acoplanaridad $> 10^0$	32.1	5.8
	$P_{traza\,mas\,energetica} < 30$ GeV$/c$	4.5	0.0
Anti $\gamma\gamma \to \tau^+\tau^-$	$\tilde{P}^2 > 0.4$ GeV$^2/c^2$	90.6	18.3
Veto de sucesos radiativos	Cortes de hermeticidad	2.9	0.0
	Todos los cortes	>99.9	42.6

Tabla 4.19: Porcentaje de sucesos Monte Carlo de fondo (tercera columna) y de señal (cuarta columna) eliminados por los cortes de selección ll (segunda columna) a $E_{cm} = 172$ GeV. Se tuvo en cuenta la contribución de todos los procesos de fondo presentes a esta energía y se tomó, para la señal, un punto representativo con $\Delta M = 29.9$ GeV$/c^2$. Todos los porcentajes se normalizan respecto al número de sucesos que pasa los *cortes de preselección*. Los cortes no se aplican de forma secuencial sino independiente, de modo que cada fila muestra el efecto aislado de cada corte. En la primera columna se da una indicación de cual es el efecto dominante de cada corte. En la última línea se muestra el efecto global de todos los cortes.

4.8 Comparación datos reales - fondo estimado

En esta sección se presenta un estudio comparativo entre el número de sucesos en los datos reales y el número estimado de sucesos de fondo que pasan los diferentes cortes de selección a $E_{cm} = 172.4$ GeV en las diferentes topologías. Como se mostrará en el Capítulo 5, existe un buen acuerdo entre ambas cantidades tras haber aplicado todos los cortes de selección. Sin embargo, resulta fundamental verificar que dicho acuerdo se mantiene a todos los niveles en la jerarquía de cortes.

Los valores que aparecen en las tablas se calcularon tras aplicar los *cortes de preselección* (Sección 4.1), que limpian los datos de sucesos que no han sido reproducidos en la muestra de procesos simulados, esencialmente sucesos no asociados con interacciones e^+e^- en DELPHI tales como ruido del detector, sucesos *beam-gas* o cósmicos.

Los sucesos rechazados mediante visualización gráfica han sido extraídos automáticamente en el nivel de corte correspondiente. Por ejemplo, un suceso en el que se observase ruido en alguno de los subdetectores de DELPHI, sería rechazado a la vez que se aplican los *cortes de preselección*; un suceso hadrónico en el que se haya detectado un problema de reconstrucción en alguna traza de tal suerte que, tras la corrección del cuadrimomento, el valor de la masa visible supere el valor del corte, sería rechazado a la vez que se aplica el corte en $M_{visible}$.

El resultado de la comparación entre el número estimado de sucesos de fondo y de datos que pasan los cortes de las distintas selecciones se ofrece en las Tablas 4.20 a 4.22. Los cortes son aplicados de forma secuencial.

Los primeros cortes aplicados ($\%E_{cono\,20^0}$, $\not{P}_t$, etc.) tratan de eliminar aquellos sucesos que concentran la mayor parte de su actividad en la zonas a bajo ángulo polar. A este primer nivel de cortes se observa un buen acuerdo entre el número de sucesos de fondo estimado mediante simulación Monte Carlo y el número de sucesos observado en datos. La región muy hacia delante en DELPHI ($\theta < 20^0$) es una zona débil en la reconstrucción de trazas debido, por un lado, a la ausencia de dispositivos de medida de trazas por debajo de $\theta = 10^0$ y, por otro, a la gran cantidad de material pasivo situado delante de las cámaras *FCA* y *FCB*. Este material, formado esencialmente por cables y soportes metálicos de los detectores, aumenta tanto la probabilidad de conversión de fotones energéticos en pares e^+e^-, como la de interacción de cualquier partícula cargada, en especial de electrones de alta energía que generan cascadas electromagnéticas antes de llegar a los calorímetros. Una de las dificultades de esta región reside, precisamente, en reproducir fielmente la composición y forma de dicho material pasivo en la simulación Monte Carlo ya que, obviamente, las diferencias entre el detector real y el detector simulado por DELSIM [8] se traducen en discrepancias en la comparación entre datos reales y estimaciones Monte Carlo.

En las selecciones *jjl* y *jets*, el segundo grupo de cortes aplicado es la definición de la topología. Posteriormente se aplican los cortes en masa o energía visibles y en acoplanaridad y, finalmente, los cortes de hermeticidad.

Es importante destacar el buen acuerdo entre el número de sucesos de fondo estimado mediante simulación Monte Carlo y el número de sucesos observado en datos, a todos los niveles de corte en las selecciones de las tres topologías en estudio (una vez aplicados los *cortes de preselección*).

En las Figuras 4.13 a 4.26 se muestra una comparación entre las distribuciones Monte Carlo y de datos reales, a $E_{cm} = 172.4$ GeV, de los observables esenciales empleados en los diferentes análisis. Para la elaboración de los gráficos se exigió, en primer lugar, que el porcentaje de partículas *malas* fuese inferior al 70 % del total de partículas del suceso, y la presencia de, al menos, dos trazas cargadas en el suceso (al menos una de ellas medida en la *TPC*). Además, se pidió que los porcentajes de energía en un cono de 20^0 hacia delante–detrás y de energía electromagnética (para aquellos sucesos con $E_{E.M.} > 30$ GeV), no superasen el 50 % y el 90 % de la energía total del suceso, respectivamente. Por último se exigió que el momento transverso perdido excediese los 4 GeV/c y que el momento perdido no apuntase hacia las regiones hacia delante–detrás de DELPHI ($30^0 < \theta_{\not{p}} < 150^0$). En los gráficos, los datos se muestran con las correspondientes barras de error y la predicción del fondo Monte Carlo en forma de histogramas.

$E_{cm} = 172.4$ GeV , $\mathcal{L} = 10.2\ pb^{-1}$, CORTES DE SELECCION *jjl*

corte *jjl*	**Num. sucesos estimados Monte Carlo**	**Num. sucesos datos reales**
$\not{P}_t > 4$ GeV/c $\%E_{cono\,20^0} < 50$ %	633.8 ± 11.3	672 ± 26
Presencia de leptón aislado	50.8 ± 3.2	42 ± 7
Acoplanaridad $> 15^0$	8.6 ± 1.3	8 ± 3
$M_{l\nu}(GeV/c^2) < 60 \cdot (1 - \frac{M_{had}}{65})$	1.2 ± 0.4	$1\ ^{+\ 2.3}_{-\ 0.8}$
Cortes de hermeticidad	0.20 ± 0.08	0 (< 1.15 , 68% CL)

Tabla 4.20: Comparación datos - Monte Carlo en la selección *jjl*. En la tabla se muestra el número estimado de sucesos de fondo (segunda columna) y de datos reales (tercera columna) que sobreviven tras aplicar los sucesivos cortes de selección (primera columna).

$E_{cm} = 172.4$ GeV , $\mathcal{L} = 10.2\ pb^{-1}$, CORTES DE SELECCION *jets*

corte *jets*	**Num. sucesos estimados Monte Carlo**	**Num. sucesos datos reales**
$\not{P}_t > 5$ GeV/c $\%E_{cono\,20^0} < 50$ % $30^0 < \theta_{\not{p}} < 150^0$	475.1 ± 9.7	470 ± 22
Ausencia de leptón aislado	395.0 ± 8.9	416 ± 20
$M_{visible} > 68$ GeV/c^2	42.2 ± 2.9	49 ± 7
Acoplanaridad $> 20^0$	5.2 ± 0.6	$4\ ^{+\ 3.2}_{-\ 2.2}$
$24^0 < \theta_{jets} < 156^0$	2.3 ± 0.3	$2\ ^{+\ 2.6}_{-\ 1.3}$
Cortes de hermeticidad	1.47 ± 0.18	0 (< 1.15 , 68% CL)

Tabla 4.21: Comparación datos - Monte Carlo en la selección *jets*. En la tabla se muestra el número estimado de sucesos de fondo (segunda columna) y de datos reales (tercera columna) que sobreviven tras aplicar los sucesivos cortes de selección (primera columna).

$E_{cm} = 172.4$ GeV , $\mathcal{L} = 10.2\ pb^{-1}$, CORTES DE SELECCION ll

corte ll	**Num. sucesos estimados Monte Carlo**	**Num. sucesos datos reales**
$P_{traza\,mas\,energetica} < 30$ GeV/c	339.1 $\pm$ 8.3	388 $\pm$ 20
$\%E_{cono\,30^0} < 50$ %	188.5 $\pm$ 6.1	205 $\pm$ 14
$\not{P}_t > 5$ GeV/c	39.0 $\pm$ 2.8	58 $\pm$ 8
$\tilde{P}^2 > 0.4$ GeV$^2/c^2$	3.8 $\pm$ 0.8	$6\ ^{+\,3.6}_{-\,2.4}$
$E_{visible} < 62$ GeV	3.7 $\pm$ 0.8	$5\ ^{+\,3.4}_{-\,2.2}$
Acoplanaridad $> 10^0$ Cortes de hermeticidad	3.3 $\pm$ 0.7	$2\ ^{+\,2.6}_{-\,1.3}$
Resto de cortes	0.78 $\pm$ 0.16	$1\ ^{+\,2.3}_{-\,0.8}$

Tabla 4.22: Comparación datos - Monte Carlo en la selección ll. En la tabla se muestra el número estimado de sucesos de fondo (segunda columna) y de datos reales (tercera columna) que sobreviven tras aplicar los sucesivos cortes de selección (primera columna).

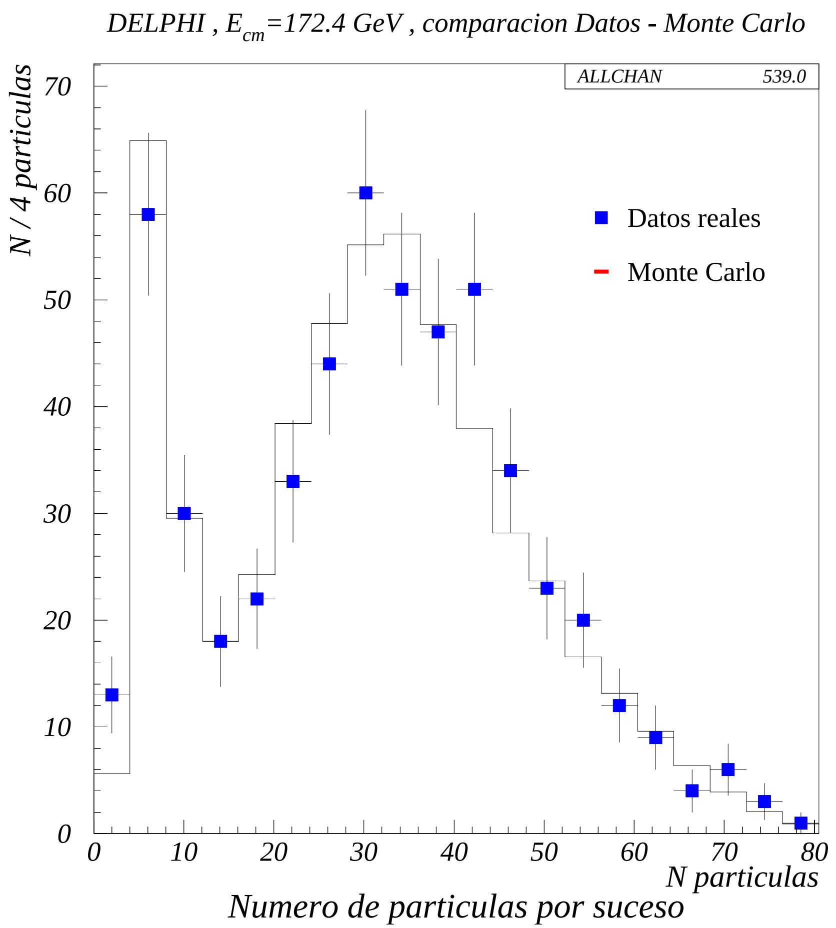


Figura 4.13: Distribución del número total de partículas (cargadas más neutras).

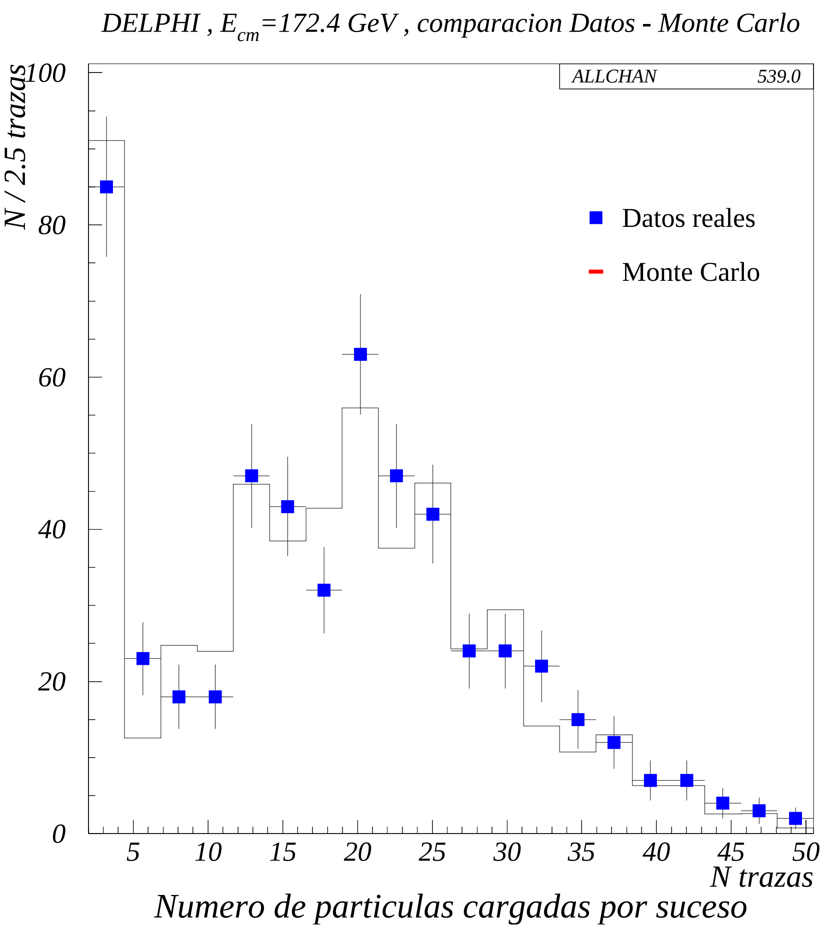


Figura 4.14: Distribución del número total de partículas cargadas.

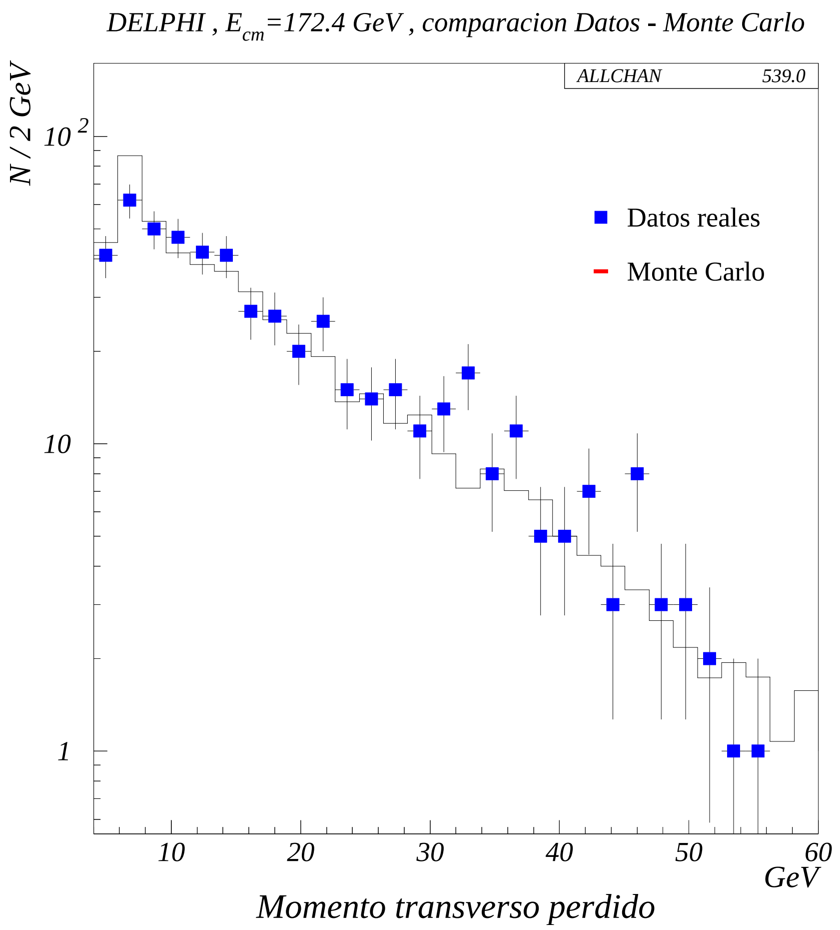


Figura 4.15: Distribución del momento transverso perdido.

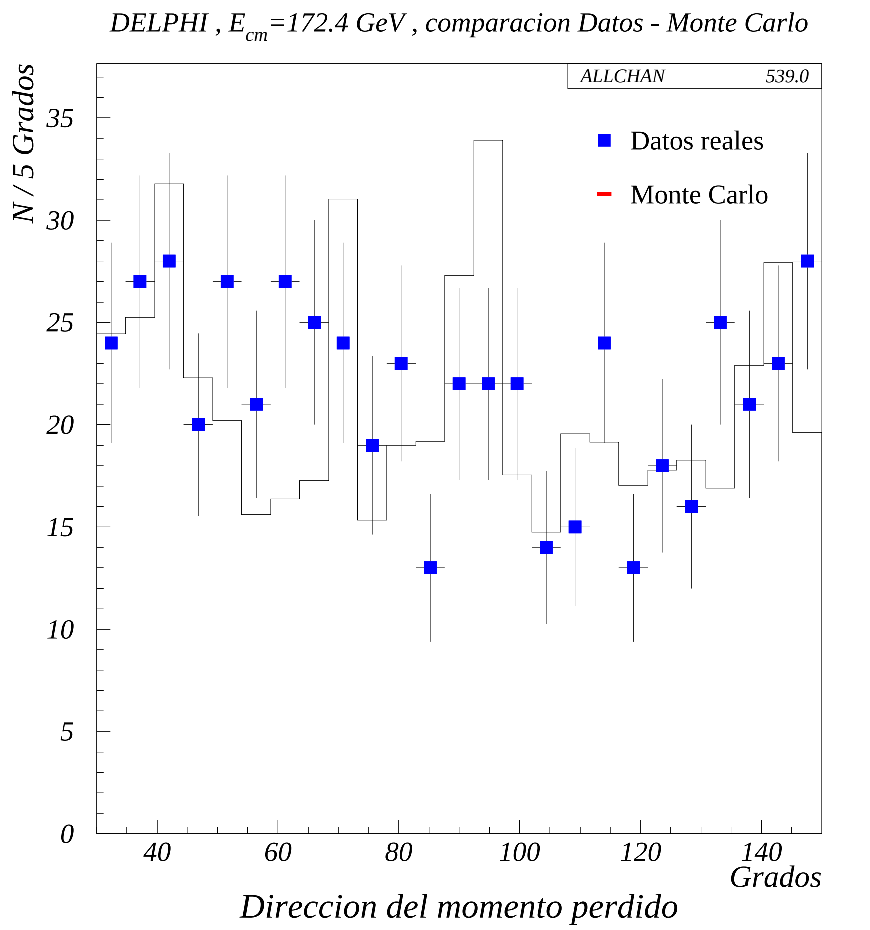


Figura 4.16: Distribución de la dirección (ángulo polar) del momento perdido.

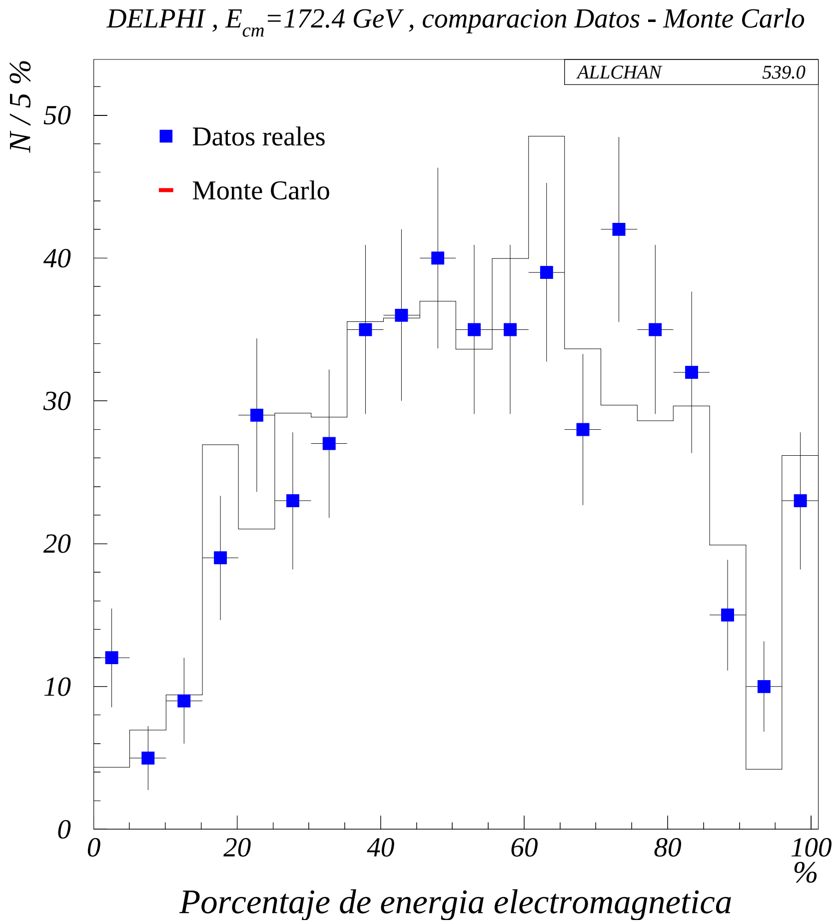


Figura 4.17: Distribución del porcentaje de energía electromagnética.

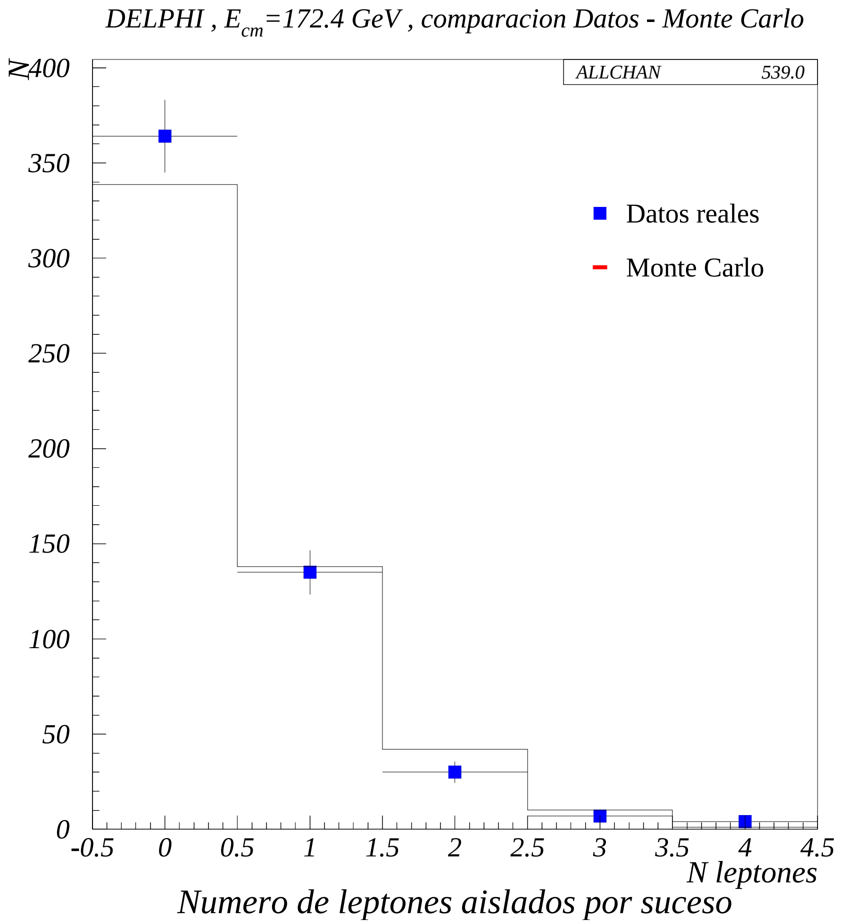


Figura 4.18: Distribución del número total de leptones.

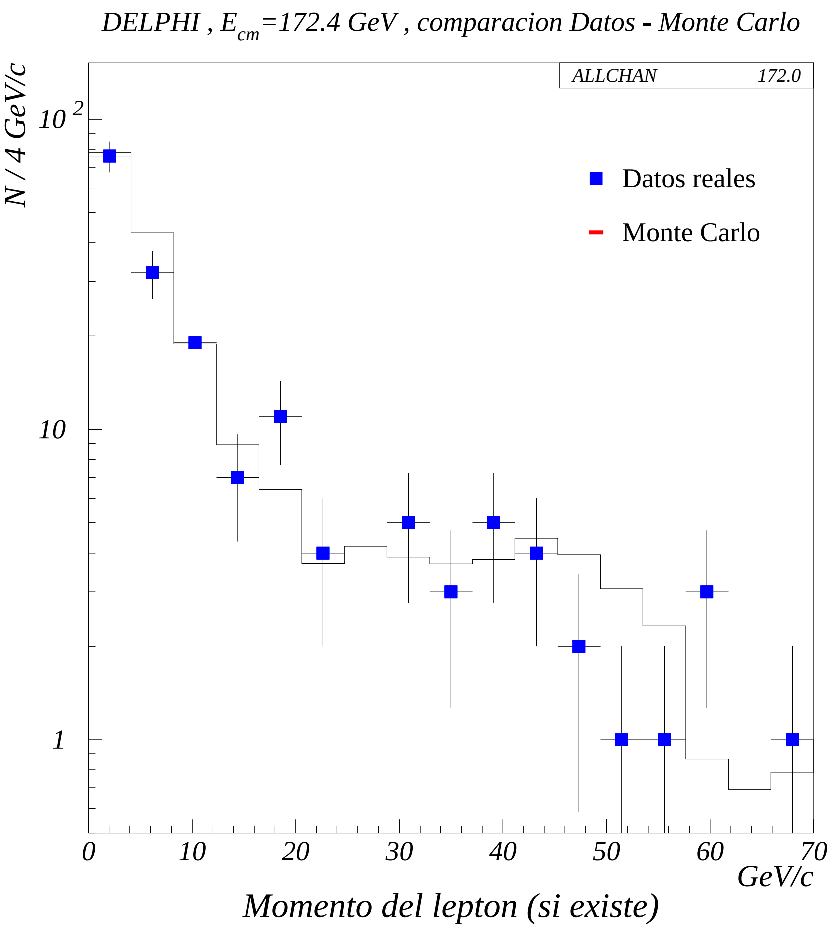


Figura 4.19: Distribución de la impulsión del leptón (si existe).

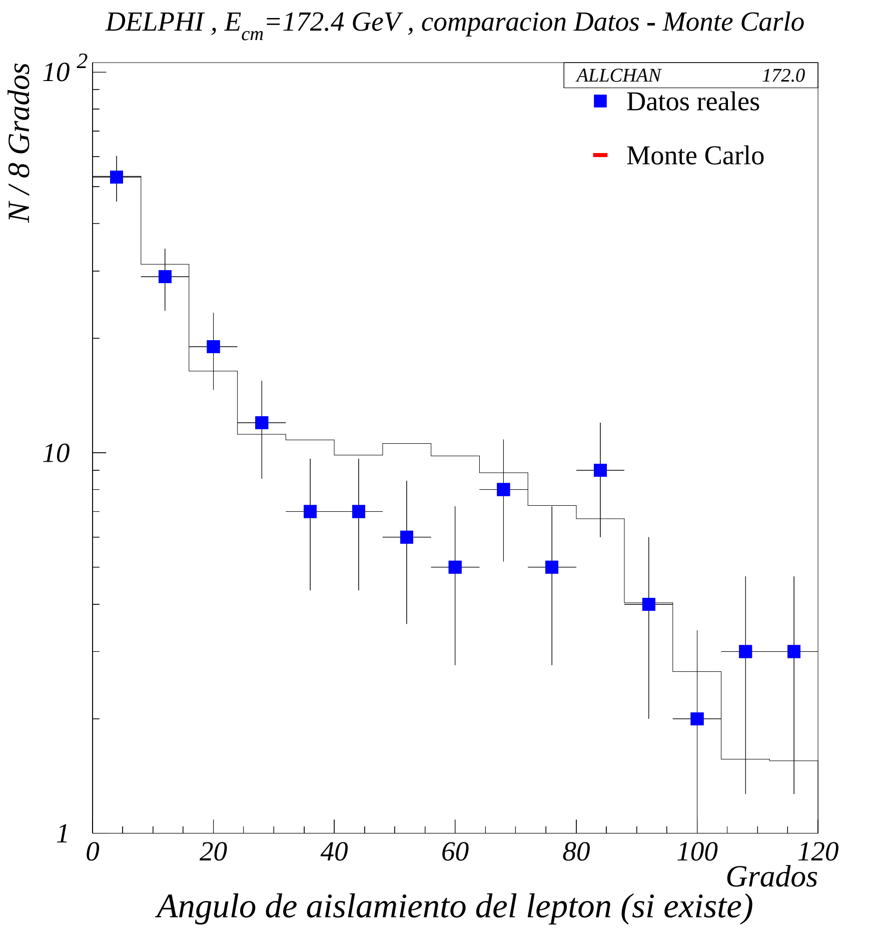


Figura 4.20: Distribución del ángulo de aislamiento del leptón (si existe).

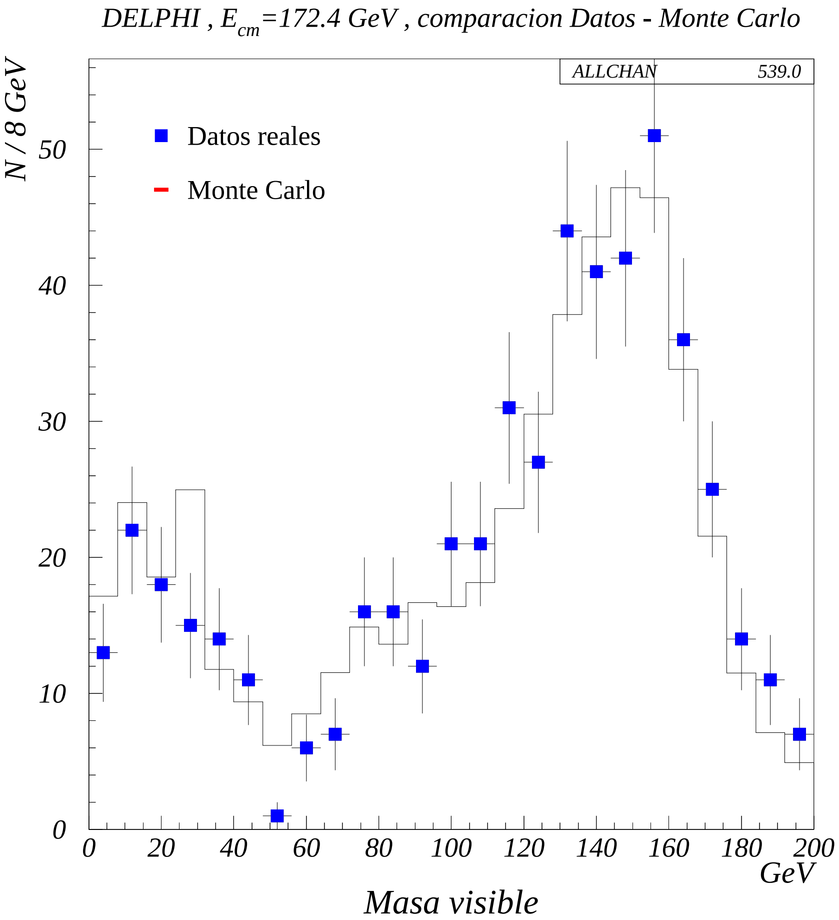


Figura 4.21: Distribución de la masa visible.

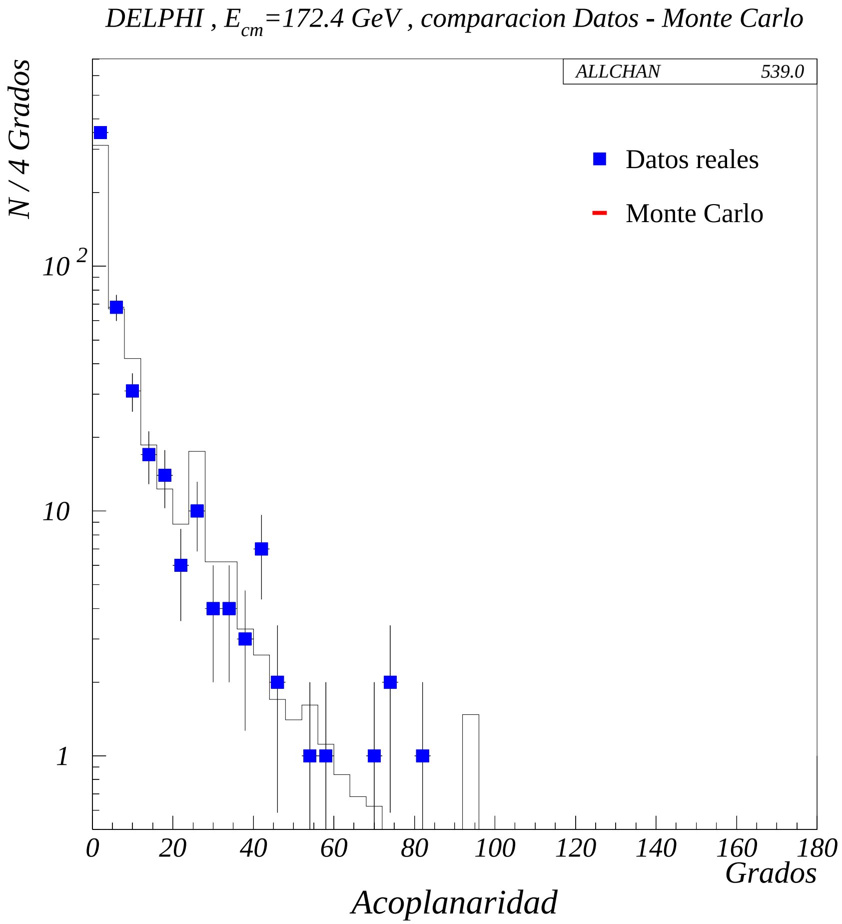


Figura 4.22: Distribución de la acoplanaridad.

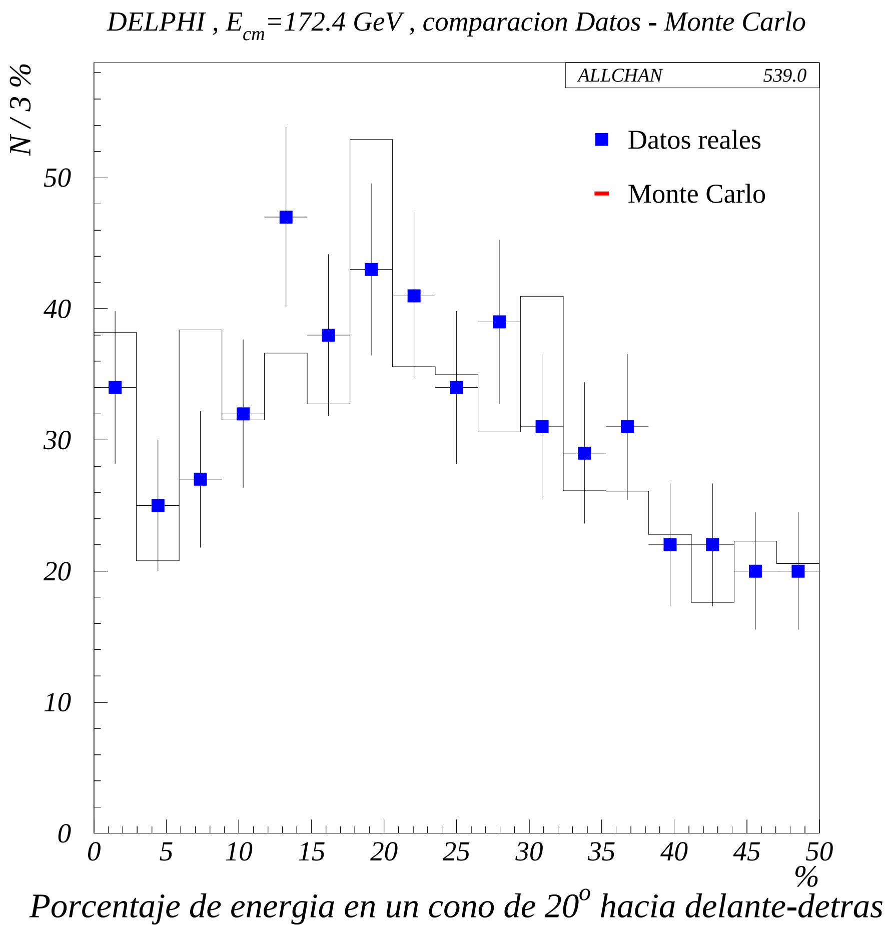


Figura 4.23: Distribución del porcentaje de energía en un cono de 20^0 hacia delante y detrás.

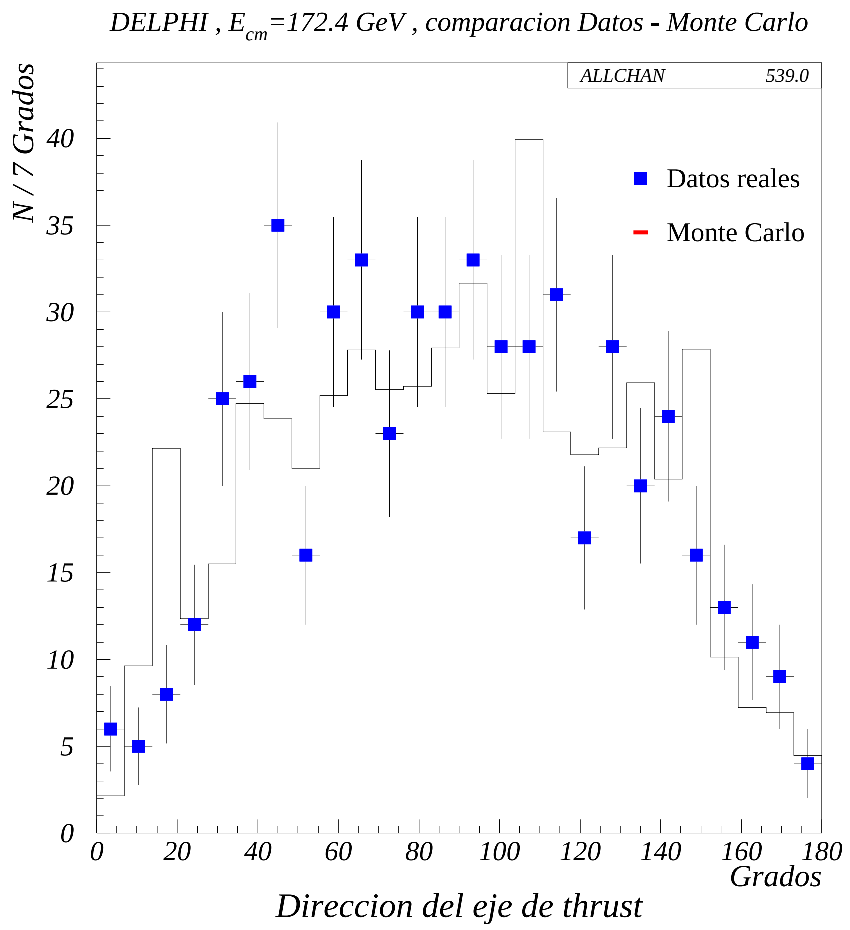


Figura 4.24: Distribución de la dirección (ángulo polar) del eje del thrust.

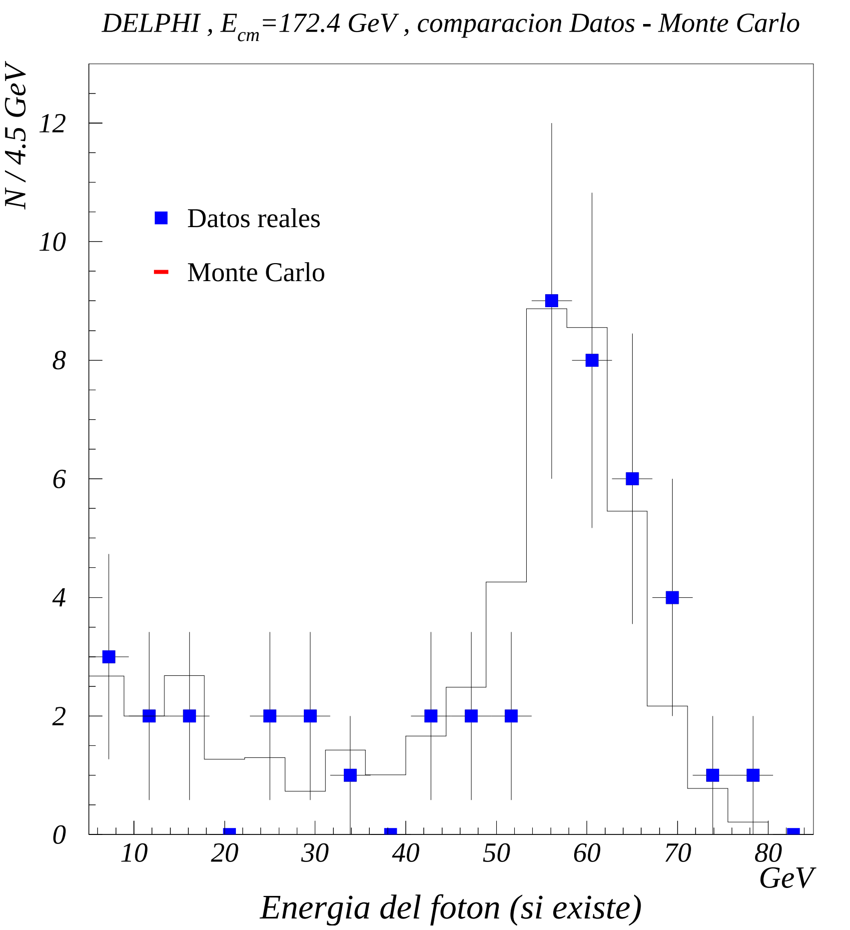


Figura 4.25: Distribución de la energía del fotón aislado (si existe).

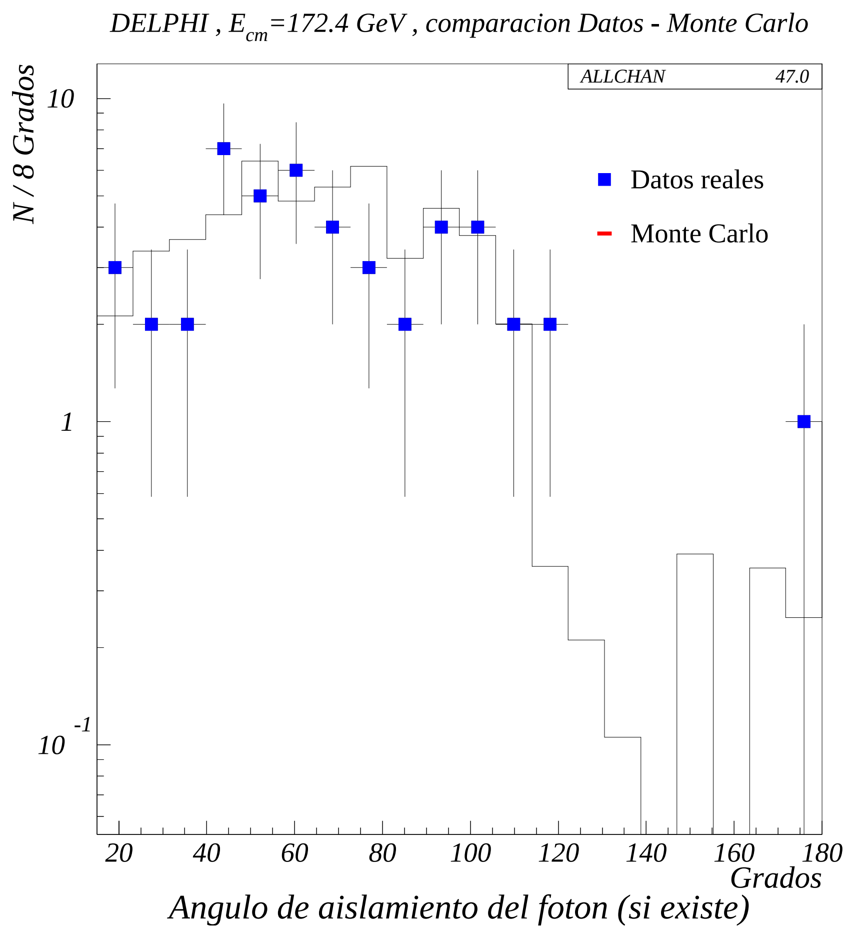


Figura 4.26: Distribución del ángulo de aislamiento del fotón aislado (si existe).

4.9 Lista de candidatos

Un suceso es considerado *candidato* si pasa todos los cortes de selección de alguna de las topologías. Tras analizar toda la estadística recolectada por DELPHI a alta energía (E_{cm} = 130.4 – 172.4 GeV), un total de cinco candidatos fueron seleccionados por los cortes del "escenario neutralino *LSP* ", mientras que ningún suceso sobrevivió a la selección del "escenario gravitino *LSP* ".

En la Tabla 4.23 se especifica, para cada candidato, la energía en centro de masas a la que fue tomado, la topología en la que fue clasificado y los números de run y de suceso correspondientes. Todos estos candidatos han sido tenidos en cuenta en el cálculo de los límites de exclusión para las hipótesis *no degenerado* (sucesos 1-4) y *degenerado* (suceso 5).

	E_{cm} (GeV)	Topología	Num. Run	Num. Suceso
	130.4			
1		*ll*	64180	11653
	161.4			
2		*jets*	68301	1680
3		*jets*	68971	2794
	172.4			
4		*ll*	71298	6064
5		*jets degenerado*	71668	4155

Tabla 4.23: Lista de los candidatos seleccionados en datos. Para cada una de las energías se da el número de run y el número de suceso, así como la topología en la que fue seleccionado el suceso.

A continuación se describen algunas de las características más significativas de los sucesos candidatos:

- E_{cm} = 130.4 GeV, Topología *ll* : (64180,11653)

  El primer candidato de producción $\tilde{\chi}_1^+ \, \tilde{\chi}_1^-$ fue encontrado durante la toma de datos de noviembre de 1995. Fue clasificado en la topología *ll*. Las características cinemáticas del suceso muestran que no es compatible con la hipótesis $\Delta M < 10$ GeV/c^2, por lo que se considera como un candidato leptónico *no degenerado*. La contaminación estimada, para una luminosidad total de 5.9 pb^{-1}, es de 0.65 ± 0.012 sucesos de fondo.

  El suceso, mostrado en la Figura 4.27, tiene dos trazas: una de ellas ($P = 11.8\; GeV/c$, $\theta = 64.5^0$) es un electrón bien identificado en la *HPC*; la otra ($P = 7.7\; GeV/c$, $\theta = 37.7^0$) deja señal en los contadores a 40^0 (situados entre la *HPC* y el *FEMC*). Se aprecia, además, actividad en la cámara hacia delante *FCB* y un pequeño depósito de energía en el calorímetro hadrónico. Por tanto, es también compatible con la hipótesis de ser un electrón. El ángulo entre las dos trazas es de $\sim 28^0$ en el espacio y de $\sim 10^0$ en el plano transverso.

La alta acoplanaridad del suceso (170^0) y el elevado valor del momento transverso perdido ($\sim$ 15 GeV/c^2) permite excluir la hipótesis de que se trate de un suceso $\gamma\gamma$. La interpretación más convincente en términos de física estándar es que se trata de un suceso *a 4-fermiones*, del tipo $\gamma^* Z$ con el Z real decayendo en $\nu\bar{\nu}$ y el γ^* en e^+e^-. El número esperado de sucesos de este tipo estimado por los programas EXCALIBUR [9] y PYTHIA [10] es de 0.05 y 0.2 respectivamente.

- $\boxed{E_{cm} = 161.4 \text{ GeV, Topología } jets: \ (68301{,}1680)}$

Como se aprecia en la Figura 4.28, se trata de un suceso a dos jets. La mejor estimación de la masa invariante del sistema, tras el análisis visual del suceso, es 72 $\pm$ 11 GeV/c^2, y la masa perdida de 59 $\pm$ 26 GeV/c^2. El momento perdido apunta en la dirección ($\theta \sim$ 85^0,$\phi \sim$ 48^0), de modo que $\not{P}_t \sim$ 32 GeV/c. El ángulo entre los jets en el plano transverso es $\sim$ 130^0.

La explicación más probable de este suceso es la producción de $We\nu$ en el canal-t, con el electrón perdido en la dirección del tubo del haz. El número esperado de sucesos de este tipo es de 0.60 $\pm$ 0.05.

- $\boxed{E_{cm} = 161.4 \text{ GeV, Topología } jets: \ (68971{,}2794)}$

Se trata de un suceso con ambos jets localizados en zonas *débiles* del detector, en la región $\theta \sim 40^0$. Además, el momento perdido apunta en esa dirección. La cobertura calorimétrica no es completa en esa región, de modo que la presencia de momento transverso perdido ($\sim$ 34 GeV/c) puede ser debida, con gran probabilidad, a un efecto instrumental.

- $\boxed{E_{cm} = 172.4 \text{ GeV, Topología } ll: \ (71298{,}6064)}$

Como se aprecia en la Figura 4.29, se trata de un suceso con dos trazas localizadas en el barril del detector, bien medidas en la TPC. La dirección (θ, ϕ) y el momento de las trazas es (63.0^0, 109.0^0, 5.1 GeV/c) y (99.6^0, 323.4^0, 8.6 GeV/c). El ángulo formado por ambas trazas en el plano transverso es de 145.5^0.

El bajo momento transverso perdido del suceso, 5.2 GeV/c, en el límite del corte de selección, y el bajo valor de la masa visible, 15.3 GeV/c^2, hacen que este suceso sea compatible con la hipótesis $e^+ e^- \tau^+ \tau^-$.

- $\boxed{E_{cm} = 172.4 \text{ GeV, Topología } jets \text{ degenerado}: \ (71668{,}4155)}$

El suceso, mostrado en la Figura 4.30, fue seleccionado en la topología hadrónica, en el escenario degenerado. El número de trazas que pasan los cortes de calidad es seis, todas ellas de bajo momento y localizadas en el mismo hemisferio de DELPHI (z positiva). El momento transverso medido es bajo, 5.4 GeV/c (el corte está fijado en 5 GeV/c) y la masa visible es de $\sim$ 4 GeV/c^2, lo cual hace que este suceso se sitúe en la región $\gamma\gamma$.

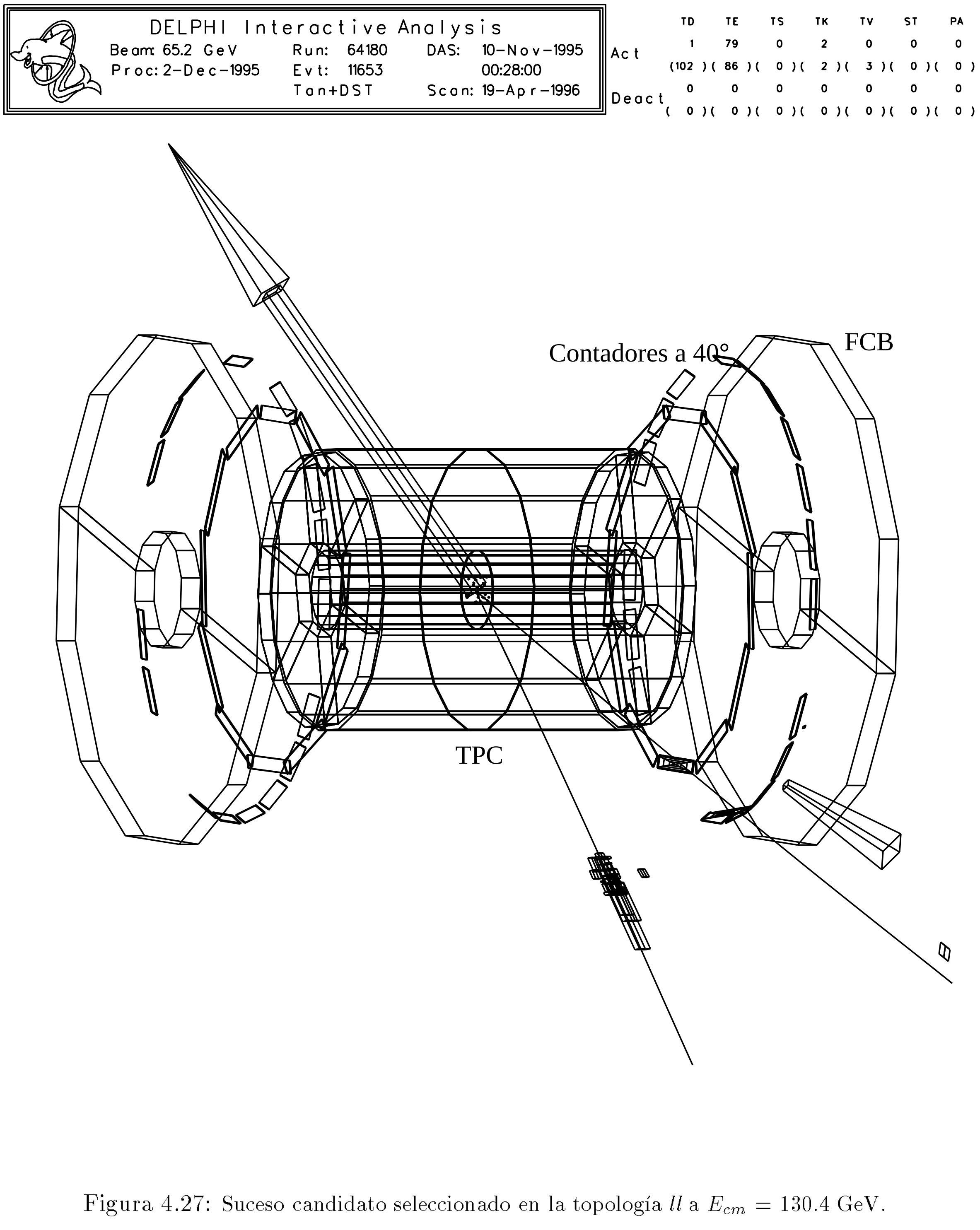


Figura 4.27: Suceso candidato seleccionado en la topología ll a $E_{cm} = 130.4$ GeV.

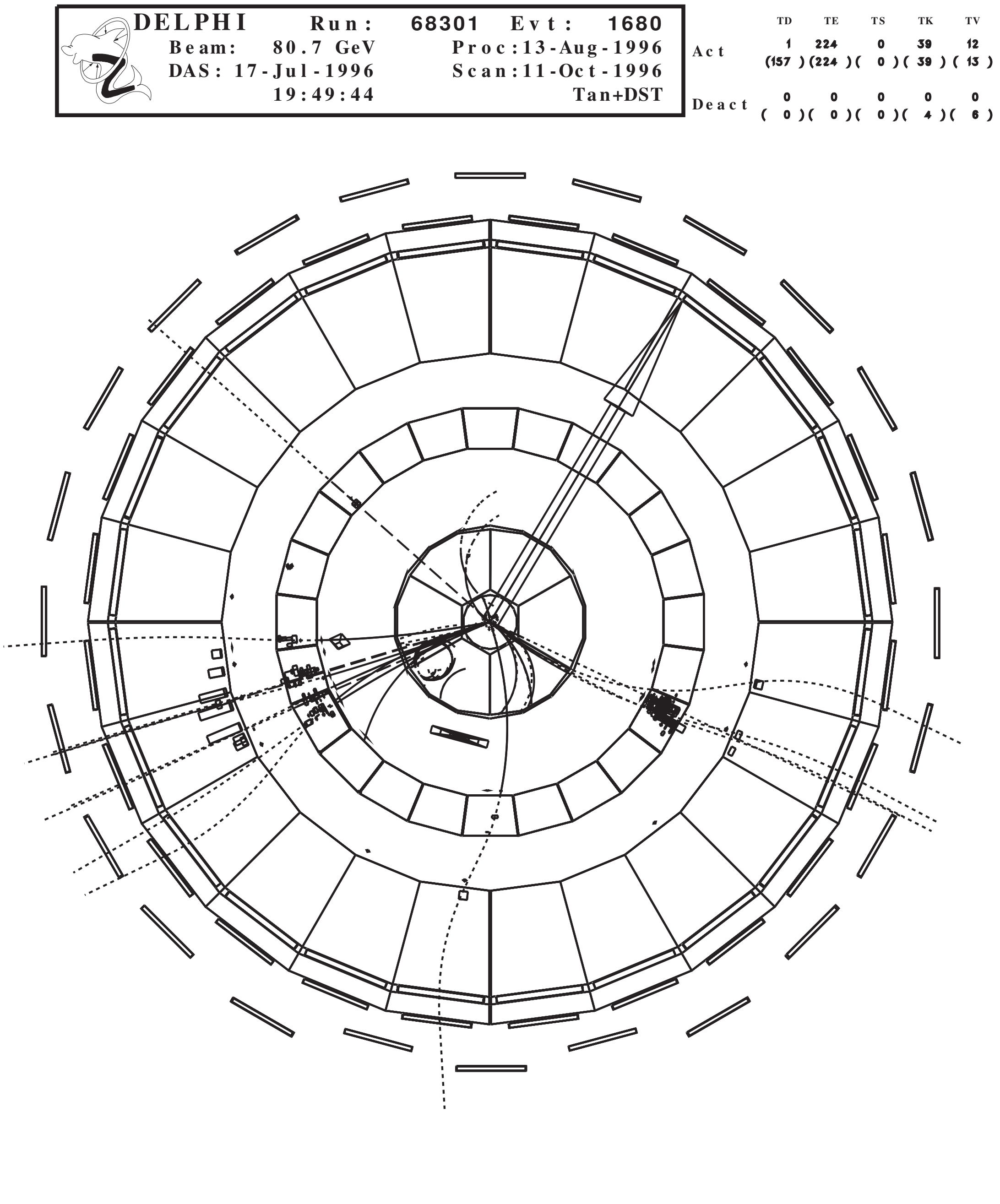


Figura 4.28: Suceso candidato seleccionado en la topología *jets* a $E_{cm} = 161.4$ GeV.

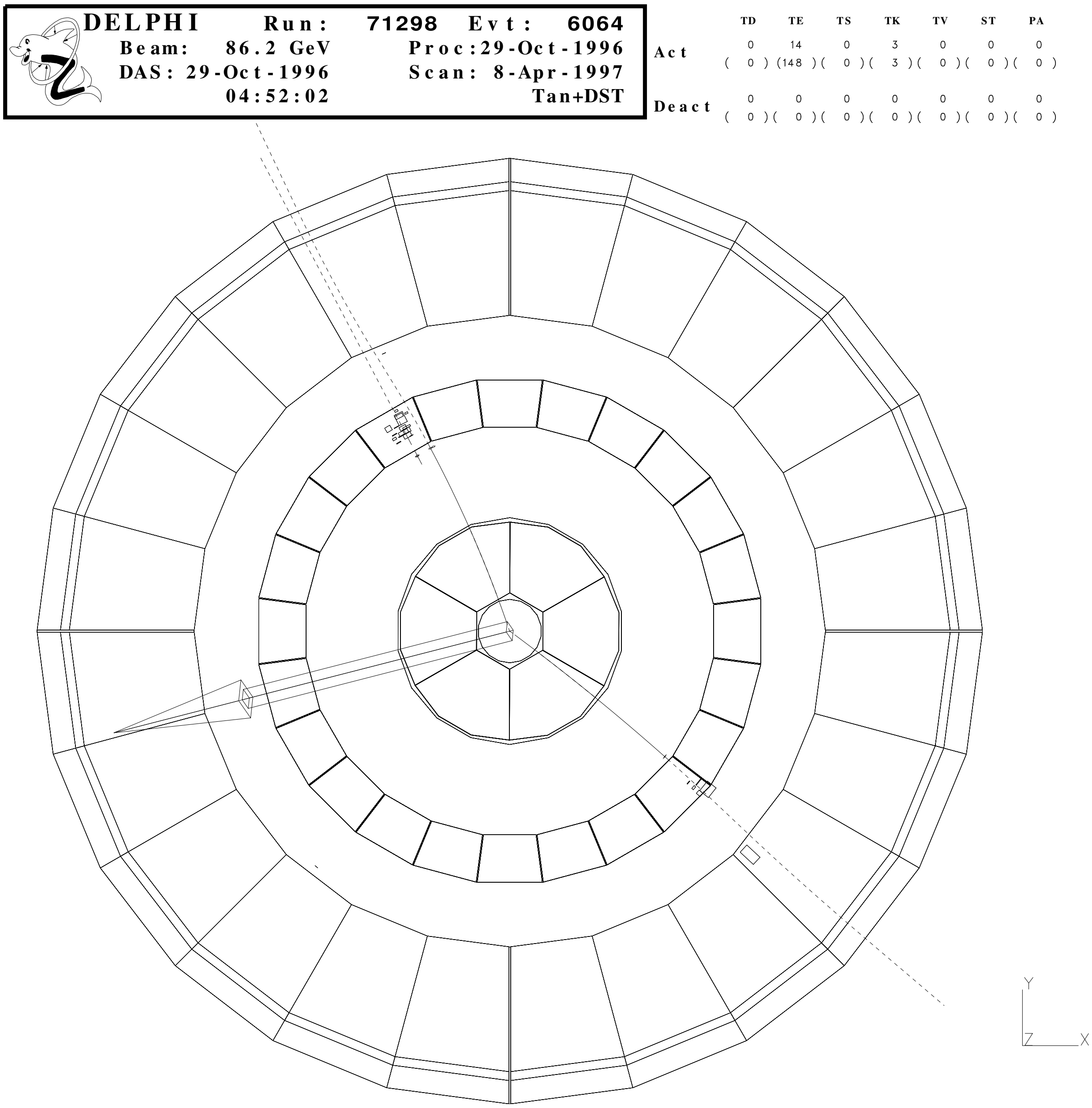


Figura 4.29: Suceso candidato seleccionado en la topología ll a $E_{cm} = 172.6$ GeV.

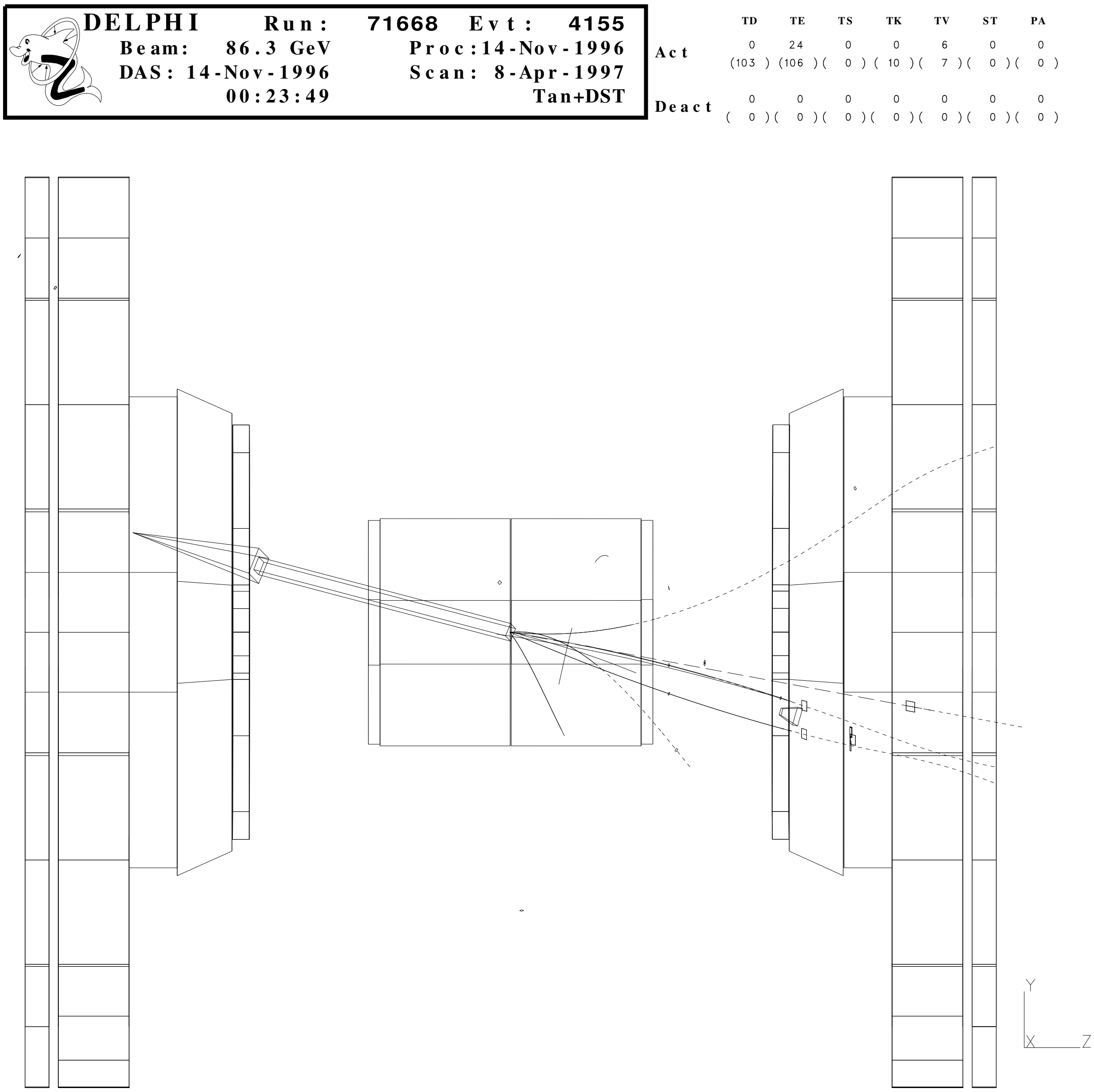


Figura 4.30: Suceso candidato seleccionado en la topología *jets degenerada* a $E_{cm} = 172.4$ GeV.

Bibliografía

[1] P.Rebecchi, *"Optimisation de l'herméticité du détecteur DELPHI pour la recherche de particules supersymétriques à LEP2"*, Ph.D.thesis, LAL 96-30 (May 1996), Université Paris XI Orsay, CERN THESIS-96-003.

[2] P.Rebecchi, *HERLIB*, DELPHI official software area.

[3] R.Alemany et al.,*TOFLIB*, DELPHI official software area.

[4] R. Alemany, *"Estudio de la eficiencia de detección del detector de tiempos de vuelo, TOF, y su contribución a la hermeticidad de DELPHI"*, Tesis de Licenciatura (1996), Universidad de Valencia.

[5] DST Analysis Libraries Writeup, DELPHI Analysis Software Task Groups (1994).

[6] Delphi Trigger Group, *"Architecture and performance of the DELPHI trigger system"*, Nucl. Instr. and Meth., A362 (1995) 361.

[7] D. Bertrans et al., *"DELGRA DELPHI Graphics for Interactive Event Viewing, User Manual"*, Versión 0.93 (1995).

[8] *"DELSIM, DELPHI Event generation and detector simulation"*,
User's guide, DELPHI 89-67 PROG 142 (1989) ;
Reference Manual, DELPHI 89-68 PROG 142 (1989) ;
DELANA, DELPHI Data analysis program,
User's guide, DELPHI 89-44 PROG 137 (1989).

[9] G. Altarelli et al., *"Physics at LEP2"*, CERN-96-01.

[10] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. 39 (1986) 347 ;
T. Sjöstrand, *"PHYTHIA 5.6 and JETSET7.3"*, CERNLIB W5035/W5044, CERN-TH-6488/92.

Capítulo 5

Resultados

En este Capítulo exponemos los resultados obtenidos en la búsqueda de charginos con el detector DELPHI tras el análisis de los datos recolectados a energías entre $E_{cm} = 130.4$ GeV y 172.4 GeV. Los límites de exclusión son calculados en los dos supuestos estudiados: asumiendo que el primer neutralino es estable ("escenario neutralino *LSP*") y asumiendo que se desintegra en $\tilde{\chi}_1^0 \to \tilde{G}\,\gamma$ ("escenario gravitino *LSP*").

En la Sección 5.1 se resumen las previsiones Monte Carlo sobre el fondo contaminante, así como el número de candidatos encontrado en datos, y en la Sección 5.2 se explica con detalle el método seguido en la extrapolación de estos resultados en límites de exclusión sobre el espacio de parámetros SUSY. En la Sección 5.3 se dan los valores máximo de la sección eficaz de produción $\tilde{\chi}_1^+\,\tilde{\chi}_1^-$ y mínimo de la masa del chargino, calculados haciendo un barrido en el espacio de parámetros SUSY y teniendo en cuenta los resultados experimentales. La Sección 5.4 se dedica a traducir estos resultados en regiones de exclusión en el espacio de parámetros MSSM. Finalmente, en la Sección 5.5 se combinan estos resultados con los derivados de la búsqueda de neutralinos en *LEP-I*, extrayéndose un límite inferior a la masa del primer neutralino.

5.1 Sucesos observados y fondo estimado

En las tres primeras columnas de la Tabla 5.1 se muestran, para cada topología, el número estimado de sucesos de fondo y el número de sucesos que pasan los criterios de selección en los 10.2 pb^{-1} de datos analizados a $E_{cm} = 172.4$ GeV asumiendo un "escenario neutralino *LSP*". En la última columna se muestran los valores calculados aplicando simultáneamente las selecciones de las tres topologías. Estos valores se dan por separado para los casos *degenerado* y *no degenerado*. En el Apéndice B se ofrecen los resultados obtenidos tras el análisis a las energías del período *P3* de 1995 y a 161.4 GeV.

Por otra parte, en la Tabla 5.2 se resumen los valores del número total de sucesos de fondo esperados y del número de sucesos seleccionados en datos a $E_{cm} = 172.4$ GeV, en los casos *degenerado* (primera columna) y *no degenerado* (segunda columna), suponiendo un "escenario gravitino *LSP*". Ningún suceso fue seleccionado por los cortes de selección a ninguna de las energías estudiadas, $E_{cm} = 130.4 - 172.4$ GeV, mientras que el fondo total Monte Carlo estimado para todas las energías es de 1.5 ± 0.4 sucesos.

$E_{cm} = 172.4$ GeV , $\mathcal{L} = 10.2\ pb^{-1}$

$\Delta M > 10$ GeV/c^2	Muestra semileptónica	Muestra hadrónica	Muestra leptónica	**Total**
Sucesos observados :	0	0	1	1
Sucesos esperados :	0.20 ± 0.08	1.47 ± 0.18	0.78 ± 0.16	2.4 ± 0.2

$3 < \Delta M < 10$ GeV/c^2	Muestra semileptónica	Muestra hadrónica	Muestra leptónica	**Total**
Sucesos observados :	0	1	0	1
Sucesos esperados :	0.28 ± 0.12	0.27 ± 0.06	0.32 ± 0.11	0.87 ± 0.17

Tabla 5.1: "Escenario neutralino *LSP* ": resumen de los resultados a $E_{cm} = 172.4$ GeV para las selecciones *no degenerada* (cuadro superior) y *degenerada* (cuadro inferior).

$E_{cm} = 172.4$ GeV , $\mathcal{L} = 10.2\ pb^{-1}$

	Selección degenerada	Selección no degenerada	**Total**
Sucesos observados :	0	0	0
Sucesos esperados :	0.41 ± 0.12	0.50 ± 0.13	0.82 ± 0.18

Tabla 5.2: "Escenario gravitino *LSP* ": resumen de los resultados a $E_{cm} = 172.4$ GeV para las selecciones *degenerada* y *no degenerada*.

5.2 Cálculo de Límites: consideraciones generales

El método seguido para la obtención de los límites de exclusión consiste en comparar el número de sucesos de señal $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ esperados tras aplicar los criterios de selección sobre los sucesos Monte Carlo, N_{esp}, con el límite superior al 95 % de nivel de confianza del número de sucesos $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ observados tras aplicar los criterios de selección a los datos reales, $N_{obs}^{95\%}$, quedando excluido todo punto del espacio de parámetros SUSY para el que N_{esp} sea superior a $N_{obs}^{95\%}$.

El valor de $N_{obs}^{95\%}$ se extrae [1] a partir del número de candidatos observados en los datos reales (sucesos que pasan los criterios de selección de alguna de las topologías) y del número de sucesos de fondo estimado a partir de la simulación Monte Carlo, al que se le resta una desviación estándar para dar un valor conservador del límite.

El número esperado de sucesos de señal, N_{esp}, se calcula multiplicando la sección eficaz de producción, $\sigma_{\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-}$, por la eficiencia total de detección, ε, y por la luminosidad, $\mathcal{L}$.

El valor de $\sigma_{\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-}$ en cualquier punto del espacio de parámetros SUSY depende tanto de la energía en centro de masas como del valor de la masa del sneutrino. Efectivamente, en la Figura 5.1 se muestra la evolución de la sección eficaz de producción con la masa del sneutrino, para dos valores de la energía en centro de masas (172 GeV y 161 GeV) y un mismo punto en el espacio de parámetros ($tan\beta$ = 1.5, M_2 = 67.5 GeV/c^2 y μ = -400 GeV/c^2). Como puede apreciarse, por un lado la curva a E_{cm} = 161 GeV se encuentra siempre por debajo de la curva a E_{cm} = 172 GeV y por otro, el valor de $m_{\tilde{\nu}}$ para el que se alcanza el mínimo es diferente para las dos energías (existiendo un desplazamiento de $\sim$ 7 GeV/c^2).

En la Figura 1.4 del Capítulo 1 se muestra la sección eficaz de producción de pares $\tilde{\chi}_1^+$ $\tilde{\chi}_1^-$ a nivel árbol a una energía en centro de masas de 172 GeV en función de la masa del sneutrino para tres puntos en el espacio SUSY. Como se aprecia, $\sigma_{\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-}$ puede verse reducida de forma significativa debido al efecto de la interferencia destructiva entre las contribuciones del canal-s y el canal-t cuando el sneutrino no es muy pesado. Además, la intensidad de dicha interferencia depende notablemente de la composición en campos del chargino.

Como se pondrá de manifiesto con posterioridad, a partir del análisis de la estadística recolectada a E_{cm} = 172.4 GeV y de los límites impuestos por *LEP-I*, es posible fijar, en la mayor parte de los casos estudiados, límites en la masa mínima del chargino superiores a 80.7 GeV/c^2, siendo posible, por tanto, ignorar en el cálculo la estadística recogida a las energías de *P3* y a 161.4 GeV. No obstante, en ciertos escenarios (cuando se aborda el caso de sneutrino ligero dentro del "escenario neutralino *LSP*", por ejemplo) puede ocurrir que los límites en $m^{\min}_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ que se obtienen usando únicamente los datos tomados a E_{cm} = 172.4 GeV se encuentren por debajo del límite cinemático de energías inferiores, por lo que al combinar toda la estadística recogida a las diferentes energías se puede obtener un mejor valor del límite de exclusión.

Así pues, el cálculo de N_{esp} se puede realizar a partir del sumatorio sobre todas las energías de acuerdo con la expresión siguiente:

$$N_{esp} = \sum_{1<i<4} \varepsilon_i \cdot (\sigma_{\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-})_i \cdot \mathcal{L}_i \qquad , \; con \;\; i \left\{ \begin{array}{l} 130.4\; GeV \\ 136.3\; GeV \\ 161.4\; GeV \\ 172.4\; GeV \end{array} \right. \tag{5.1}$$

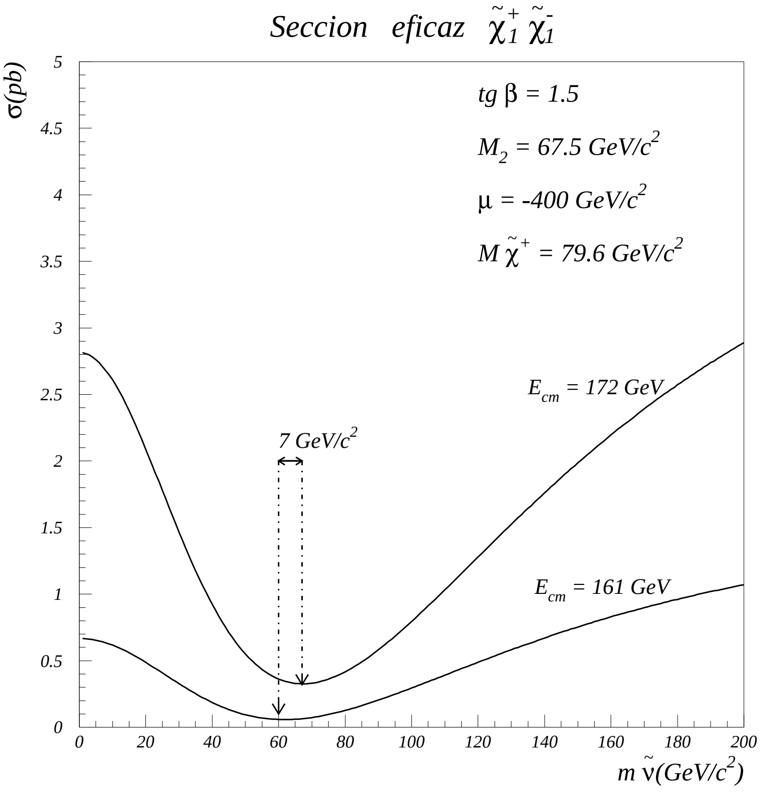


Figura 5.1: Sección eficaz de producción $\tilde{\chi}_1^+\ \tilde{\chi}_1^-$ en función de la masa del sneutrino, para un mismo punto del espacio de parámetros SUSY y dos valores de la energía en centro de masas. En el gráfico se indican mediante flechas las posiciciones de los mínimos de la sección eficaz en cada caso.

A continuación se describen los criterios seguidos en la estimación de las tres magnitudes presentes en la ecuación 5.1 :

- $\sigma_{\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-}$: Dentro del MSSM, la sección eficaz de producción de charginos puede expresarse en términos de cuatro parámetros: M_2 , μ , $tan\beta$, $m_{\tilde{\nu}}$. Los resultados mostrados en este análisis han sido calculados variando estos parámetros en un amplio rango :

$$\boxed{\begin{array}{c} 0\ \mathrm{GeV}/c^2 \leq M_2 \leq 800\ \mathrm{GeV}/c^2 \\ \text{-}400\ \mathrm{GeV}/c^2 \leq \mu \leq 400\ \mathrm{GeV}/c^2 \\ tan\beta = 1\ ,\ 1.5\ ,\ 35 \end{array}}$$

Respecto a la masa del sneutrino, dado que $\sigma_{\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-}$ puede resultar especialmente sensible al valor de $m_{\tilde{\nu}}$ en ciertas regiones del espacio de parámetros, en el cálculo de los límites se consideraron los casos siguientes:

- sneutrino ligero: se explora el espacio de parámetros dejando libre la masa del sneutrino entre los valores [1]:

$$41 \text{ GeV}/c^2 < m_{\tilde{\nu}} < 100 \text{ GeV}/c^2$$

Se trata del caso más desfavorable ya que $\sigma_{\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-}$ puede tomar valores pequeños a causa de la interferencia destructiva entre el canal-s y el canal-t (véase Figura 1.4). Este efecto no está presente en el caso *degenerado*, cuando $\Delta M \sim 5$ GeV/c^2, ya que el chargino es esencialmente higgsino y no se acopla al sneutrino.

- sneutrino pesado: para valores altos de la masa del sneutrino, el canal-t de producción de charginos se encuentra altamente suprimido, por lo que la influencia de $m_{\tilde{\nu}}$ en la sección eficaz es muy débil. Los límites se calculan explorando el espacio de parámetros con:

$$m_{\tilde{\nu}} > 300 \text{ GeV}/c^2$$

Finalmente, el hecho de que para diferentes energías en centro de masa se alcance el valor mínimo de $\sigma_{\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-}$ para valores diferentes de $m_{\tilde{\nu}}$ (véase Figura 5.1) puede tener un efecto positivo en el cálculo de los límites al combinar la estadística de las distintas energías.

- ε : Como se explica en la Sección 4.5 (véase expresión 4.2), la eficiencia total de detección sobre cada punto del espacio SUSY puede ser calculada a partir de la probabilidad de desintegración del chargino al canal puramente leptónico y de las eficiencias parciales de detección de cada topología, expresadas como funciones polinómicas sencillas de ΔM y de la masa del chargino.

Como se puso de manifiesto en la Sección 1.7, el valor de la probabilidad de desintegración del chargino en cada una de las topologías puede variar de forma sensible dependiendo de parámetros como la masa de los sfermiones o la composición en campos del chargino, por lo que es importante que el análisis elaborado sea lo más independiente posible de la topología. En la Figura 5.2 se muestra la variación de la eficiencia total de detección de pares $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$, en función de la probabilidad de desintegración del chargino al canal puramente leptónico, $B_l \equiv \text{BR} (\tilde{\chi}_1^\pm \to l^\pm X)$, donde X simboliza un conjunto genérico de partículas no detectables. Los valores del gráfico fueron calculados a $E_{cm} = 172$ GeV para los casos *degenerado*, tomando $\Delta M = 5$ GeV/c^2, y *no degenerado*, tomando $\Delta M = 30$ GeV/c^2 y $\Delta M = 70$ GeV/c^2. Como se aprecia en la figura, en el caso *degenerado* se produce una suave caída de la eficiencia a medida que B_l crece, pasando de un 20 % a un 10 %. Esto es debido a que los sucesos de las topologías *jets* y *jjl* son recuperados por los cortes de la selección leptónica, con lo que su eficiencia crece, pero los sucesos leptónicos no son recuperados por los cortes de otras topologías, por lo que la eficiencia disminuye. Con el aumento de la diferencia de masa entre chargino y neutralino, la eficiencia muestra un comportamiento cada vez más uniforme con B_l y así, para $\Delta M = 30$ GeV/c^2, toma valores que oscilan entre el 62 % y el 55 %. Sin embargo, cuando ΔM crece por encima de los ~ 60 GeV/c^2 la uniformidad se pierde, apreciándose una suave disminución de la eficiencia a medida que B_l tiende a cero debido, esencialmente, a la disminución de la eficiencia del canal *jets*.

[1] Exíste un límite inferior en $m_{\tilde{\nu}} > 41.8$ GeV/c^2 [1] obtenido a partir de la anchura invisible del Z^0 en *LEP*.

Como se mostrará en la Sección 5.3, todo esto se traduce en una dependencia del límite de la masa del chargino con B_l, que será suave en el caso de ΔM intermedios ($\sim$ 30 GeV/c^2) y algo más acentuada en otros casos extremos.

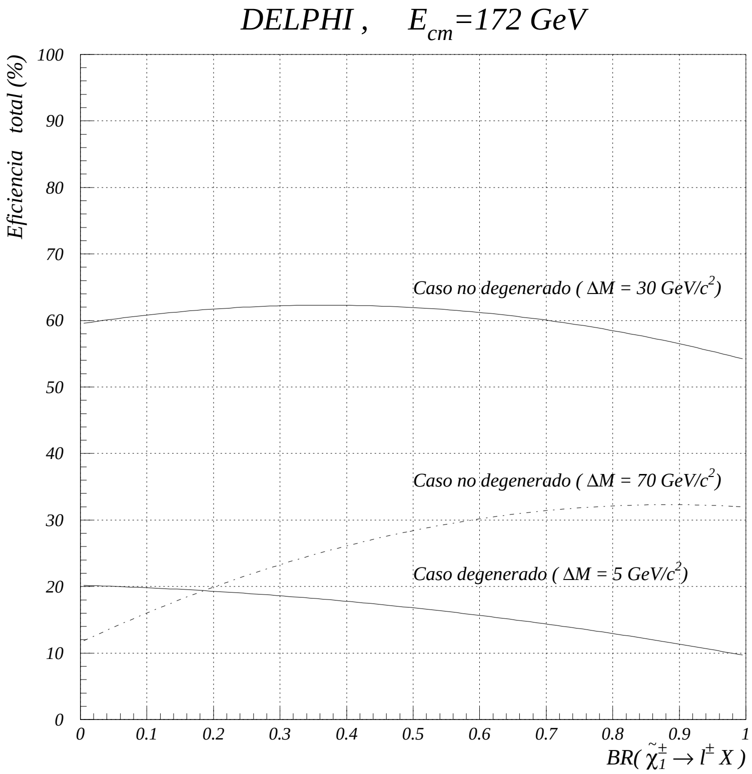


Figura 5.2: Eficiencia total de detección de charginos a E_{cm} = 172 GeV, para tres valores de ΔM, en función de la probabilidad de desintegración del chargino al canal puramente leptónico.

- $\mathcal{L}$: Los valores de las luminosidades integradas recolectadas por el detector DELPHI durante los distintos períodos de operación a alta energía se mostraron en la Tabla 2.1 del Capítulo 2. Toda esta estadística ha sido analizada en este trabajo y tenida en cuenta en el cálculo de límites, excepto la recogida a E_{cm} = 140.2 GeV, que resulta irrelevante en el cálculo de límites debido al bajo valor de la luminosidad recogida. Además, en el análisis presentado, los 2.5 pb^{-1} de datos recogidos a $\sqrt{s}$ = 174.6 GeV se agruparon con los 7.7 pb^{-1} recogidos a $\sqrt{s}$ = 174.4 GeV formando una sola muestra de 10.2 pb^{-1} de datos a $\sqrt{s}$ = 174.4 GeV.

De este modo, los valores de $\sigma_{\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-}$, ε , $\mathcal{L}$ y $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ quedan fijados una vez fijada la energía en centro de masas y el punto en el espacio de parámetros SUSY (M_2 , μ , $tan\beta$, $m_{\tilde{\nu}}$).

5.3 Límites sobre la masa del chargino y la sección eficaz de producción $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$

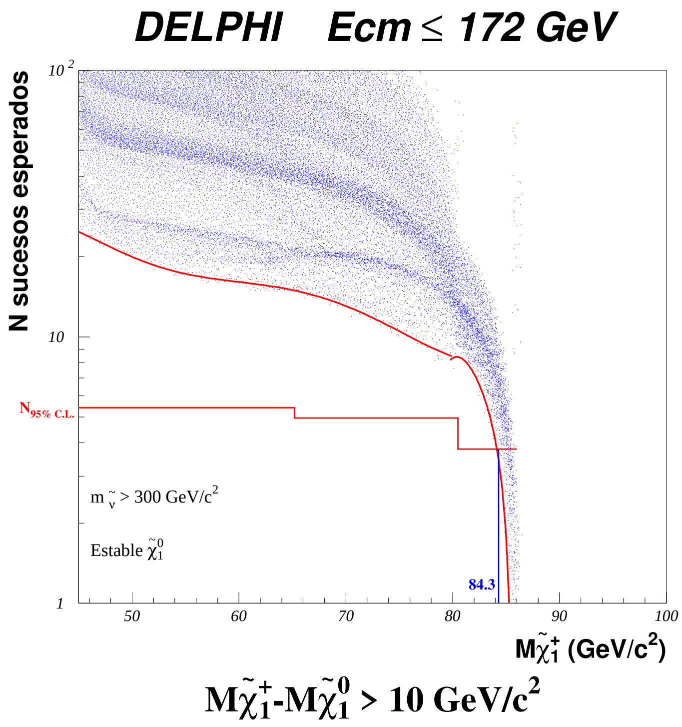
Como se explicó en la Sección 5.2, el método seguido para obtener los límites de exclusión consiste en comparar el valor de $N_{obs}^{95\%}$ calculado a partir del número de candidatos encontrados en los datos reales y del fondo Monte Carlo estimado a cada energía, con el valor de N_{esp} calculado haciendo un extenso barrido en el espacio de parámetros SUSY, combinando los resultados de cada una de las energías de trabajo de acuerdo con la expresión 5.1. El barrido en el espacio de parámetros fue uniforme en M_2 y μ, por lo que no es necesariamente uniforme en otras variables como el número esperado de sucesos o la sección eficaz.

Por otra parte, notemos que la región $M_2 = \mu = 0$ con $tan\beta$ cercano a la unidad y sneutrino pesado, queda excluida al fijarse un límite superior al 95 % de nivel de confianza sobre la sección eficaz de producción de charginos para esos puntos de 3.1 *pb* (véase Sección 4.4). Este valor se calcula comparando el número de sucesos W^+W^- detectados en DELPHI a $E_{cm} = 172.4$ GeV con el número de sucesos W^+W^- predicho por el Modelo Estándar a esta energía.

En el caso de sneutrino pesado, los límites mostrados en esta sección son válidos en todo el espacio de parámetros SUSY. Si el sneutrino es ligero, los límites son válidos en todo el espacio de parámetros siempre que $m_{\tilde{\chi}_2^0} > m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$. Pese a que la mayor parte de esta zona sí puede ser excluida con el análisis presentado, existen algunos puntos en los que el producto $\varepsilon \cdot \sigma_{\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-} \cdot \mathcal{L}$ no es lo suficientemente elevado como para poder excluirla en su totalidad. La razón estriba en que, por un lado, cuando el sneutrino es ligero la sección eficaz de producción disminuye (al presentarse efectos de interferencia entre el canal $- s$ y el canal $- t$) y, por otro, en que la eficiencia de detección en esa zona no es muy elevada (pues se caracteriza por valores de ΔM elevados).

En la Figura 5.3 se muestran las distribuciones del número esperado de sucesos de señal, N_{esp}, frente a la masa del chargino, en el caso *no degenerado* y dentro del "escenario neutralino *LSP*". En la figura superior se ha supuesto un sneutrino pesado ($m_{\tilde{\nu}} > 300$ GeV/c^2) y en la inferior un sneutrino ligero (41 GeV/$c^2 < m_{\tilde{\nu}} < 100$ GeV/c^2). Cada punto del gráfico corresponde a un punto diferente en el espacio de parámetros SUSY a $E_{cm} = 130.4$, 136.3, 161.4 y 172.4 GeV. La distribución correspondiente al caso *degenerado* se muestra en la Figura 5.4.

En cada figura se indica el valor calculado para $N_{obs}^{95\%}$ y el correspondiente límite en la masa del chargino. La línea continua que marca el contorno inferior de cada nube de puntos se construye con aquellos puntos que dan el menor valor de N_{esp} para cada valor de la masa del chargino. Así, el límite en $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ se obtiene a partir de la intersección entre $N_{obs}^{95\%}$ y dicha curva. Los saltos descendentes que se producen en $N_{obs}^{95\%}$ para valores de $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ en torno a 161/2 GeV/c^2 y 130/2 GeV/c^2 son debidos a la presencia de candidatos en los datos reales.



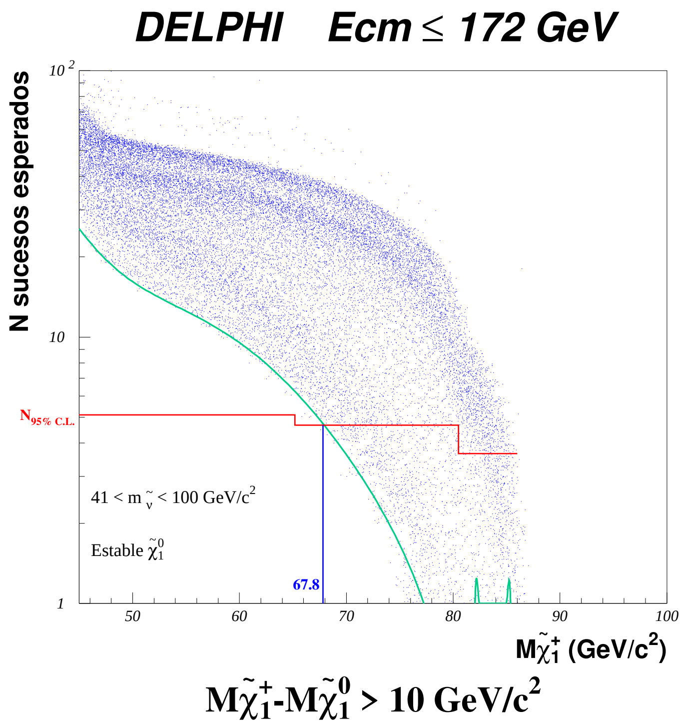


Figura 5.3: "Escenario neutralino *LSP* ": número esperado de sucesos $\tilde{\chi}_1^+ \; \tilde{\chi}_1^-$ frente a la masa del chargino en el caso *no degenerado*, asumiendo un sneutrino pesado (figura superior) y ligero (figura inferior), para cada punto del espacio de parámetros MSSM. En el gráfico se indica el valor mínimo en la masa del chargino encontrado en estas condiciones para $E_{cm} \leq 172$ GeV.

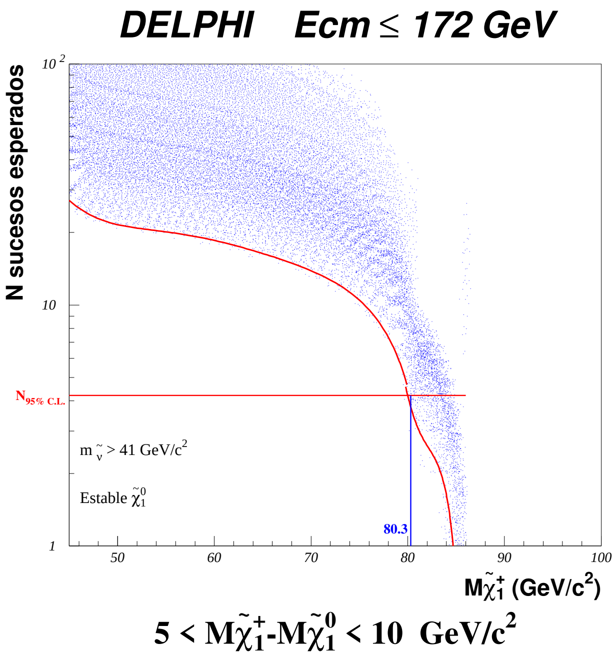


Figura 5.4: "Escenario neutralino *LSP*": número esperado de sucesos $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ frente a la masa del chargino en el caso *degenerado*, para cada punto del espacio de parámetros MSSM. En el gráfico se indica el valor mínimo en la masa del chargino encontrado en estas condiciones para $E_{cm} \leq 172$ GeV.

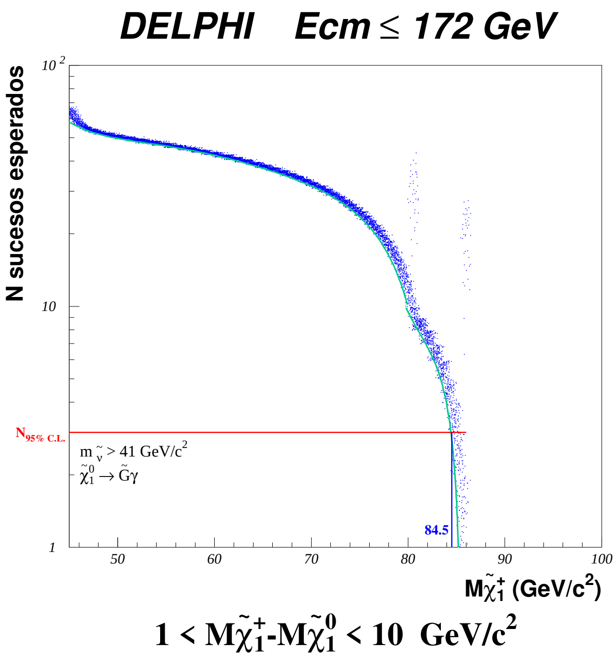


Figura 5.5: "Escenario gravitino *LSP*": número esperado de sucesos $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ frente a la masa del chargino en el caso *degenerado*, para cada punto del espacio de parámetros MSSM. En el gráfico se indica el valor mínimo en la masa del chargino encontrado en estas condiciones para $E_{cm} \leq 172$ GeV.

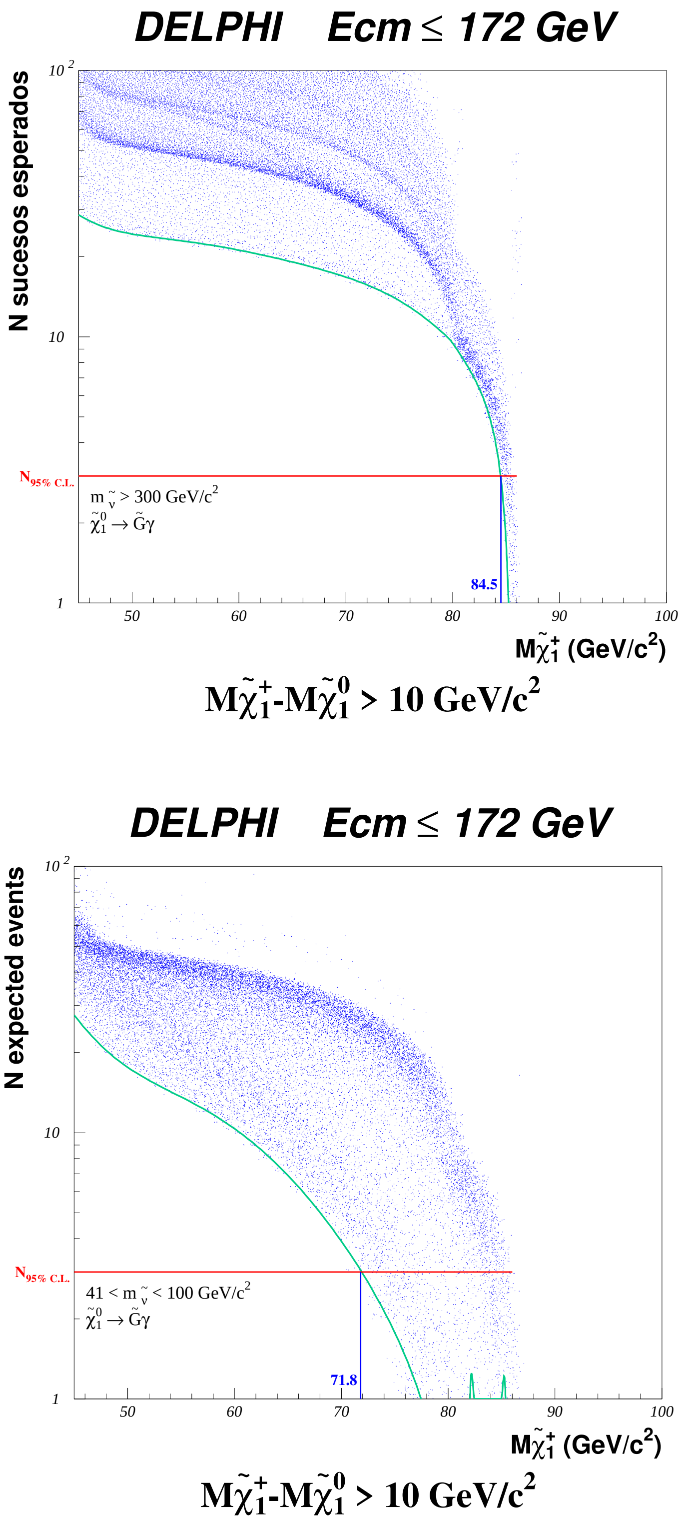


Figura 5.6: "Escenario gravitino *LSP* ": número esperado de sucesos $\tilde{\chi}^+_1\ \tilde{\chi}^-_1$ frente a la masa del chargino en el caso *no degenerado*, asumiendo un sneutrino pesado (figura superior) y ligero (figura inferior), para cada punto del espacio de parámetros MSSM. En el gráfico se indica el valor mínimo en la masa del chargino encontrado en estas condiciones para $E_{cm} \leq 172$ GeV.

El límite inferior al 95 % de nivel de confianza sobre la masa del chargino en el caso *no degenerado* es de 67.8 GeV/c^2 si se supone un sneutrino ligero y de entre 84.3 GeV/c^2 (si el chargino es gaugino) y el límite cinemático (si el chargino es higgsino) si se asume un sneutrino pesado. En el caso *degenerado* (ΔM = 5 GeV/c^2) el límite obtenido es de 80.3 GeV/c^2 independientemente de la masa del sneutrino y de la composición en campos del chargino. Cuando ΔM = 3 GeV/c^2, el caso de más alta degeneración estudiado, el límite extraído combinando todas las energías de trabajo resulta ser de $m_{\tilde{\chi}_1^+}^{\min} > 52.4$ GeV/c^2.

En las Figuras 5.5 y 5.6 se ofrecen las correspondientes distribuciones del número esperado de sucesos $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$, frente a la masa del chargino, en los casos *degenerado* y *no degenerado*, dentro del "escenario gravitino *LSP* " para $E_{cm} \leq 172$ GeV. En el primer caso (ΔM = 1 GeV/c^2) el límite es de 84.5 GeV/c^2 con independencia de la masa del sneutrino. En el segundo caso, los límites extraídos son de 71.8 GeV/c^2 si se supone un sneutrino ligero (41 GeV/$c^2 < m_{\tilde{\nu}} <$ 100 GeV/c^2) y de entre 84.5 GeV/c^2 (si el chargino es gaugino) y el límite cinemático (si el chargino es higgsino) si se supone un sneutrino pesado ($m_{\tilde{\nu}} >$ 300 GeV/c^2).

Una vez fijados los límites inferiores en la masa del chargino en los distintos escenarios, resulta inmediato calcular el límite superior sobre la sección eficaz de producción $\sigma_{\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-}$ a una energía particular. En las Figuras 5.7 y 5.8 se muestra la distribución esperada de la sección eficaz de producción de pares $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ a E_{cm} = 172 GeV, como función de la masa del chargino, correspondiente a los casos *no degenerado* y *degenerado*, respectivamente. En las figuras se indican de forma gráfica los límites calculados en un "escenario neutralino *LSP* " (línea continua) y en un "escenario gravitino *LSP* " (línea discontinua). Los valores de los límites sobre la masa del chargino y la sección eficaz de producción $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ calculadas en ambos escenarios se resumen en las Tablas 5.3 y 5.4.

En el diagrama superior de la Figura 5.7 se ha supuesto un sneutrino de masa superior a 300 GeV/c^2. Como se aprecia, el valor teórico de la sección eficaz no sólo depende del valor de la masa del chargino, sino de la zona en el espacio de parámetros SUSY en que nos encontremos: los puntos que pueblan el máximo (mínimo) de la sección eficaz corresponden a puntos situados en la región gaugino (región higgsino) del espacio de parámetros. En el diagrama inferior de esta misma figura se ha asumido un sneutrino ligero (41 GeV/$c^2 < m_{\tilde{\nu}} <$ 100 GeV/c^2). En este caso los puntos situados en el máximo (mínimo) de la sección eficaz corresponden a puntos situados en la región higgsino (región gaugino) del espacio de parámetros, que no sufren el efecto de la interferencia destructiva al acoplarse de forma muy débil al sneutrino. En el caso *degenerado* (Figura 5.8) el valor de la sección eficaz depende mínimamente del valor de $m_{\tilde{\nu}}$, pues el chargino es esencialmente higgsino y no se acopla al sneutrino.

En un "escenario neutralino *LSP* " y suponiendo un sneutrino ligero (41 GeV/$c^2 <$ $m_{\tilde{\nu}} <$ 100 GeV/c^2), el límite superior en la sección eficaz de producción de charginos a E_{cm} = 172.4 GeV, calculado al 95 % de nivel de confianza, es de 0.64 *pb* en el caso *no degenerado* y de 1.84 *pb* en el caso *degenerado* (ΔM = 5 GeV/c^2). En un "escenario gravitino *LSP* " los límites correspondientes en los casos *no degenerado* y *degenerado* (ΔM = 1 GeV/c^2) son de 0.44 *pb* y 0.75 *pb*, respectivamente.

	sneutrino ligero		sneutrino pesado	
	$m^{\min}_{\tilde{\chi}^+_1}$	$\sigma^{\max}$	$m^{\min}_{\tilde{\chi}^+_1}$	$\sigma^{\max}$
ΔM **= 5 GeV/**c^2	80.3 GeV/c^2	1.84 *pb*	80.3 GeV/c^2	1.84 *pb*
ΔM **> 10 GeV/**c^2	67.8 GeV/c^2	0.64 *pb*	84.3 GeV/c^2	0.82 *pb*

Tabla 5.3: "Escenario neutralino *LSP* ": límites al 95 % de nivel de confianza sobre la masa mínima del chargino y sobre la sección eficaz máxima de producción de pares $\tilde{\chi}^+_1\ \tilde{\chi}^-_1$, en el caso de sneutrino ligero (41 GeV/c^2 $< m_{\tilde{\nu}} <$ 100 GeV/c^2) y pesado ($m_{\tilde{\nu}} >$ 300 GeV/c^2).

Los límites calculados suponiendo un sneutrino pesado son, al 95 % de nivel de confianza, de 0.82 *pb* en el caso *no degenerado* y de 1.84 *pb* cuando ΔM = 5 GeV/c^2 para el "escenario neutralino *LSP*". El correspondiente límite en un "escenario gravitino *LSP* " es de 0.75 *pb* para cualquier $\Delta M \geq$ 1 GeV/c^2.

	sneutrino ligero		sneutrino pesado	
	$m^{\min}_{\tilde{\chi}^+_1}$	$\sigma^{\max}$	$m^{\min}_{\tilde{\chi}^+_1}$	$\sigma^{\max}$
ΔM **= 1 GeV/**c^2	84.5 GeV/c^2	0.75 *pb*	84.5 GeV/c^2	0.75 *pb*
ΔM **> 10 GeV/**c^2	71.8 GeV/c^2	0.44 *pb*	84.5 GeV/c^2	0.75 *pb*

Tabla 5.4: "Escenario gravitino *LSP* ": límites al 95 % de nivel de confianza sobre la masa mínima del chargino y sobre la sección eficaz máxima de producción de pares $\tilde{\chi}^+_1\ \tilde{\chi}^-_1$, en el caso de sneutrino ligero (41 GeV/c^2 $< m_{\tilde{\nu}} <$ 100 GeV/c^2) y pesado ($m_{\tilde{\nu}} >$ 300 GeV/c^2).

En la Figura 5.9 se muestra la región excluida al 95 % de nivel de confianza en el plano ($m_{\tilde{\chi}^\pm_1}$, $m_{\tilde{\chi}^0_1}$) para el caso de sneutrino pesado ($m_{\tilde{\nu}} >$ 300 GeV/c^2) y asumiendo un "escenario neutralino *LSP* ". La línea fina muestra el límite cinemático, mientras que la región marcada en el tono gris más claro (para valores de $m_{\tilde{\chi}^\pm_1} >$ 80 GeV/c^2 y $m_{\tilde{\chi}^0_1} <$ 20 GeV/c^2) no está permitida en el MSSM. Como se aprecia en el gráfico, cuando $\Delta M >$ 10 GeV/c^2 los límites en la masa del chargino se extienden desde 84.3 GeV/c^2 hasta el límite cinemático. Mencionemos, por otra parte, que la banda situada en 0 GeV/c^2 $< m_{\tilde{\chi}^\pm_1} - m_{\tilde{\chi}^0_1} <$ 3 GeV/c^2 no está excluida al no haber sido considerada en este análisis.

Finalmente, es importante recordar que se ha supuesto válida la relación de Gran Unificación $M_1 = \frac{5}{3}\tan^2\theta_W \cdot M_2 \simeq 0.5 \cdot M_2$ para el cálculo de todos los límites de exclusión.

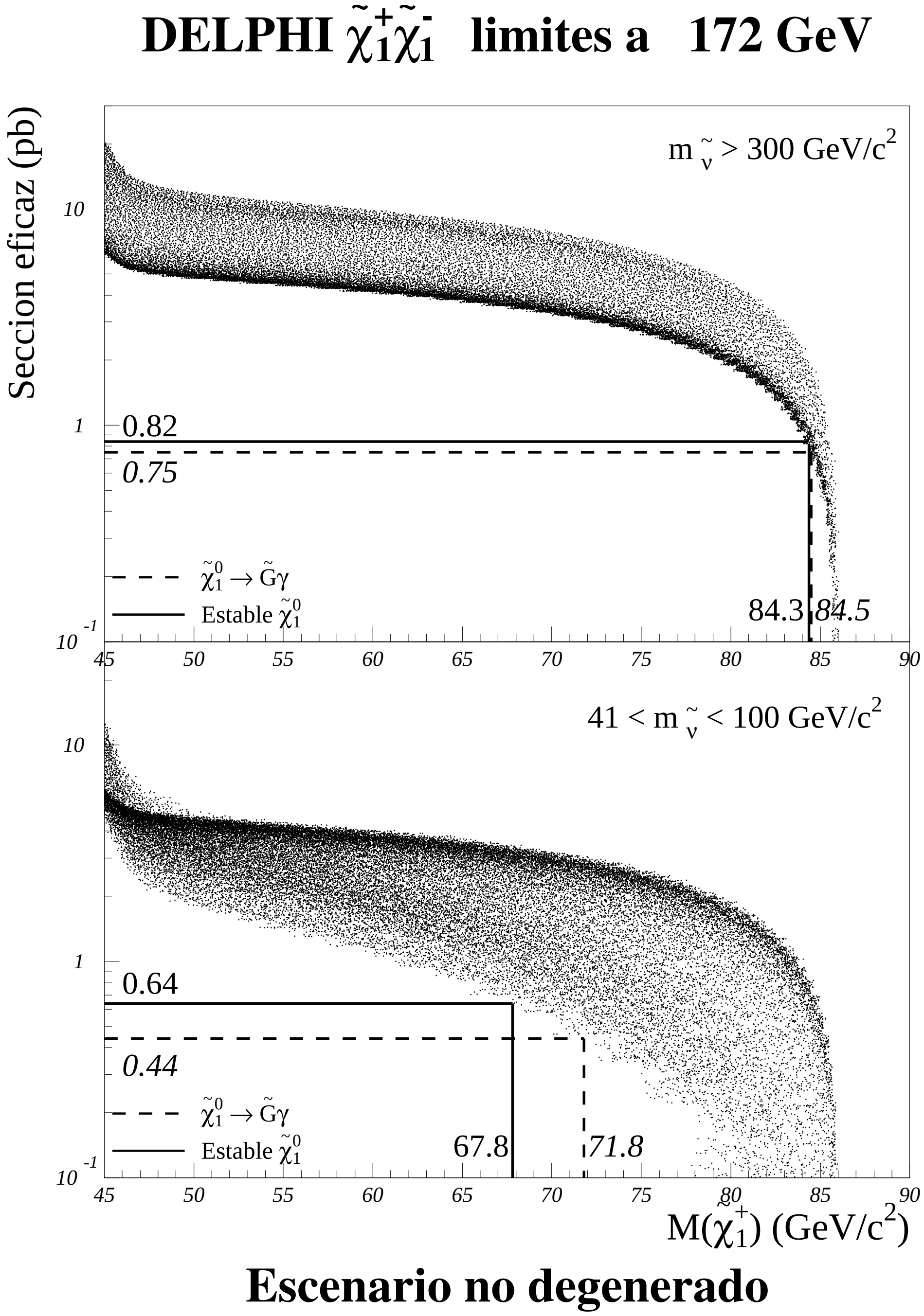


Figura 5.7: Sección eficaz de producción $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ frente a la masa del chargino en el escenario *no degenerado*, para cada punto del espacio de parámetros MSSM, a $E_{cm} = 172$ GeV. En la figura superior se ha supuesto un sneutrino pesado ($m_{\tilde{\nu}} > 300$ GeV/c^2), mientras que en la inferior se ha considerado ligero (41 GeV/c^2 $< m_{\tilde{\nu}} <$ 100 GeV/c^2). En ambas figuras se muestran los límites en la sección eficaz y en la masa del chargino, calculados al 95 % de nivel de confianza, asumiendo un "escenario neutralino *LSP*" (línea continua) y un "escenario gravitino *LSP*" (línea discontinua).

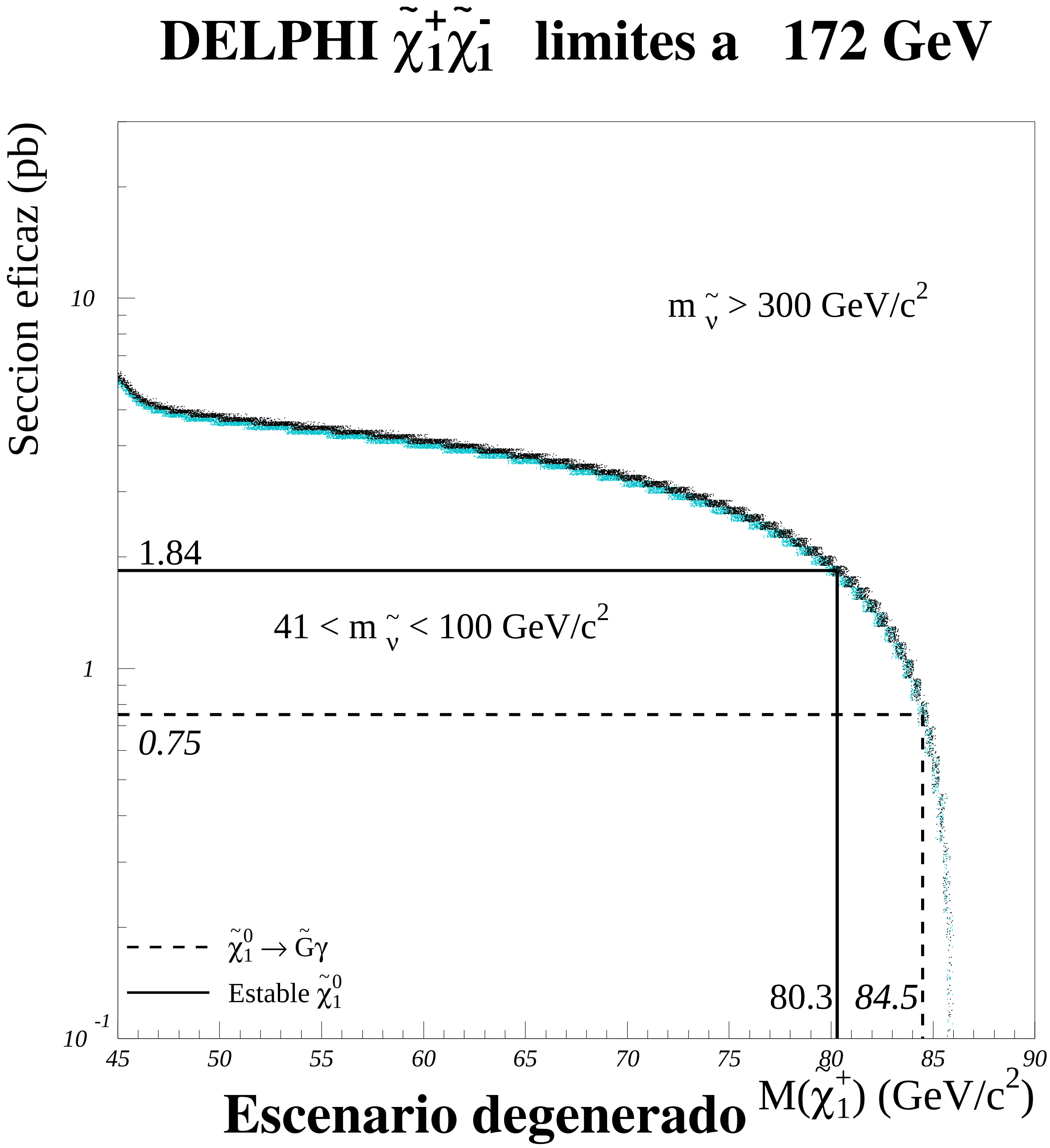


Figura 5.8: Sección eficaz de producción $\tilde{\chi}_1^+ \, \tilde{\chi}_1^-$ frente a la masa del chargino en el escenario *degenerado*, para cada punto del espacio de parámetros MSSM, a $E_{cm} = 172$ GeV. En la figura se han considerado los casos de sneutrino pesado ($m_{\tilde{\nu}} > 300$ GeV/c^2) y ligero (41 GeV/$c^2 < m_{\tilde{\nu}} < 100$ GeV/c^2), mostrándose los límites en la sección eficaz y en la masa del chargino, calculados al 95 % de nivel de confianza, asumiendo un "escenario neutralino *LSP* " ($\Delta M = 5$ GeV/c^2, línea continua) y un "escenario gravitino *LSP* " ($\Delta M = 1$ GeV/c^2, línea discontinua).

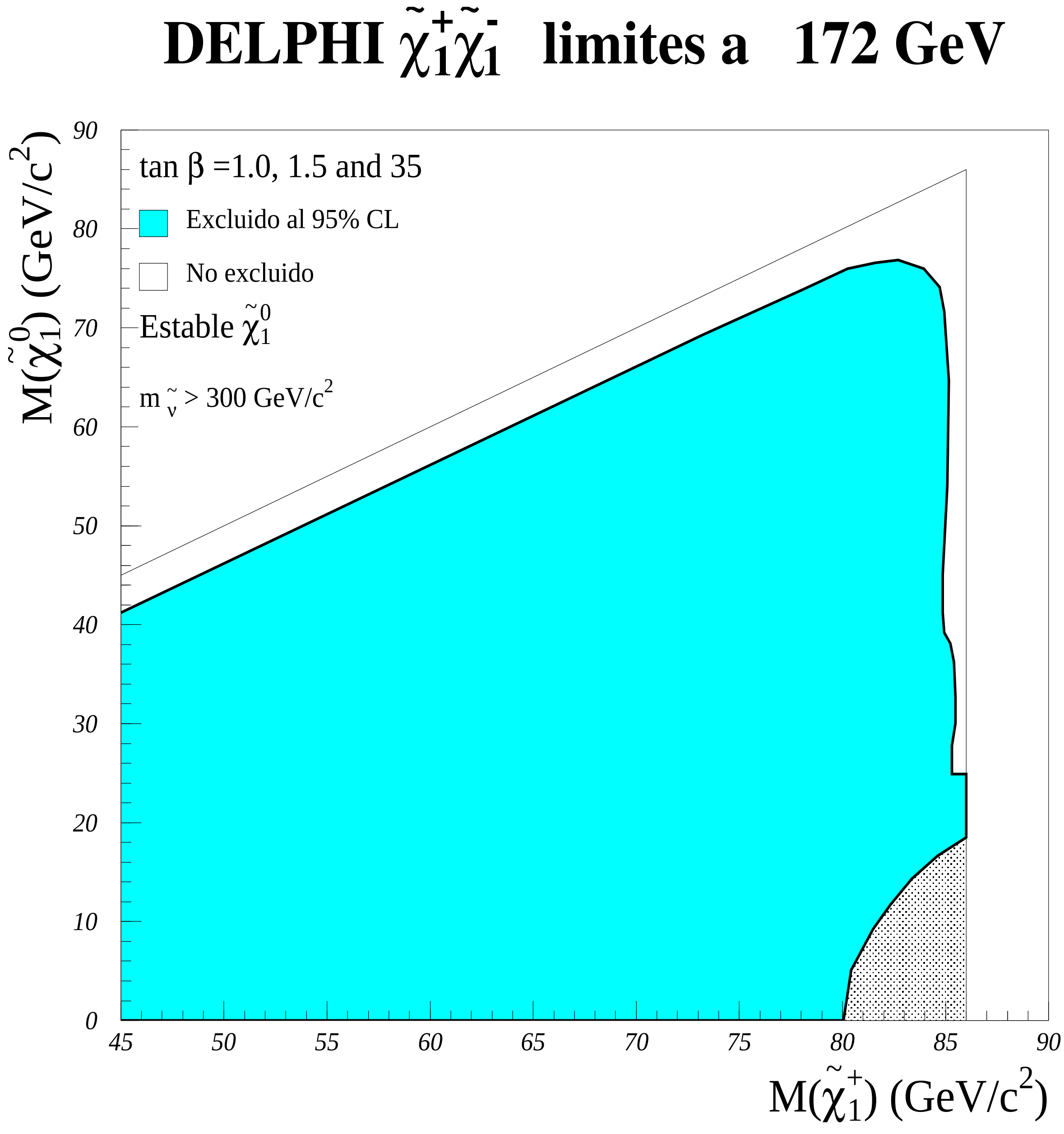


Figura 5.9: Regiones excluidas al 95 % de nivel de confianza en el plano formado por la masa del primer neutralino y la masa del primer chargino, asumiendo un sneutrino pesado ($m_{\tilde{\nu}} > 300$ GeV$/c^2$). La línea fina muestra el límite cinemático, mientras que la región punteada es inaccesible en el MSSM. Los límites han sido calculados asumiendo un "escenario neutralino *LSP*".

Como se explicó anteriormente (véase Figura 5.2), la dependencia de la eficiencia de detección con B_l puede no ser despreciable dentro del "escenario neutralino *LSP*", especialmente cuando ΔM toma valores extremos (por debajo de 5 GeV/c^2 o por encima de 70 GeV/c^2). En la Figura 5.10 se ha calculado la variación del límite sobre $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$, al 95 % de nivel de confianza, debido a la variación de B_l. En la gráfica se muestran los límites alcanzados en los casos *degenerado* y *no degenerado*, considerando un sneutrino pesado y para tres valores de $tan\beta$. Si bien es cierto que se aprecia un ligero empeoramiento de los límites a medida que B_l aumenta por encima del $\sim$ 70 %, el hecho más destacable que se puede extraer de la figura es que los valores de los límites no muestran una dependencia muy acusada con B_l, variando menos de un $\sim$ 4 % en torno al mejor de los límites.

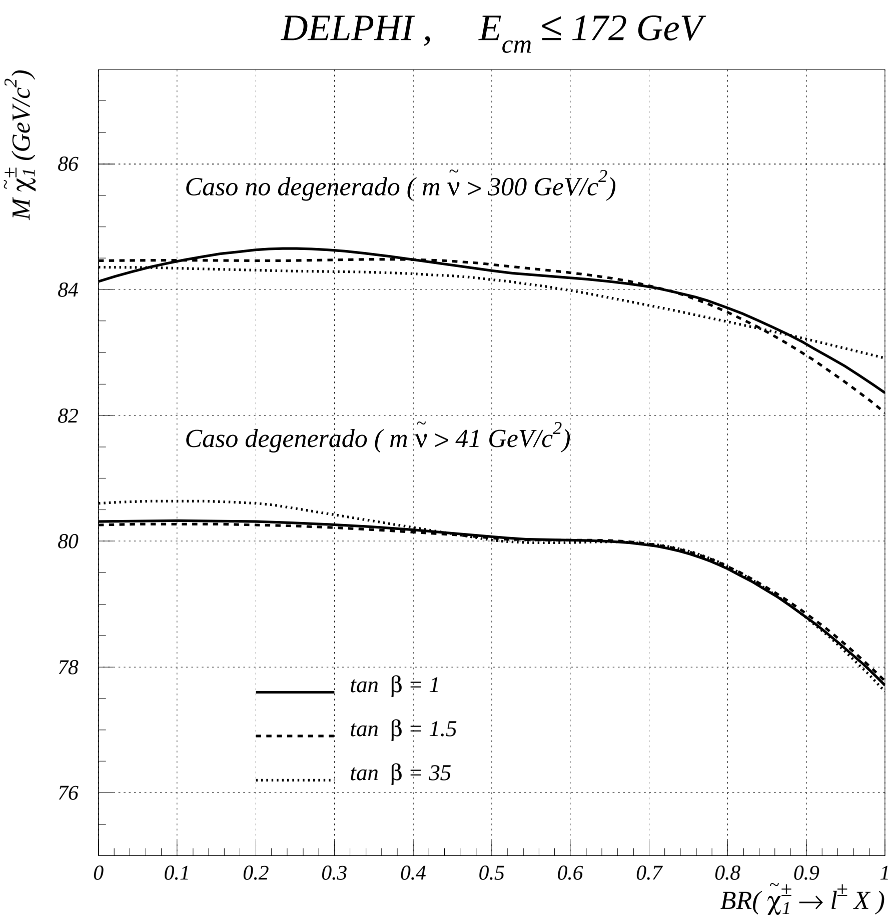


Figura 5.10: "Escenario neutralino *LSP*": límites al 95 % de nivel de confianza sobre la masa mínima del chargino, en los casos *degenerado* y *no degenerado*, en función de la probabilidad de desintegración del chargino al canal leptónico.

A partir de la eficiencia de detección total, de la luminosidad recolectada, del número de candidatos y del fondo Monte Carlo estimado, es posible obtener un límite sobre la sección eficaz de producción de pares $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ en el plano ($m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$) que resulte independiente del modelo. Los diagramas superiores de la Figura 5.11 muestran, en dicho plano y para dos valores de $tan\beta$, los contornos de sección eficaz de producción $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ máxima a $E_{cm} = 172$ GeV compatibles con los datos experimentales al 95 % de nivel de confianza. Las diferentes tonalidades corresponden a diferentes valores de $\sigma_{\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-}$ (en picobarns) de acuerdo con la escala que aparece en el margen derecho de cada gráfico. En la parte inferior de la figura se ofrece una información similar en forma de diagrama tridimensional.

Como se aprecia en los gráficos, cualquier punto del espacio de parámetros con sección eficaz de producción superior a 2.5 *pb* (1.2 *pb*) quedaría excluido al 95 % de nivel de confianza para $tan\beta = 1$ ($tan\beta = 35$). El valor del límite crece al disminuir ΔM por debajo de ~ 5 GeV/c^2, pudiéndose fijar un límite de exclusión en esta zona de $\sigma_{\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-} > 1.2$ *pb* para ambos valores de $tan\beta$. Por otro lado, el límite también aumenta cuando ΔM aumenta por encima de ~ 70 GeV/c^2 en el caso de $tan\beta = 1$ (valores tan altos de ΔM no son posibles dentro del MSSM para $tan\beta = 35$) debido al empobrecimiento de la eficiencia en esas regiones, obteniéndose un valor en torno a $\sigma_{\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-} > 2.5$ *pb*. No obstante, lo más destacable de este resultado es que en la mayor parte de los puntos (para valores de ΔM intermedios) quedan excluidos si la sección eficaz de producción $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ supera los 0.5 *pb*.

5.4 Límites de exclusión en el espacio MSSM de parámetros

Además, es posible traducir este resultado experimental en regiones de exclusión en el espacio de parámetros MSSM, combinando los límites derivados de la búsqueda de charginos en *LEP-II* y de neutralinos en *LEP-I*.

En la Figura 5.12 se muestran los límites inferiores en la masa del chargino como función de los parámetros μ (figura superior) y M_2 (figura inferior), calculados al 95 % de nivel de confianza. En este segundo gráfico, el valor de M_2 aparece con el signo de μ con el fin de presentar juntos los límites para $\mu < 0$ y $\mu > 0$. Las líneas continuas muestran el resultado obtenido para $tan\beta = 1$ y las discontinuas para $tan\beta = 35$. En todos los casos se asume un sneutrino pesado ($m_{\tilde{\nu}} > 300$ GeV/c^2). Los límites se obtuvieron teniendo en cuenta los resultados experimentales de la búsqueda de charginos a $E_{cm} = 172$ GeV y la condición adicional $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 45$ GeV/c^2 impuesta por *LEP-I*.

En la Figura 5.13 se muestran las regiones excluidas a un 95 % de nivel de confianza en el plano (μ, M_2). La zona sombreada en gris claro queda excluida por la búsqueda de charginos y neutralinos a las energías de *LEP-I* [2], mientras que las zonas sombreadas en gris intermedio y gris obscuro se excluyen a partir de las búsquedas de charginos y neutralinos, respectivamente, a las energías $E_{cm} = 161$ GeV – 172 GeV. Cada figura corresponde a un valor distinto de $tan\beta$ y en todas ellas se ha asumido un valor de $m_0 = 1$ TeV/c^2.

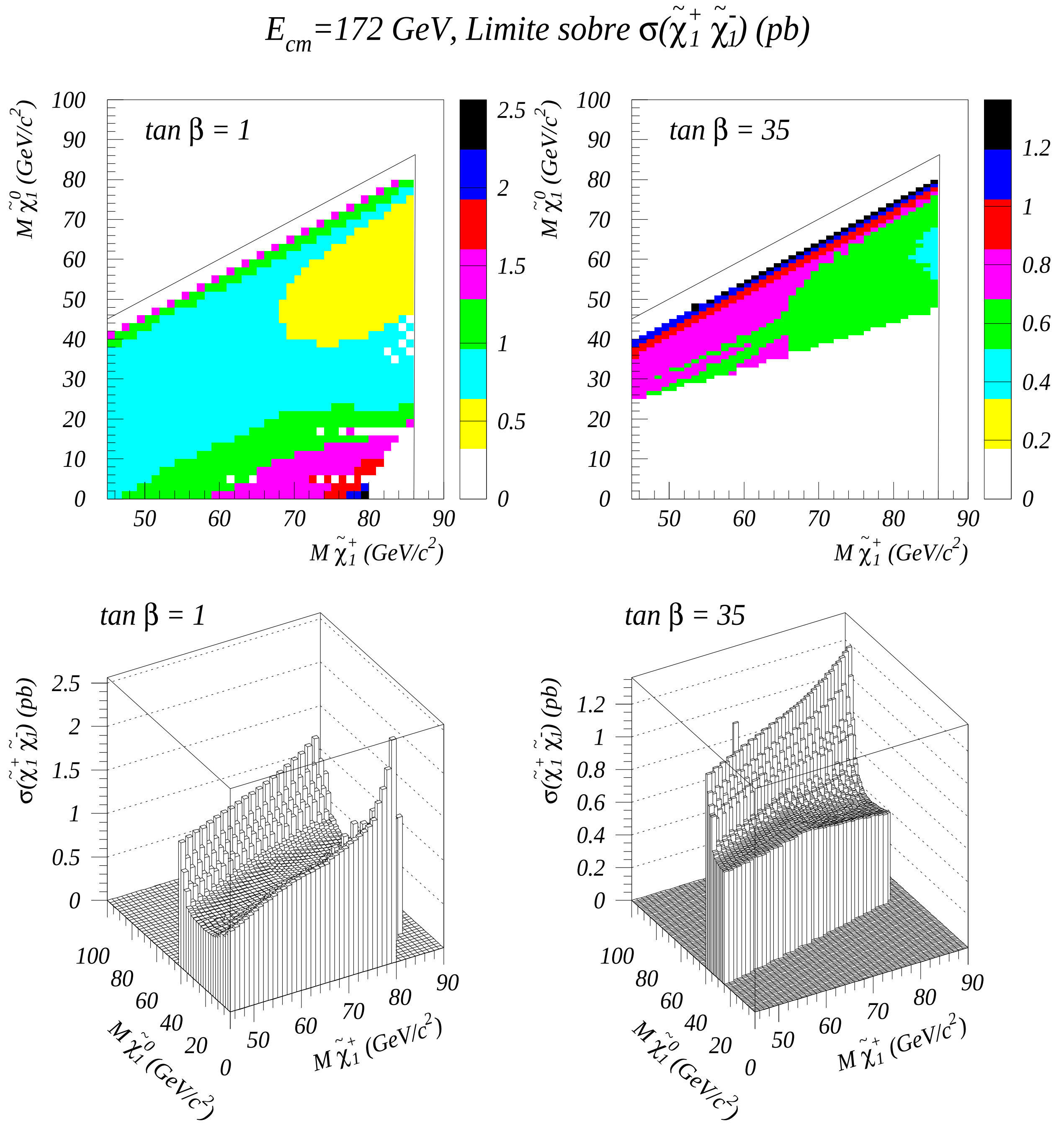


Figura 5.11: "Escenario neutralino *LSP* ": contornos de sección eficaz de producción $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ máxima (véase escala) a $E_{cm} = 172$ GeV compatible con los datos experimentales al 95 % de nivel de confianza, en el plano formado por las masas del chargino y neutralino más ligeros para dos valores de $tan\beta$.

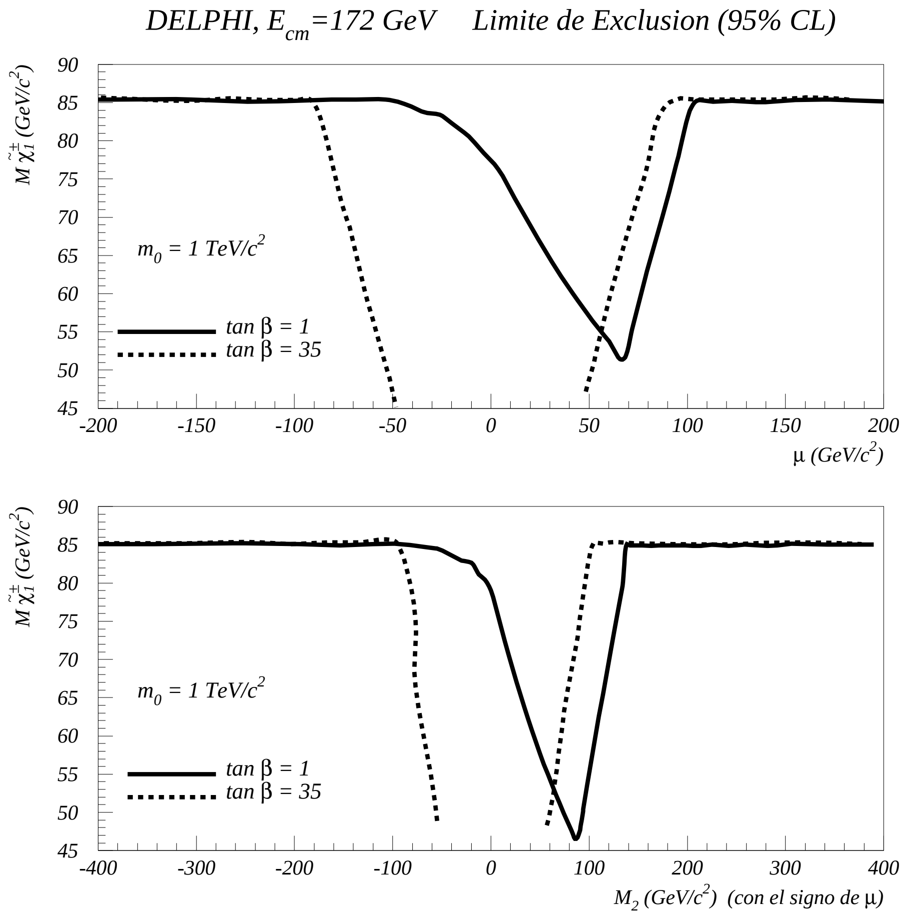


Figura 5.12: Límites inferiores en la masa del chargino como función de los parámetros μ (figura superior) y M_2 (figura inferior) calculados al 95 % de nivel de confianza. El valor de M_2 aparece con el signo de μ. Las líneas continuas muestran el resultado para $tan\beta = 1$, y las discontinuas para $tan\beta = 35$, asumiendo en ambos casos $m_0 = 1$ TeV/c^2.

Como puede apreciarse en el primero de los gráficos, la búsqueda de neutralinos extiende ligeramente la región excluida por la búsqueda de charginos para valores de μ negativos y $tan\beta = 1$. Con la excepción de esta estrecha franja, indicada con una línea discontinua en la figura, las regiones excluidas por la búsqueda de neutralinos son excluidas también por la búsqueda de charginos. Además, como ya se comentó en la Sección 1.7, en la región de M_2 muy grande (no representada en la figura) la búsqueda de neutralinos puede llegar a excluir más que la búsqueda de charginos, ya que en esas zonas la degeneración entre $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ y $\tilde{\chi}_1^0$ es superior a la degeneración entre $\tilde{\chi}_2^0$ y $\tilde{\chi}_1^0$, por lo que las eficiencias de detección de neutralinos resultan superiores a las de charginos.

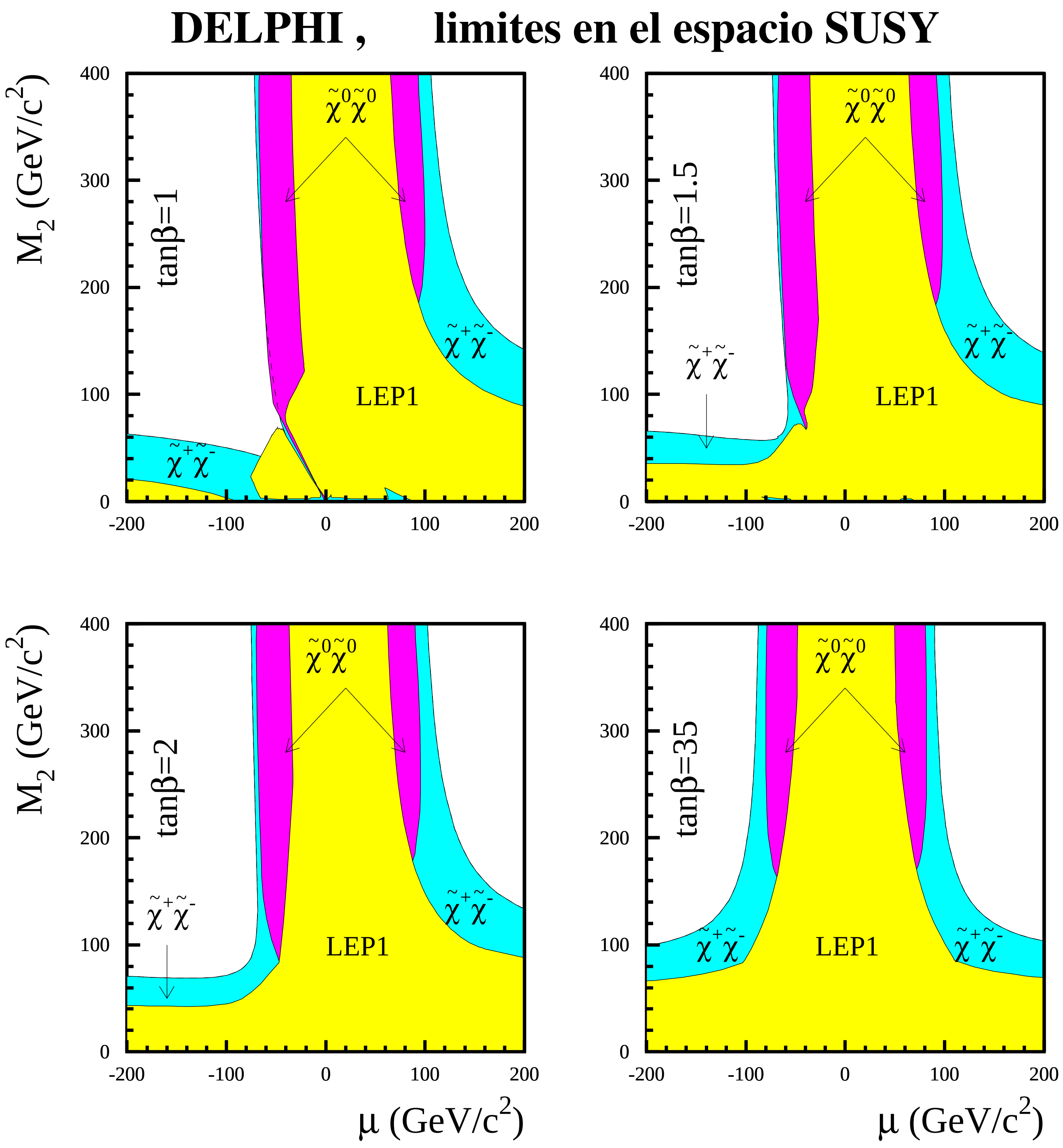


Figura 5.13: Regiones excluidas al 95 % de nivel de confianza en el plano (μ, M_2) para $tan\beta = 1$, 1.5, 2, 35, asumiendo $m_0 = 1$ TeV/c^2. En las figuras se indican las zonas excluidas a las energías de *LEP-I* (sombreadas en gris claro) y aquellas excluidas por la búsqueda de charginos (en gris intermedio) y neutralinos (en gris obscuro) a $E_{cm} = 161$ GeV – 172 GeV.

5.5 Límites sobre la masa del primer neutralino

Suponiendo que el primer neutralino es estable, es posible traducir los límites de exclusión fijados por las búsquedas de charginos y neutralinos en un límite inferior sobre la masa del neutralino más ligero. Dado que la dependencia funcional de las masas de chargino y neutralino en los parámetros (μ, M_2, $tan\beta$) es diferente (véanse Figuras A.1 y A.3), para una masa dada de chargino existirá siempre un valor mínimo de la masa del neutralino. El método seguido para fijar el valor de $m^{\rm min}_{\tilde{\chi}^0_1}$ consiste en encontrar, para cada valor de $tan\beta$, aquel punto en el espacio de parámetros que, encontrándose en el límite de la región excluida al 95 % de nivel de confianza, dé el valor más bajo de la masa del primer neutralino. El cálculo se realizó suponiendo $m_0 = 1$ TeV/c^2 y bajo la hipótesis de Gran Unificación ($M_1 \sim 0.5 \cdot M_2$).

Para valores de $tan\beta$ por encima de ~ 1.5, el mejor valor del límite en $m^{\rm min}_{\tilde{\chi}^0_1}$ se consigue empleando únicamente los límites en la búsqueda de charginos a las energías $E_{cm} = 161$ GeV – 172.4 GeV.

Sin embargo, como se pondrá de manifiesto a continuación, el menor valor del límite sobre $m^{\rm min}_{\tilde{\chi}^0_1}$ (que puede considerarse como un *límite absoluto* sobre $m_{\tilde{\chi}^0_1}$) corresponde a un valor de $tan\beta = 1$. Para valores de $tan\beta$ pequeños, cercanos a la unidad, los límites alcanzados a partir de la búsqueda de charginos pueden ser mejorados incluyendo, además, los límites en la producción de procesos radiativos $e^+e^- \to Z^0 \to \tilde{\chi}^0_1 \tilde{\chi}^0_2 \to \tilde{\chi}^0_1 \tilde{\chi}^0_1 \gamma$, extraídos de la búsqueda de *sucesos con un solo fotón* en DELPHI a las energías de *LEP-I* [3]. Para estimar un límite superior en la sección eficaz de producción de este proceso es preciso tener en cuenta, tanto el número esperado de *sucesos con un solo fotón* compatible con $m_{\tilde{\chi}^0_1}$ y $m_{\tilde{\chi}^0_2}$ para cada pareja (μ, M_2), como el número esperado de sucesos de fondo, de acuerdo con la predicción del Modelo Estándar.

En la Figura 5.14 se muestran las regiones en el plano (μ, M_2) relevantes para fijar un límite inferior en la masa del neutralino en el caso $tan\beta = 1$ y $m_0 = 1$ TeV/c^2. La línea de puntos y trazos delimita la zona excluida por la búsqueda de charginos, mientras que la línea de trazos marca la zona excluida por la búsqueda de neutralinos, a $E_{cm} = 161$ GeV – 172 GeV en ambos casos. La línea sólida gruesa muestra la región excluida por la búsqueda de *sucesos con un solo fotón* en *LEP-I*. La línea continua fina marca el contorno de $m_{\tilde{\chi}^0_1} = 24.9$ GeV/c^2, que es la curva de isomasa que pasa por el punto de intersección de la isleta excluida por los sucesos con un solo fotón y la búsqueda de charginos. El límite cinemático para la producción de charginos viene indicado por la línea punteada. Finalmente, la zona situada en $M_2 \simeq \mu \simeq 0$ (sombreada en gris obscuro) queda excluida por ser incompatible con el número de sucesos W^+W^- observados en datos.

Como se aprecia en la figura, los resultados derivados de la búsqueda de neutralinos en la región de pequeños $|\mu|$ y M_2 resulta de extrema importancia. A partir de la búsqueda de charginos únicamente, sería posible fijar un límite en la masa del primer neutralino de $m_{\tilde{\chi}^0_1} > 16.5$ GeV/c^2. Este límite se obtiene en el vértice de la curva de exclusión de charginos. La región cubierta por *LEP-I* permite extender este límite hasta un valor de $m_{\tilde{\chi}^0_1} > 24.9$ GeV/c^2.

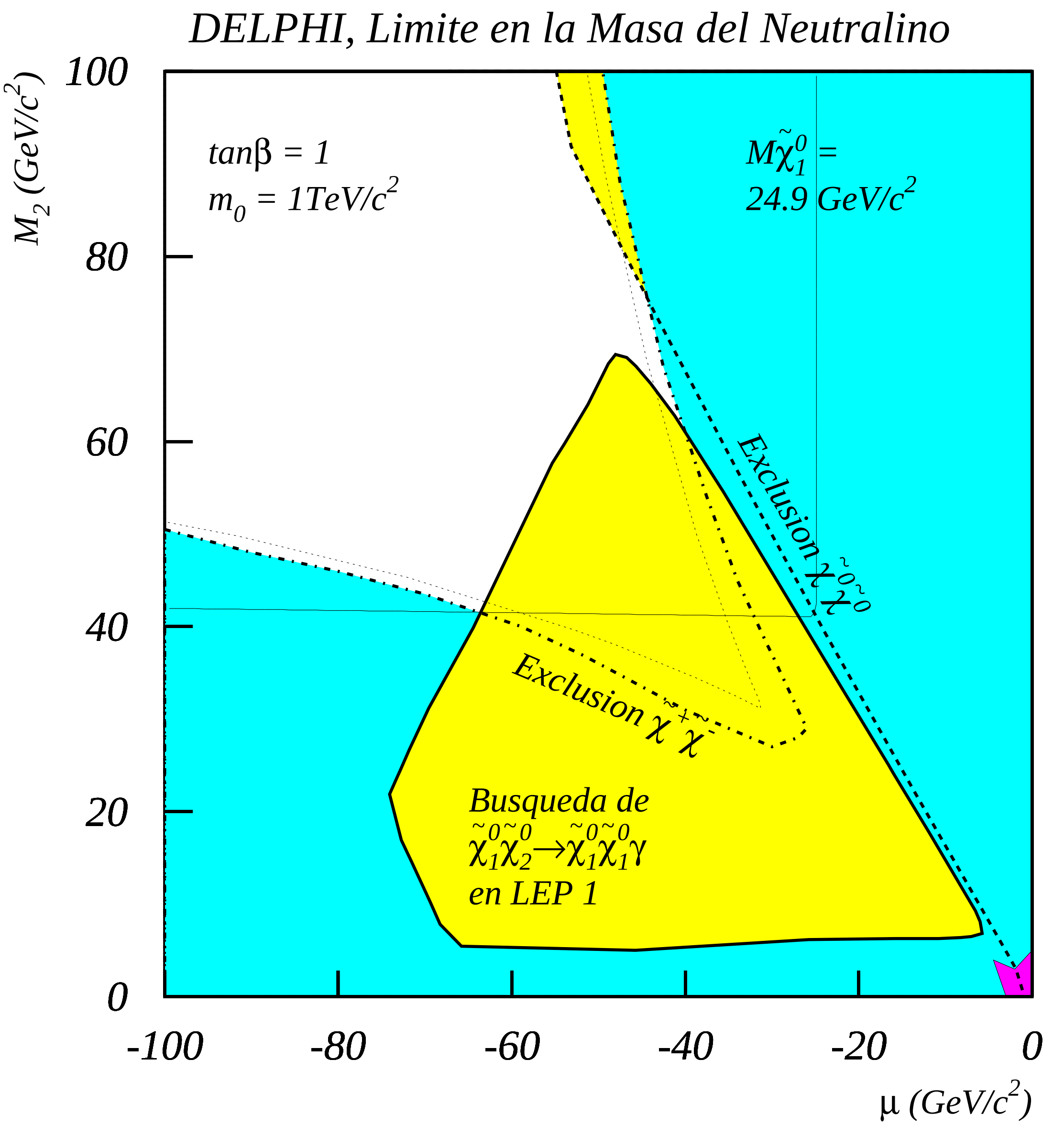


Figura 5.14: Regiones excluidas en el plano (μ, M_2) relevantes para fijar un límite inferior absoluto en la masa del neutralino para $tan\beta = 1$ y $m_0 = 1$ TeV/c^2. En la figura se indican las zonas excluidas por la búsqueda de charginos (línea a puntos y trazos) y neutralinos (línea a trazos) a $E_{cm} = 161$ GeV – 172 GeV. La línea sólida gruesa muestra la región excluida por la búsqueda de *sucesos con un solo fotón* en *LEP-I*. La línea continua fina marca el contorno de $m_{\tilde{\chi}^0_1} = 24.9$ GeV/c^2. El límite cinemático para la producción de charginos viene marcado por la línea fina punteada.

En la Figura 5.15 se muestra el límite inferior en la masa del primer neutralino al 95 % de nivel de confianza, como función de $tan\beta$ asumiendo un $\tilde{\chi}_1^0$ estable y m_0 = 1 TeV/c^2. Las regiones excluidas por las búsquedas a E_{cm} = 161 GeV – 172 GeV aparecen marcadas con gris claro, mientras que la región marcada con gris obscuro resulta excluida combinando éste resultado con los límites en la producción de $\tilde{\chi}_1^0\,\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\,\tilde{\chi}_1^0\,\gamma$, derivados de la búsqueda de *sucesos con un solo fotón* a las energías de *LEP-I*.

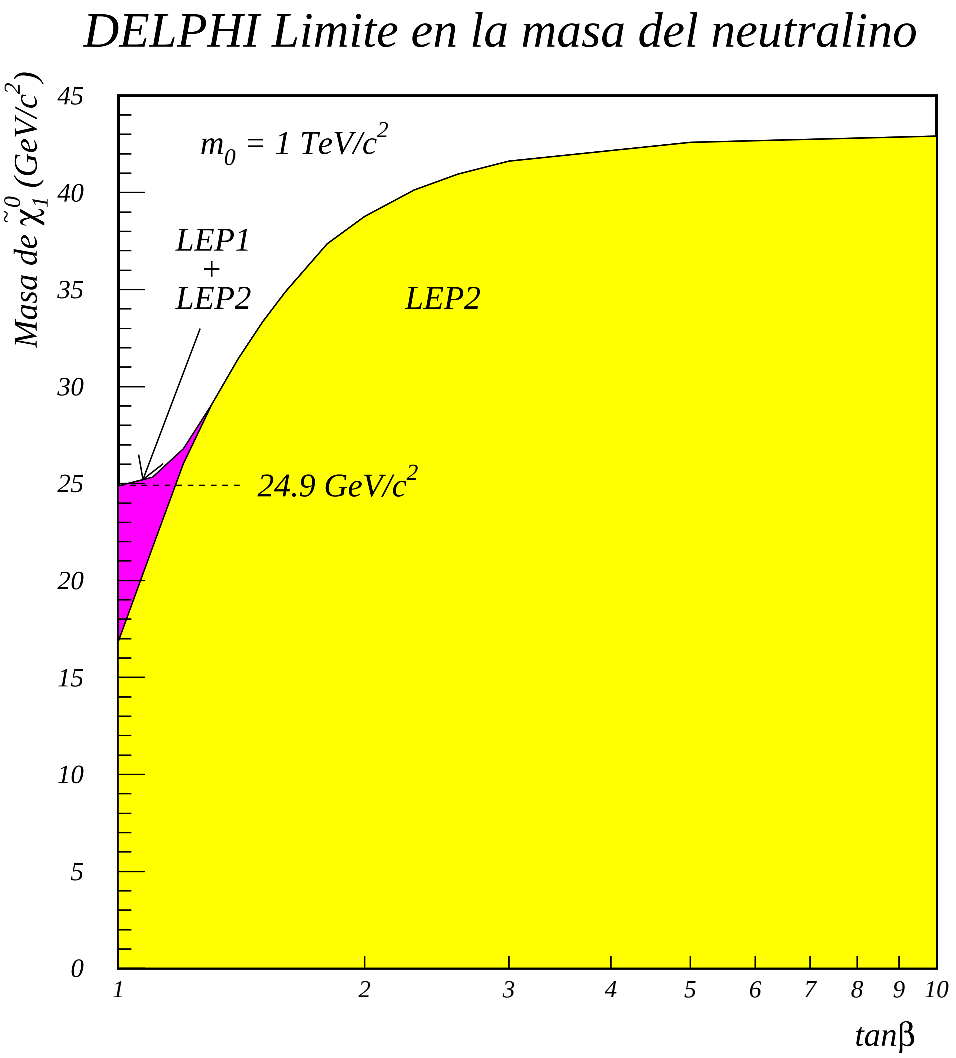


Figura 5.15: Límite inferior en la masa del primer neutralino, al 95 % de nivel de confianza, como función de $tan\beta$ asumiendo un $\tilde{\chi}_1^0$ estable y m_0 = 1 TeV/c^2. La región marcada con gris claro está excluida por la búsqueda del chargino a E_{cm} = 161 GeV – 172 GeV, mientras que la región marcada con gris obscuro resulta excluida combinando este resultado negativo con los límites en la producción de $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ derivados de la búsqueda de *sucesos con un solo fotón* a las energías de *LEP-I*.

Mencionemos, finalmente, que este límite en $m_{\tilde{\chi}_1^0}^{\min}$ resulta muy sensible al valor del cociente M_1/M_2. Tal y como puede apreciarse en la Figura 5.16, donde se muestran las curvas de isomasa de neutralino correspondientes $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 24.9$ GeV/c^2 para $tan\beta$ =1 y diferentes valores del cociente M_1/M_2, un neutralino de masa 24 GeV/c^2 no estaría excluido si $M_1/M_2 = 0.3$, mientras que el límite en $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ estaría en torno a 33 GeV/c^2 si $M_1/M_2 = 0.7$. El límite de 24.9 GeV/c^2 se aplica, por tanto, con la condición $M_1/M_2 = \frac{5}{3}\tan^2\theta_W$ ($= 0.479$).

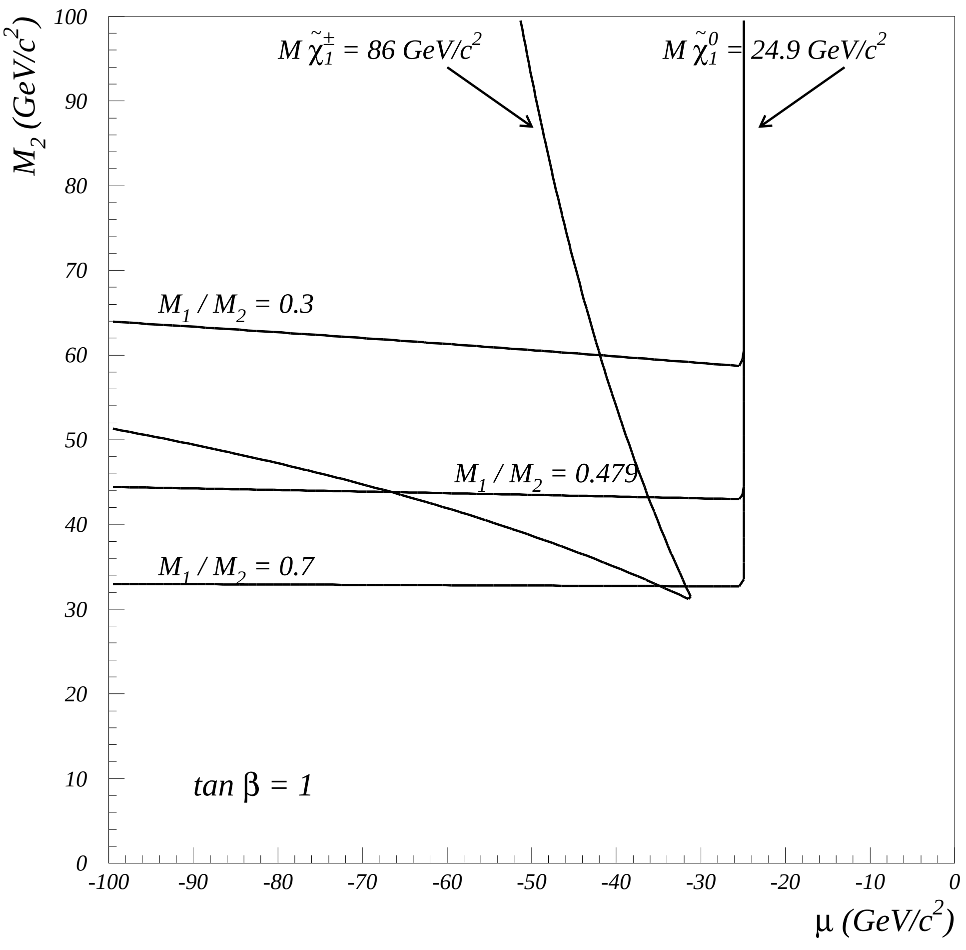


Figura 5.16: Curvas de isomasa del neutralino $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 24.9$ GeV/c^2, en el plano (μ, M_2), para tres valores diferentes del cociente M_1/M_2 (0.3, 0.479 y 0.7) y $tan\beta = 1$. En el gráfico se indica, así mismo, la curva de isomasa del chargino de 86 GeV/c^2.

Bibliografía

[1] O. Helene, Nucl. Instr. and Meth. 212 (1983) 319.
R.M. Barnett et al., Particle Data Group, *"Review of Particle Properties 1996"*, Phys. Rev. D54.

[2] ALEPH Coll., D. Decamp et al., Phys. Rep. 216 (1992) 253 ;
A. López-Fernandez, DELPHI note 92-95 (Dallas) PHYS 206 ;
L3 Coll., M. Acciarri et al., Phys. Lett. B350 (1995) (109) ;
OPAL Coll., G. Alexander et al., Phys. Lett. B377 (1996) 273.

[3] DELPHI Coll., P. Abreu et al., CERN PPE/96-03, enviado a Zeit. Phys. C.

Capítulo 6

Conclusiones

• En este trabajo hemos realizado una búsqueda de charginos con los datos recogidos por el detector DELPHI de LEP durante el período 1995 – 1996 a las energías E_{cm} = 130.4, 136.3, 161.4 y 172.4 GeV. La luminosidad integrada total analizada ha sido de 25.7 pb^{-1}. En la presente memoria se han descrito los métodos empleados y los resultados obtenidos en dicha búsqueda.

El estudio se ha llevado a cabo en el marco teórico del Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo (MSSM), suponiendo la conservación de la paridad$-R$ y en dos escenarios diferentes: asumiendo que la partícula supersimétrica más ligera (*LSP*) es el primer neutralino o el sneutrino ("escenario neutralino *LSP* "), y suponiendo que la *LSP* es el gravitino ("escenario gravitino *LSP* "). Se ha asumido, igualmente, que existe Gran Unificación, de modo que la relación entre los valores de las masas de los gauginos queda fijada por la relación $M_1 = \frac{5}{3}\tan^2\theta_W \cdot M_2 \simeq 0.5 \cdot M_2$.

• Desde un punto de vista experimental, se observa que las variables que más influencia tienen sobre la eficiencia de detección de la señal (ε) son la masa del primer chargino y la diferencia de masa entre éste y la partícula supersimétrica más ligera (ΔM). Para la estimación de ε se generaron una serie de sucesos mediante simulación Monte Carlo, representativos de diferentes regiones del espacio de parámetros SUSY y en un extenso rango de valores de $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ y ΔM. La eficiencia en cualquier punto del espacio SUSY se calcula a partir de la probabilidad de desintegración al canal puramente leptónico y de las eficiencias parciales de detección de cada topología, expresadas éstas como funciones polinómicas sencillas de ΔM y de la masa del chargino. Respecto al fondo, los procesos contaminantes más importantes a las diferentes energías fueron generados mediante simulación Monte Carlo.

• Dentro del "escenario neutralino *LSP* ", las eficiencias medias alcanzadas son de $\sim$ 18 % en la región *degenerada* ($\Delta M = 5$ GeV/c^2), de $\sim$ 55 % en la región *no degenerada* ($\Delta M > 10$ GeV/c^2) y de $\sim$ 15 % cuando ΔM está por encima de 70 GeV/c^2, siendo el fondo total estimado a E_{cm} = 172 GeV de 2.4 $\pm$ 0.2 sucesos en la selección *no degenerada* y de 0.87 $\pm$ 0.17 sucesos en la *degenerada*. Los fondos más contaminantes resultan ser el W^+W^- en la región *no degenerada* y los procesos de interacción a dos fotones ($\gamma\gamma$) en la región *degenerada*.

• En el "escenario gravitino *LSP* " la eficiencia es de $\sim$ 55 % para ΔM = 1 GeV/c^2, descendiendo hasta ~ 30 % para $\Delta M \sim 70$ GeV/c^2. El fondo estimado en estas dos regiones a $E_{cm} = 172$ GeV es de 0.41 ± 0.12 y 0.50 ± 0.13 sucesos, respectivamente, siendo los procesos más contaminantes el $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ y el $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ en ambos casos.

• La región de μ negativa y $M_2 \simeq |\mu| \simeq 0$ con $tan\beta$ cercano a la unidad, resulta especialmente interesante al esperarse en ella efectos que no son observables en ninguna otra zona del espacio de parámetros, tales como la producción de $\tilde{\chi}_2^{\pm}$ y $\tilde{\chi}_2^0$, desintegrándose este último radiativamente en $\gamma\,\tilde{\chi}_1^0$. Para el estudio de esta zona se aplica una combinación de los dos análisis anteriores, que consigue elevar la eficiencia de forma significativa al seleccionar tanto los sucesos radiativos como los no radiativos. Además, la región $M_2 = |\mu| = 0$ donde los sucesos $\tilde{\chi}_1^+\ \tilde{\chi}_1^-$ son indistinguibles de los sucesos W^+W^-, queda cubierta al comparar el número de sucesos W^+W^- detectados en DELPHI con las predicciones del Modelo Estándar sobre el número esperado de sucesos de este tipo.

• Un total de cinco sucesos candidatos a chargino sobreviven a los cortes de selección diseñados en el estudio del "escenario neutralino *LSP*" en todo el rango de energías analizado (E_{cm} = 130.4 – 172.4 GeV), mientras que ningún suceso es seleccionado por los cortes del "escenario gravitino *LSP*", lo cual es compatible con el fondo Monte Carlo estimado en ambos casos.

• Los límites de exclusión al 95 % de nivel de confianza, obtenidos combinando los resultados a las diferentes energías, se muestran en la Tabla 6.1. Estos resultados se obtuvieron haciendo un extenso barrido en el espacio de parámetros :

$$0 \text{ GeV}/c^2 \leq M_2 \leq 800 \text{ GeV}/c^2$$
$$-400 \text{ GeV}/c^2 \leq \mu \leq 400 \text{ GeV}/c^2$$
$$\tan\beta = 1\ ,\ 1.5\ ,\ 35$$
$$m_{\tilde{\nu}} > 300 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{y} \quad 41 \text{ GeV}/c^2 < m_{\tilde{\nu}} < 100 \text{ GeV}/c^2$$

• Asumiendo que el $\tilde{\chi}_1^0$ es estable, los límites al 95 % de nivel de confianza sobre la masa mínima del chargino en el caso *no degenerado* son $m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}} > 67.8$ GeV/c^2 si el sneutrino es ligero (41 GeV/c^2 $< m_{\tilde{\nu}} <$ 100 GeV/c^2), y entre $m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}} > 84.3$ GeV/c^2 (si el chargino es gaugino) y el límite cinemático (si el chargino es higgsino) para el caso de sneutrino pesado ($m_{\tilde{\nu}} >$ 300 GeV/c^2). En el caso *degenerado* (ΔM = 5 GeV/c^2) el límite es de $m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}} > 80.3$ GeV/c^2 independientemente de la masa del sneutrino.

• En el "escenario gravitino *LSP*" los límites correspondientes en el caso *no degenerado* son $m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}} > 71.8$ GeV/c^2 si el sneutrino es ligero (41 GeV/c^2 $< m_{\tilde{\nu}} <$ 100 GeV/c^2), y entre $m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}} > 84.5$ GeV/c^2 y el límite cinemático (dependiendo de la naturaleza del chargino) si el sneutrino es pesado ($m_{\tilde{\nu}} >$ 300 GeV/c^2). En el caso *degenerado* (ΔM = 1 GeV/c^2) el límite es de $m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}} > 84.5$ GeV/c^2 independientemente de la masa del sneutrino.

• El valor de la probabilidad de desintegración del chargino en cada una de las topologías puede variar de forma sensible según el escenario en que nos situemos. Por ello, resulta esencial que el análisis diseñado en la búsqueda de charginos sea lo más independiente posible de la topología. En este trabajo se han calculado los valores del límite sobre la masa del primer chargino como función de B_l, obteniéndose que la dependencia es pequeña.

	sneutrino ligero		sneutrino pesado	
	$m_{\tilde{\chi}_1^+}^{\min}$	$\sigma^{\max}$	$m_{\tilde{\chi}_1^+}^{\min}$	$\sigma^{\max}$
"Escenario neutralino *LSP*"				
ΔM = **5 GeV/c^2**	80.3 GeV/c^2	1.84 *pb*	80.3 GeV/c^2	1.84 *pb*
ΔM > **10 GeV/c^2**	67.8 GeV/c^2	0.64 *pb*	84.3 GeV/c^2	0.82 *pb*
"Escenario gravitino *LSP*"				
ΔM = **1 GeV/c^2**	84.5 GeV/c^2	0.75 *pb*	84.5 GeV/c^2	0.75 *pb*
ΔM > **10 GeV/c^2**	71.8 GeV/c^2	0.44 *pb*	84.5 GeV/c^2	0.75 *pb*

Tabla 6.1: Límites al 95 % de nivel de confianza sobre la masa mínima del chargino y sobre la sección eficaz máxima de producción de pares $\tilde{\chi}_1^+ \ \tilde{\chi}_1^-$, en el caso de sneutrino ligero (41 GeV/c^2 $< m_{\tilde{\nu}} <$ 100 GeV/c^2) y pesado ($m_{\tilde{\nu}} >$ 300 GeV/c^2) para los dos escenarios estudiados.

• Estos límites son válidos en todo el espacio de parámetros si el sneutrino es pesado. Si el sneutrino es ligero, los límites siguen siendo válidos en todo el espacio de parámetros excepto en aquellos puntos donde $m_{\tilde{\chi}_2^0} < m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$.

• Estos resultados experimentales han sido traducidos a regiones de exclusión en el espacio de parámetros MSSM, habiéndose calculado el valor del límite en la masa mínima del chargino en función de los parámetros M_2 y μ para diferentes valores de $tan\beta$.

• Combinando los resultados anteriores con los resultados en las búsquedas de neutralinos en *LEP–I* para el caso de un $\tilde{\chi}_1^0$ estable y un sneutrino pesado, se ha hallado el valor del límite inferior en la masa del primer neutralino en función del parámetro $tan\beta$. El límite absoluto se obtiene para $tan\beta = 1$ y su valor es de $m_{\tilde{\chi}_1^0}^{\min}$ $>$ 24.9 GeV/c^2.

Apéndice A

Anexo de Supersimetría

A.1 Matrices de masa de charginos y neutralinos

Como se mencionó en el Capítulo 1, los términos de masa de higgsinos y winos pueden expresarse como [1][2]:

$$\mathcal{L}_M = -\frac{1}{2}\,(\psi^+\psi^-) \begin{pmatrix} 0 & X^T \\ X & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi^+ \\ \psi^- \end{pmatrix} + h.c. \tag{A.1}$$

donde $\psi^+ = (-i\,\lambda^+, \psi^1_{\tilde{H}_2})$, $\psi^- = (-i\,\lambda^-, \psi^2_{\tilde{H}_1})$, siendo $\lambda^\pm$, $\psi^1_{\tilde{H}_2}$ y $\psi^2_{\tilde{H}_1}$ los espinores de Weyl de los winos y los higgsinos cargados.

La matriz de mezcla entre higgsinos cargados y winos, X, viene dada por:

$$X = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_W sin\beta \\ \sqrt{2}M_W cos\beta & \mu \end{pmatrix} \tag{A.2}$$

siendo M_2 el parámetro de masa para los gauginos de SU(2). Los *charginos* (fermiones de Dirac), que son los autoestados de masa, se definen entonces como:

$$\tilde{\chi}_i^+ = V_{ij}\,\psi_j^+\ ,\quad \tilde{\chi}_i^- = U_{ij}\,\psi_j^- \quad ;\ i = 1,2 \tag{A.3}$$

siendo U y V las matrices unitarias que diagonalizan la matriz de mezcla:

$$\tilde{M}_i^\pm\,\delta_{ij} \;=\; U^*_{im}\,V_{jn}\,X_{mn} \tag{A.4}$$

Los elementos de matriz U_{ij}, V_{ij} pueden expresarse en función de los parámetros M_2 , μ y $tan\beta$, como [2]:

$$U_{12} \;= U_{21} \;= \; \frac{\theta_1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \frac{M_2^2 \, - \, \mu^2 \, - \, 2M_W^2 \cos 2\beta}{W}} \tag{A.5}$$

$$U_{22} \;= -U_{11} = \; \frac{\theta_2}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{M_2^2 \, - \, \mu^2 \, - \, 2M_W^2 \cos 2\beta}{W}} \tag{A.6}$$

$$V_{21} \;= -V_{12} = \; \frac{\theta_3}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \frac{M_2^2 \, - \, \mu^2 \, + \, 2M_W^2 \cos 2\beta}{W}} \tag{A.7}$$

$$V_{22} \;= V_{11} \;= \; \frac{\theta_4}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{M_2^2 \, - \, \mu^2 \, + \, 2M_W^2 \cos 2\beta}{W}} \tag{A.8}$$

donde θ_i, $i = 1, 4$ son los signos dados en la tabla A.1 y:

$$W = \sqrt{(M_2^2 + \mu^2 + 2M_W^2)^2 \, - \, 4(M_2 \cdot \mu \, - \, M_W^2 \, sin2\beta)^2} \tag{A.9}$$

	$tan\beta > \mathbf{1}$	$tan\beta < \mathbf{1}$
θ_1	1	$signo(M_2 \cos\beta \, + \, \mu \sin\beta)$
θ_2	$signo(M_2 \cos\beta \, + \, \mu \sin\beta)$	1
θ_3	$signo(M_2 \sin\beta \, + \, \mu \cos\beta)$	1
θ_4	1	$signo(M_2 \sin\beta \, + \, \mu \cos\beta)$

Tabla A.1: Definición de θ_i.

Los autovalores son, entonces:

$$\tilde{M}^{\pm}_{1,2} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{(M_2 - \mu)^2 + 2M_W^2(1 + sin2\beta)} \, \mp \, \sqrt{(M_2 + \mu)^2 + 2M_W^2(1 - sin2\beta)} \right) \tag{A.10}$$

Las masas de los charginos se pueden expresar como $m_{\tilde{\chi}^{\pm}_i} = |\tilde{M}^{\pm}_i|$, $i = 1, 2$, es decir $\tilde{M}^{\pm}_i = \eta_i \, m_{\tilde{\chi}^{\pm}_i}$, siendo $\eta_i = \pm 1$ el signo del correspondiente autovalor. Se suele adoptar la convención de que el autovalor que corresponde a la masa mayor es siempre positivo, es decir $\eta_2 = +1$. Se tiene entonces que cuando $M_2 \cdot \mu - M_W^2 \cdot sin2\beta > 0$, el signo del autovalor más pequeño, η_1, es negativo y positivo en caso contrario. En la ecuación (A.10) se ha adoptado la convención de que $\tilde{\chi}^{\pm}_1$ es el chargino más ligero.

Como los acoplos de los charginos al Z^0 y al sneutrino dependen de las matrices U_{ij} y V_{ij} es conveniente poner éstas en función de las masas de los charginos. Se tiene entonces que [2]:

$$U_{12} \;= U_{21} \;= \; \frac{\theta_1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{2M_W^2 \cos 2\beta - \epsilon_M \cdot A}{\Delta M}} \tag{A.11}$$

$$U_{22} = -U_{11} = \frac{\theta_2}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \frac{2M_W^2 \cos 2\beta - \epsilon_M \cdot A}{\Delta M}} \tag{A.12}$$

$$V_{21} = -V_{12} = \frac{\theta_3}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \frac{2M_W^2 \cos 2\beta + \epsilon_M \cdot A}{\Delta M}} \tag{A.13}$$

$$V_{22} = V_{11} = \frac{\theta_4}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{2M_W^2 \cos 2\beta + \epsilon_M \cdot A}{\Delta M}} \tag{A.14}$$

donde θ_i son los signos dados en la tabla A.1 y:

$$\epsilon_M = signo\left(M_2^2 - \mu^2\right) \tag{A.15}$$

$$\Delta M = \mathrm{m}^2_{\tilde{\chi}_2^\pm} - \mathrm{m}^2_{\tilde{\chi}_1^\pm} \tag{A.16}$$

$$A = A_+ \cdot A_- \tag{A.17}$$

$$A_\pm = \sqrt{\left(\eta_1 \mathrm{m}_{\tilde{\chi}_1^\pm} \pm \mathrm{m}_{\tilde{\chi}_2^\pm}\right)^2 - 2M_W^2\,(1 \pm \sin 2\beta)} \tag{A.18}$$

En el caso de los neutralinos, si se toma como base el vector [1][3]:

$$\psi_j^0 = (-i\lambda_{\tilde{\gamma}}\,,\, -i\lambda_{\tilde{Z}^0}\,, \psi_{\tilde{H}^a}\,,\, \psi_{\tilde{H}^b}) \tag{A.19}$$

con $j = 1, 4$ y:

$$\begin{aligned} \psi_{\tilde{H}^a} &= \psi^1_{\tilde{H}_1} \cdot sin\beta - \psi^2_{\tilde{H}_2} \cdot cos\beta \\ \psi_{\tilde{H}^b} &= \psi^1_{\tilde{H}_1} \cdot cos\beta + \psi^2_{\tilde{H}_2} \cdot sin\beta \end{aligned} \tag{A.20}$$

siendo $\lambda_{\tilde{\gamma}}, \lambda_{\tilde{Z}^0}, \psi_{\tilde{H}_1}, \psi_{\tilde{H}_2}$ los espinores de dos componentes del fotino, zino y de los dos higgsinos neutros.

Los términos de masa del lagrangiano pueden entonces expresarse como [3]:

$$\mathcal{L}_M = -\frac{1}{2}\,\psi_i^0\, Y_{ij}\, \psi_j^0 + h.c. \tag{A.21}$$

con la matriz de masa:

$$Y = \begin{pmatrix} M_1\, cos^2\theta_W + M_2\, sin^2\theta_W & (M_2 - M_1)\, sin\theta_W\, cos\theta_W & 0 & 0 \\ (M_2 - M_1)\, sin\theta_W\, cos\theta_W & M_1\, sin^2\theta_W + M_2\, cos^2\theta_W & M_Z & 0 \\ 0 & M_Z & \mu\, cos2\beta & \mu\, sin2\beta \\ 0 & 0 & \mu\, sin2\beta & -\mu\, cos2\beta \end{pmatrix} \tag{A.22}$$

La matriz Y es real y simétrica y puede ser diagonalizada por una matriz unitaria 4 x 4 N:

$$\tilde{M}_k^0\, \delta_{kl} = N_{km}\, N_{ln}\, Y_{mn} \tag{A.23}$$

Los estados propios de la masa χ_i^0, $i=1,4$ son:

$$\chi_i^0 = N_{ij}\,\psi_j^0 \tag{A.24}$$

Los neutralinos son entonces los fermiones de Majorana $\tilde{\chi}_i^0$, $i=1,4$ que se forman a partir de los de dos componentes χ_i^0:

$$\tilde{\chi}_i^0 = \begin{pmatrix} \chi_i^0 \\ \bar{\chi}_i^0 \end{pmatrix} \tag{A.25}$$

La matriz N_{ij} puede escogerse real y orotogonal, pero entonces algunos de los valores propios $\tilde{M}_j^0$ de la ecuación (A.23) son negativos. Las masas pueden expresarse entonces como $\tilde{m}_i^0 = \eta_i\,\tilde{M}_i^0$, siendo η_i el signo del correspondiente autovalor, que puede demostrase que es el valor de CP del correspondiente neutralino. Se adopta la convención de que las masas de los neutralinos aumentan con su subíndice, es decir $\tilde{\chi}_1^0$ es el neutralino más liegero y $\tilde{\chi}_4^0$ el más pesado.

No existe en éste caso un método algebráico general para diagonalizar las matriz N y se ha de recurrir a métodos numéricos. En la literatura se dan algunos estudios de casos límites o especialmente relevantes [4].

A.2 Sección eficaz de producción de charginos

Como se citó en el Capítulo 1, los acoplos relevantes para la producción de charginos vienen dados por [1][2]:

$$\mathcal{L}_{\gamma\tilde{\chi}^+\tilde{\chi}^-} = -e\,A_\mu\,\bar{\tilde{\chi}}_i^+\,\gamma^\mu\,\tilde{\chi}_j^-\,\delta_{ij} \tag{A.26}$$

$$\mathcal{L}_{Z^0\tilde{\chi}^+\tilde{\chi}^-} = \frac{g}{cos\theta_W}\,Z_\mu\,\bar{\tilde{\chi}}_i^+\,\gamma^\mu\,(O_{ij}^L P_L + O_{ij}^R P_R)\,\tilde{\chi}_j^- \tag{A.27}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{e\tilde{\nu}\tilde{\chi}^+} &= -g\,(U_{i1}^*\,\bar{\tilde{\chi}}_i^+\,P_L\,\nu\,\tilde{e}_L^* + \bar{\nu}\,P_R\,U_{i1}\,\tilde{\chi}_i^+\,\tilde{e}_L \\ &\quad + V_{i1}^*\,\bar{\tilde{\chi}}_i^{+c}\,P_L\,e\,\tilde{\nu}^* + \bar{e}\,P_R\,V_{i1}\,\tilde{\chi}_i^{+c}\,\tilde{\nu})\end{aligned} \tag{A.28}$$

donde $\tilde{\chi}_i^+$ es el correspondiente cuadriespinor del chargino y $P_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma^5)$. Los factores O_{ij}^L y O_{ij}^R son constantes de acoplo dadas por:

$$\begin{aligned} O_{ij}^L &= -V_{i1}V_{j1}^* - \frac{1}{2}\,V_{i2}V_{j2}^* + \delta_{ij}\,sin^2\theta_W \qquad (A.29)\\ O_{ij}^R &= -U_{i1}^*U_{j1} - \frac{1}{2}\,U_{i2}^*U_{j2} + \delta_{ij}\,sin^2\theta_W \end{aligned}$$

siendo U_{ij} y V_{ij} los elementos de las matrices unitarias 2x2 que diagonalizan la matriz de masa chargino-higgsino.

Para el caso de la producción asociada $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$, la sección eficaz puede expresarse entonces como [2]:

$$\sigma_{e^+e^-\to\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-} = \sigma_\gamma + \sigma_Z + \sigma_{\tilde{\nu}} + \sigma_{\gamma Z} + \sigma_{\gamma\tilde{\nu}} + \sigma_{Z\tilde{\nu}} \tag{A.30}$$

donde :

$$\begin{aligned}
\sigma_\gamma &= \frac{e^4 q_{\tilde{\chi}_1^\pm}}{2\pi s^2\sqrt{s}}\left(E^2_{\tilde{\chi}_1^\pm} + \frac{q^2_{\tilde{\chi}_1^\pm}}{3} + \mathrm{m}^2_{\tilde{\chi}_1^\pm}\right) && \text{(A.31)}\\
\sigma_Z &= \frac{e^4 q_{\tilde{\chi}_1^\pm}}{\pi\sin^4 2\theta_W\sqrt{s}}\left(2\sin^4\theta_W - 2\sin^2\theta_W + \frac{1}{4}\right)|D_Z|^2\Big[\left(|O_L|^2 + |O_R|^2\right) \\
&\quad \left(E^2_{\tilde{\chi}_1^\pm} + \frac{q^2_{\tilde{\chi}_1^\pm}}{3}\right) + 2O_LO_R\mathrm{m}^2_{\tilde{\chi}_1^\pm}\Big] && \text{(A.32)}\\
\sigma_{\tilde{\nu}} &= \frac{e^4}{32\pi\sin^4\theta_W\mathrm{m}^4_{\tilde{\nu}}}|U_{11}|^4\frac{q}{\sqrt{s}}\left[\frac{E^2_{\tilde{\chi}_1^\pm} + q^2_{\tilde{\chi}_1^\pm} - q_{\tilde{\chi}_1^\pm}\sqrt{s}\frac{a_L}{b_L}}{a_L^2 - b_L^2} + \frac{2q^2_{\tilde{\chi}_1^\pm}}{b_L^2} + \right. \\
&\quad \left.\frac{1}{2b_L^2}\left(q_{\tilde{\chi}_1^\pm}\sqrt{s} - 2q^2_{\tilde{\chi}_1^\pm}\frac{a_L}{b_L}\right)\ln\left|\frac{a_L + b_L}{a_L - b_L}\right|\right] && \text{(A.33)}\\
\sigma_{\gamma Z} &= \frac{e^4 q_{\tilde{\chi}_1^\pm}}{\pi\sin^2 2\theta_W s\sqrt{s}}\mathrm{Re}\,(D_Z)\left(2\sin^2\theta_W - \frac{1}{2}\right)(O_L + O_R)\left(E^2_{\tilde{\chi}_1^\pm} + \frac{q^2_{\tilde{\chi}_1^\pm}}{3} + \mathrm{m}^2_{\tilde{\chi}_1^\pm}\right) \\
& && \text{(A.34)}\\
\sigma_{\gamma\tilde{\nu}} &= -\frac{e^4|U_{11}|^2}{16\pi\sin^2\theta_W\,s}\left(h + \mathrm{m}^2_{\tilde{\chi}_1^\pm}\ln\left|\frac{a_L + b_L}{a_L - b_L}\right|\right) && \text{(A.35)}\\
\sigma_{Z\tilde{\nu}} &= -\frac{e^4|U_{11}|^2}{16\pi\sin^2\theta_W\,s}\left(\sin^2\theta_W - \frac{1}{2}\right)\mathrm{Re}\,(D_Z)\left(O_Lh + O_R\mathrm{m}^2_{\tilde{\chi}_1^\pm}\ln\left|\frac{a_L + b_L}{a_L - b_L}\right|\right) && \text{(A.36)}
\end{aligned}$$

con :

$$\begin{aligned}
O_{L,R} &= O_{11}^L = O_{11}^R = sin^2\theta_W - \frac{1}{2}(1 + |U_{11}|^2) && \text{(A.37)}\\
D_Z &= \frac{1}{(s - M_Z) + iM_Z\Gamma_Z} && \text{(A.38)}\\
a_L &= \frac{1}{2\mathrm{m}^2_{\tilde{\nu}}}\left(2\mathrm{m}^2_{\tilde{\nu}} + s - 2\mathrm{m}^2_{\tilde{\chi}_1^\pm}\right) && \text{(A.39)}\\
b_L &= \frac{q_{\tilde{\chi}_1^\pm}\sqrt{s}}{\mathrm{m}^2_{\tilde{\nu}}} && \text{(A.40)}\\
h &= 2q_{\tilde{\chi}_1^\pm}\sqrt{s} - q^2_{\tilde{\chi}_1^\pm}\frac{a_L}{b_L} + \left(E^2_{\tilde{\chi}_1^\pm} + q^2_{\tilde{\chi}_1^\pm}\frac{a_L^2}{b_L^2} - q_{\tilde{\chi}_1^\pm}\sqrt{s}\frac{a_L}{b_L}\right)\ln\left|\frac{a_L + b_L}{a_L - b_L}\right| && \text{(A.41)}
\end{aligned}$$

y donde $q_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ es el momento del $\tilde{\chi}_1^\pm$ en el sistema de centro de masas del e^+e^- y $E_{\tilde{\chi}_1^\pm} = \sqrt{q^2_{\tilde{\chi}_1^\pm} + \mathrm{m}^2_{\tilde{\chi}_1^\pm}}$.

Si definimos [5]:

$$\xi \equiv \frac{\xi_0}{1 \, + \, (1+\beta^2)\xi_0/4} \tag{A.42}$$

siendo $\xi_0 \equiv s/m^2_{\tilde{\nu}}$ y β la velocidad del chargino en el centro de masas, entonces para ξ_0 pequeño, es decir para masas de sneutrino grandes con respecto a la energía se tiene que en la región gaugino la sección eficaz es aproximadamente:

$$\begin{aligned}\sigma_{total} \;\; \simeq \;\; & f(\beta) \left[1 \, + \, \left(\frac{s}{s \, - \, M_Z^2} \right)^2 \left(\frac{1}{4 \sin^2 \theta_W} \right)^2 - \right. \\ & \left. - \, \frac{|V_{11}|}{4 \sin^2 \theta_W} \left(1 \, + \, \frac{s}{s \, - \, M_Z^2} \, \frac{1}{4 \sin^2 \theta_W} \right) \xi \right] \end{aligned} \tag{A.43}$$

donde $f(\beta) = \frac{1}{2}\beta(3 - \beta^2)$.

En la región higgsino se cumple que:

$$\sigma_{total} \;\; \simeq \;\; f(\beta) \left[1 \, + \, \left(\frac{s}{s \, - \, M_Z^2} \right)^2 \left(\frac{\frac{1}{2} - sin^2\theta_W}{1 - sin^2\theta_W} \right)^2 \right] \tag{A.44}$$

A.3 Diagramas en el espacio SUSY de parámetros

En este apartado se muestran, de forma gráfica, las curvas de nivel en el plano (μ, M_2) de algunas de las variables más relevantes en nuestro estudio como son las masas de los charginos y neutralinos o la sección eficaz de producción $\tilde{\chi}_1^+ \, \tilde{\chi}_1^-$. Las figuras se ha reproducido para los valores de $tan\beta$ = 1, 1.5 y 35. En todos los casos se ha considerado m_0 = 1 TeV/c^2. En los gráficos se indican, en gris obscuro, las regiones donde $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} < 45$ GeV/c^2 (excluidas por la búsqueda de charginos en *LEP-I*) y, en gris claro, aquellas donde $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 86$ GeV/c^2 (no accesibles cinemáticamente a E_{cm} = 172 GeV).

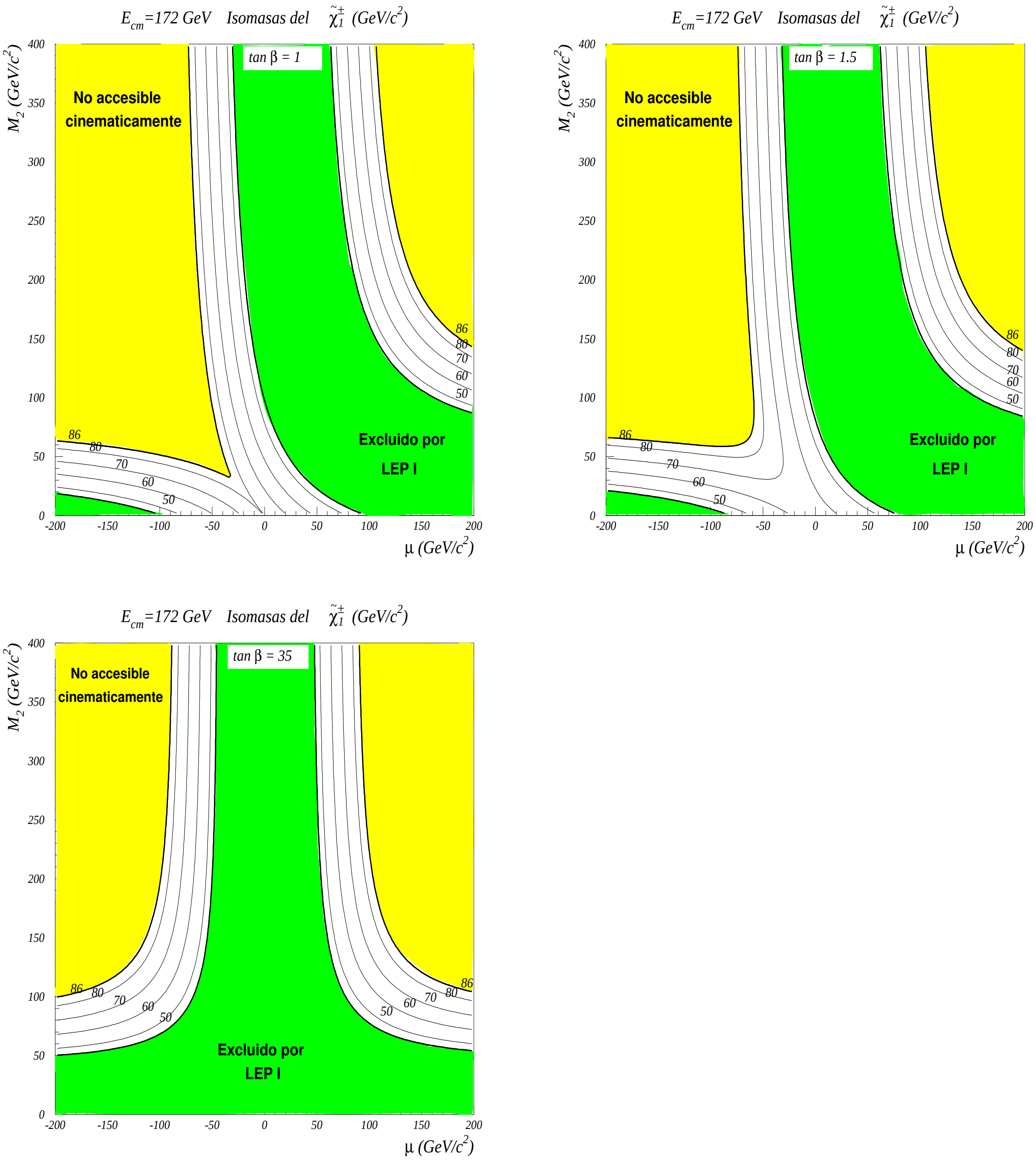


Figura A.1: Curvas de nivel de masa del chargino más ligero, $\tilde{\chi}_1^{\pm}$, en el plano (μ, M_2). Los números que aparecen en el gráfico indican el valor de la masa en GeV/c^2.

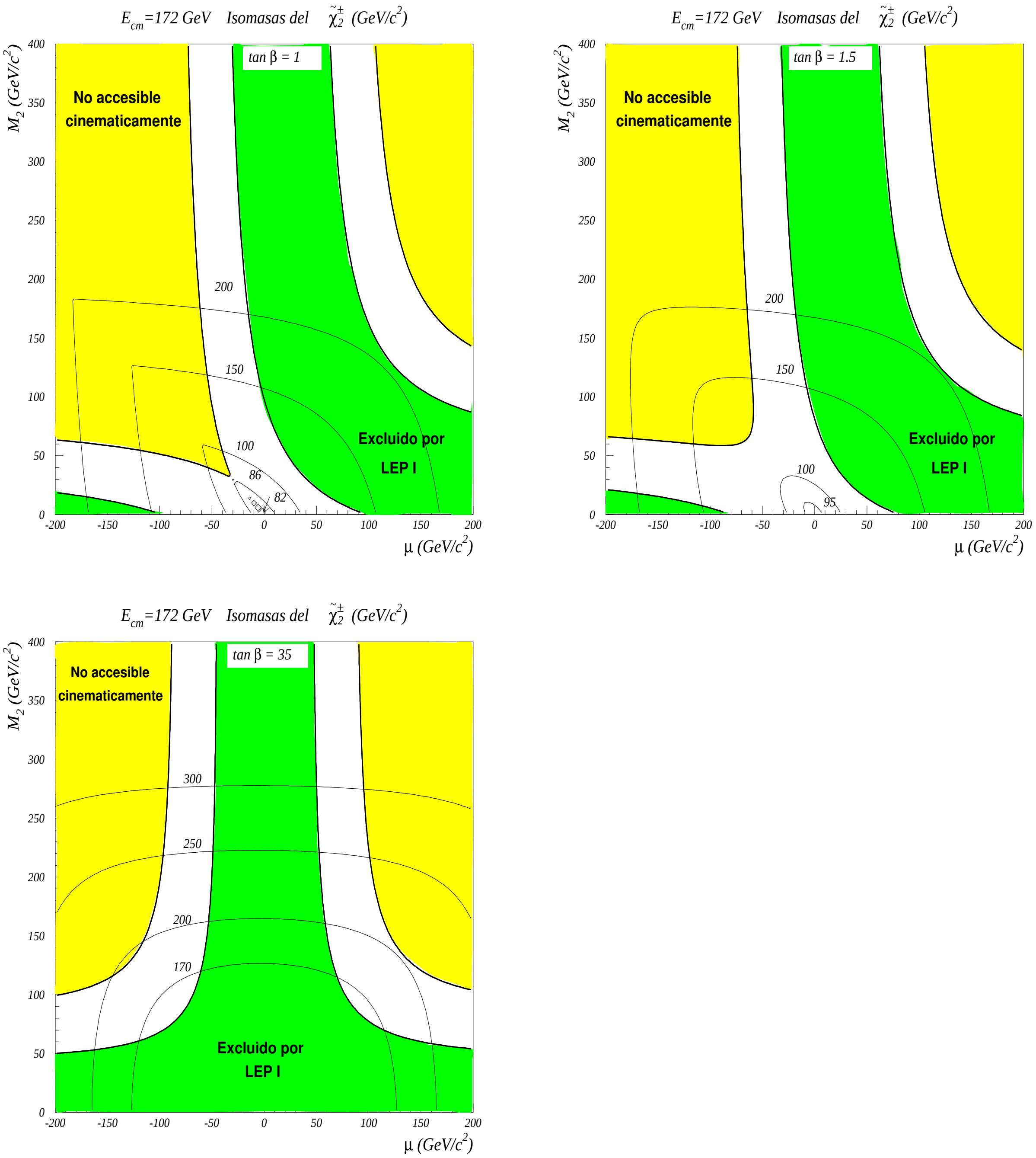


Figura A.2: Curvas de nivel de masa del segundo chargino, $\tilde{\chi}_2^{\pm}$, en el plano (μ, M_2). Los números que aparecen en el gráfico indican el valor de la masa en GeV/c^2.

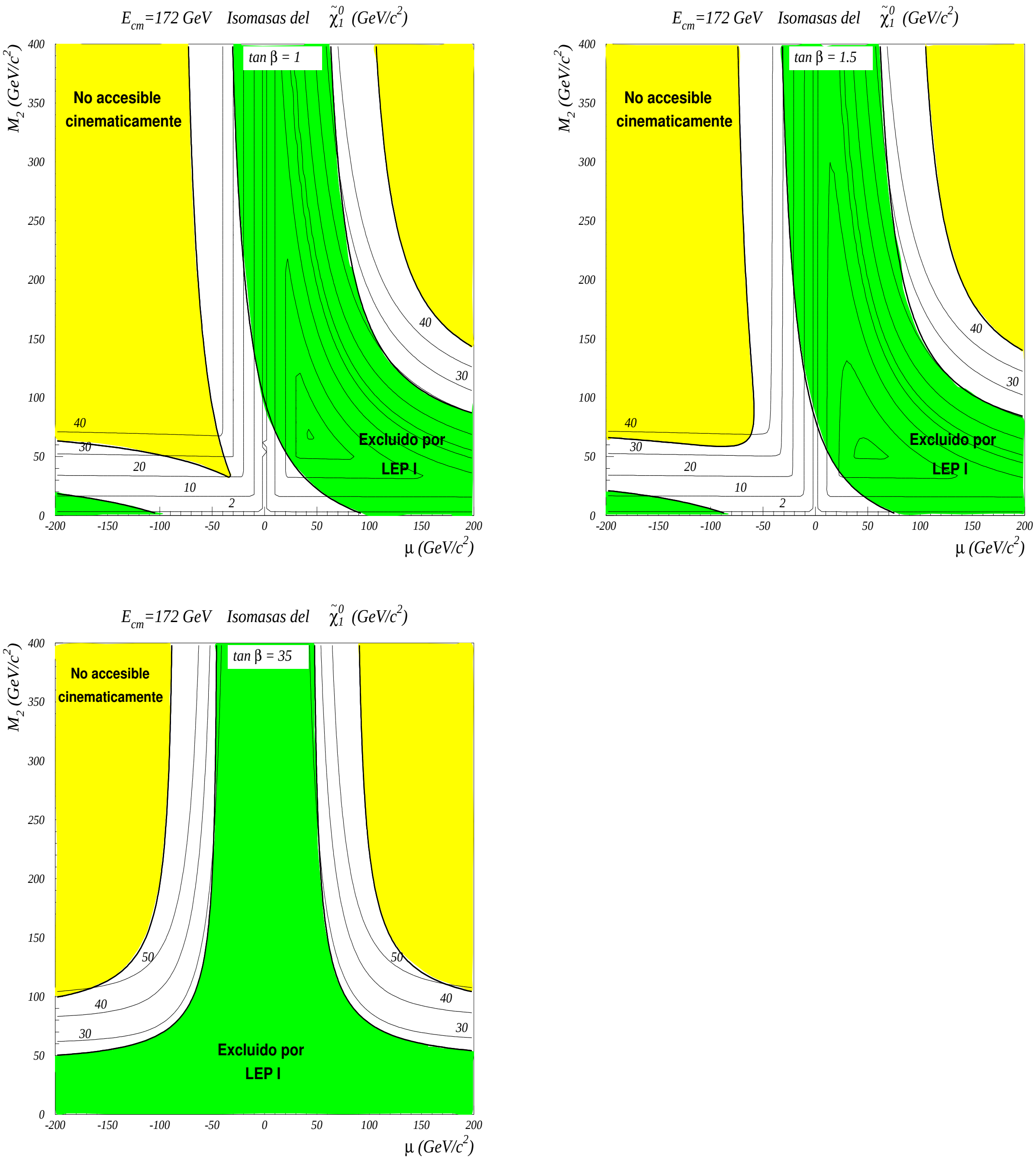


Figura A.3: Curvas de nivel de masa del neutralino más ligero, $\tilde{\chi}_1^0$, en el plano (μ, M_2). Los números que aparecen en el gráfico indican el valor de la masa en GeV/c^2.

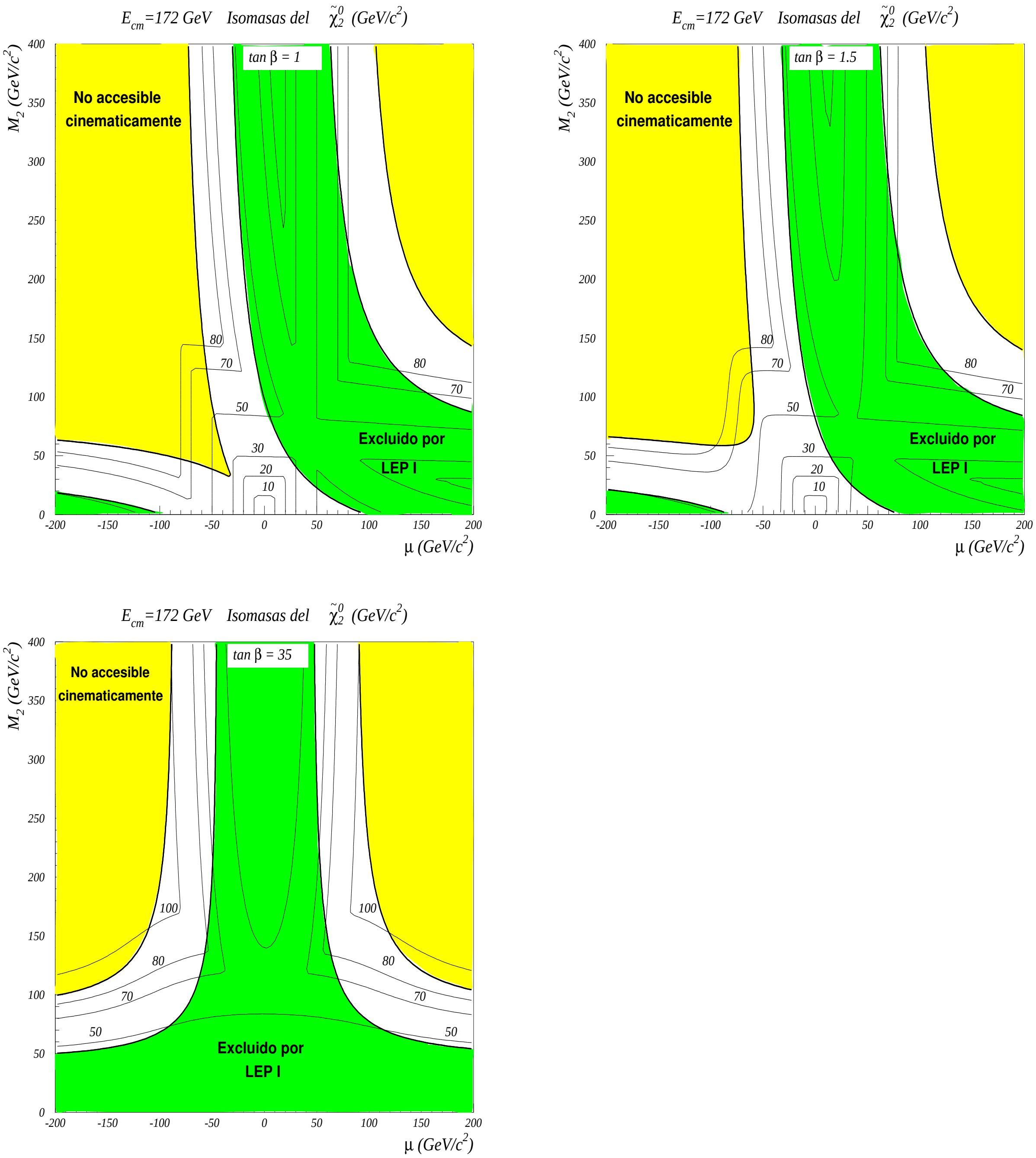


Figura A.4: Curvas de nivel de masa del segundo neutralino, $\tilde{\chi}^0_2$, en el plano $(\mu,\ M_2)$. Los números que aparecen en el gráfico indican el valor de la masa en GeV$/c^2$.

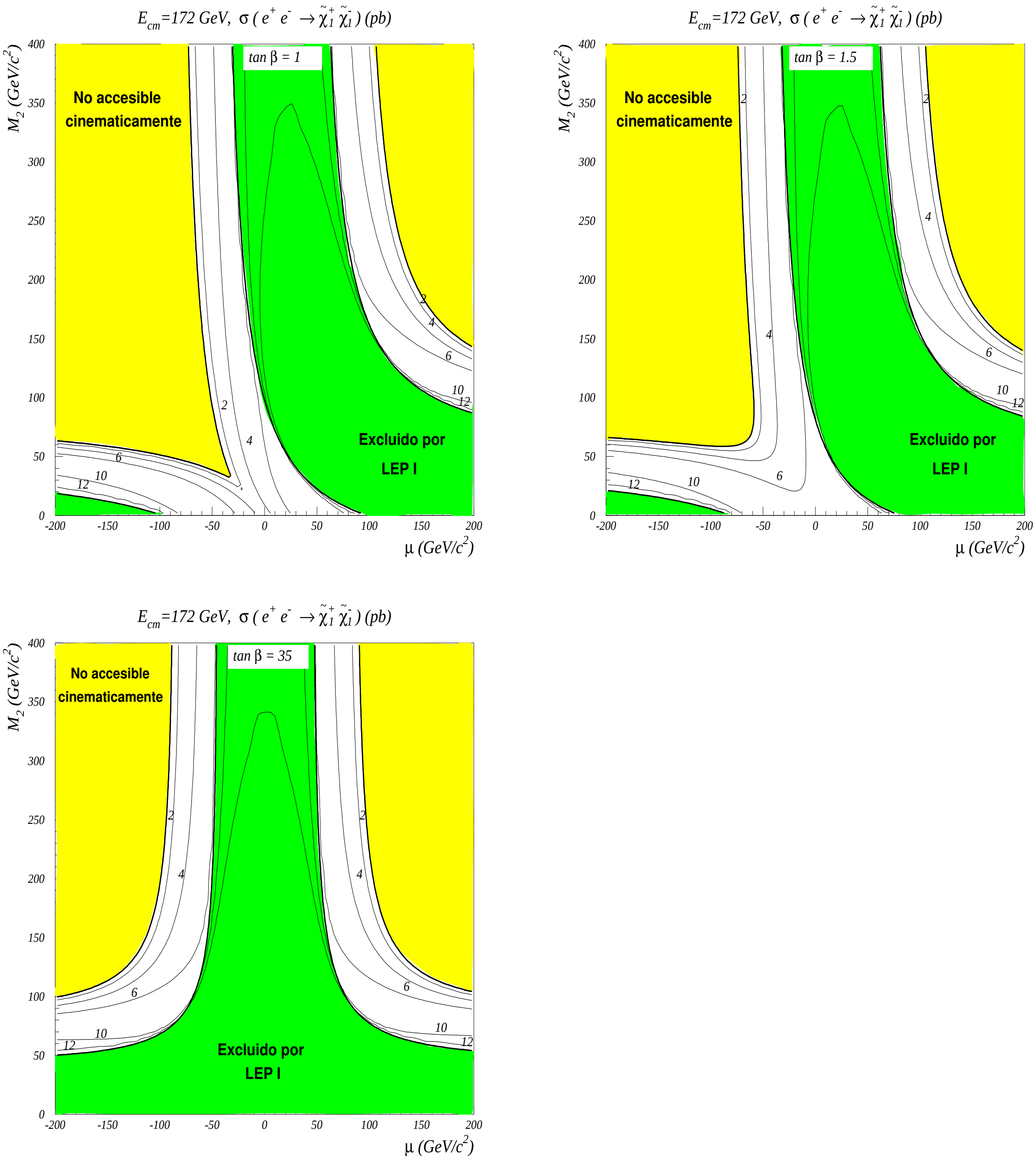


Figura A.5: Curvas de nivel de sección eficaz de producción $\tilde{\chi}_1^+ \ \tilde{\chi}_1^-$, en el plano $(\mu,\ M_2)$ para $m_0 = 1$ TeV$/c^2$. Los números que aparecen en el gráfico indican el valor de la sección eficaz en pb.

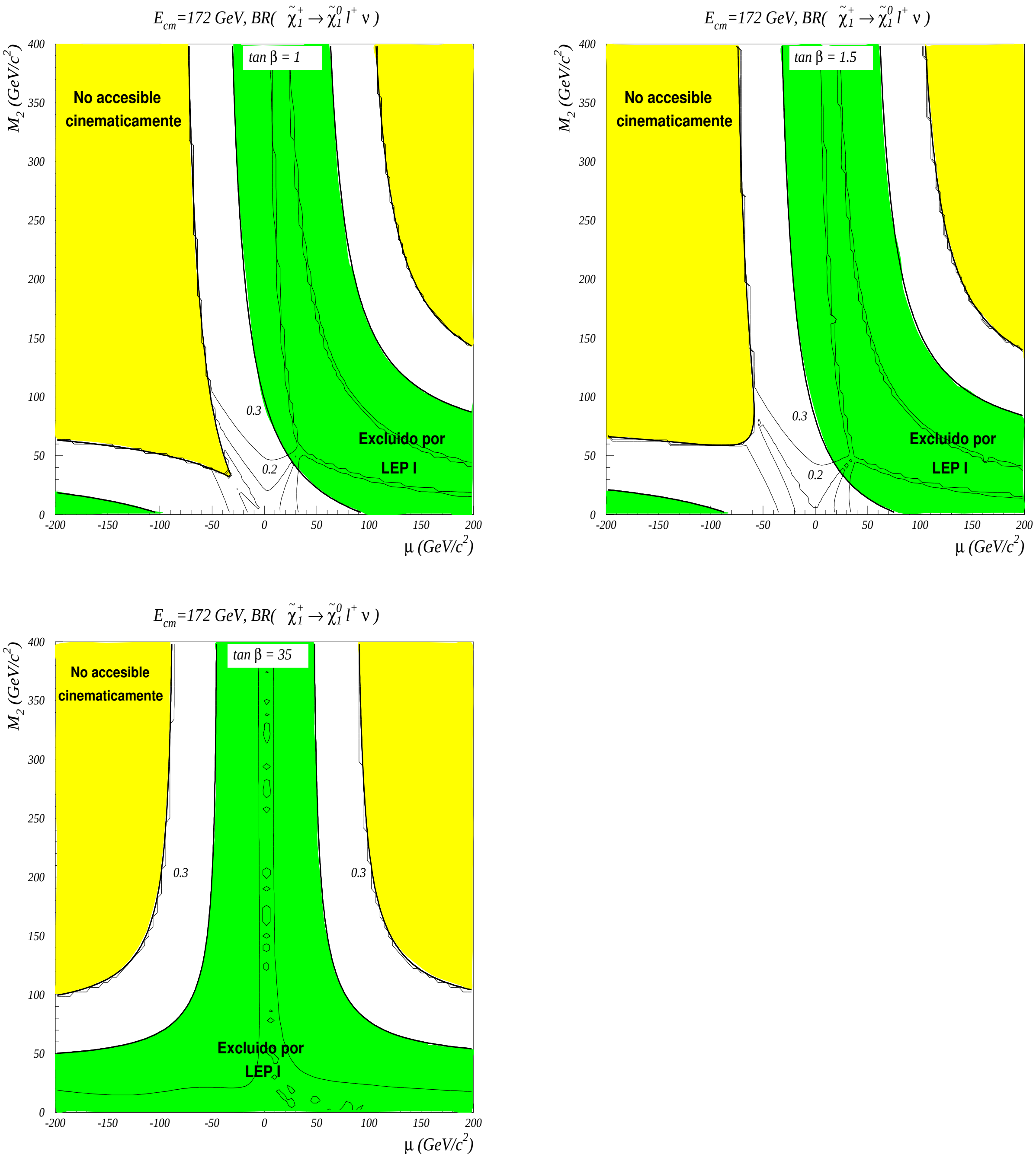


Figura A.6: Curvas de nivel de probabilidad de desintegración del chargino en el canal leptónico, $\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow l^+\,\nu\,\tilde{\chi}_1^0$, en el plano ($\mu$, M_2) para $m_0 = 1$ TeV/c^2. Los números que aparecen en el gráfico indican el valor de dicha probabilidad en porcentaje.

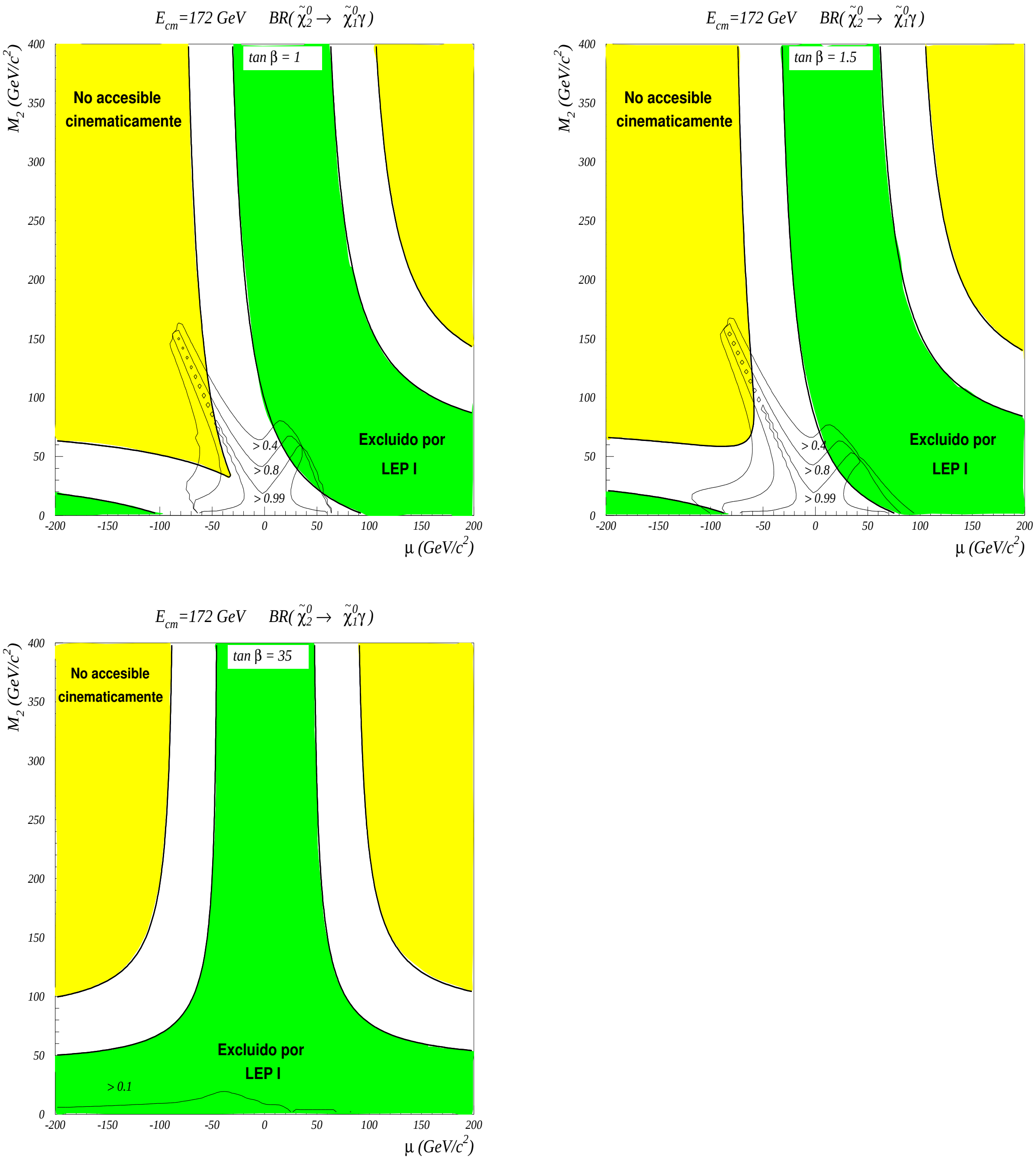


Figura A.7: Curvas de nivel de probabilidad de desintegración $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0\gamma$, en el plano $(\mu,\ M_2)$ para $m_0 = 1$ TeV$/c^2$. Los números que aparecen en el gráfico indican el valor de dicha probabilidad en porcentaje.

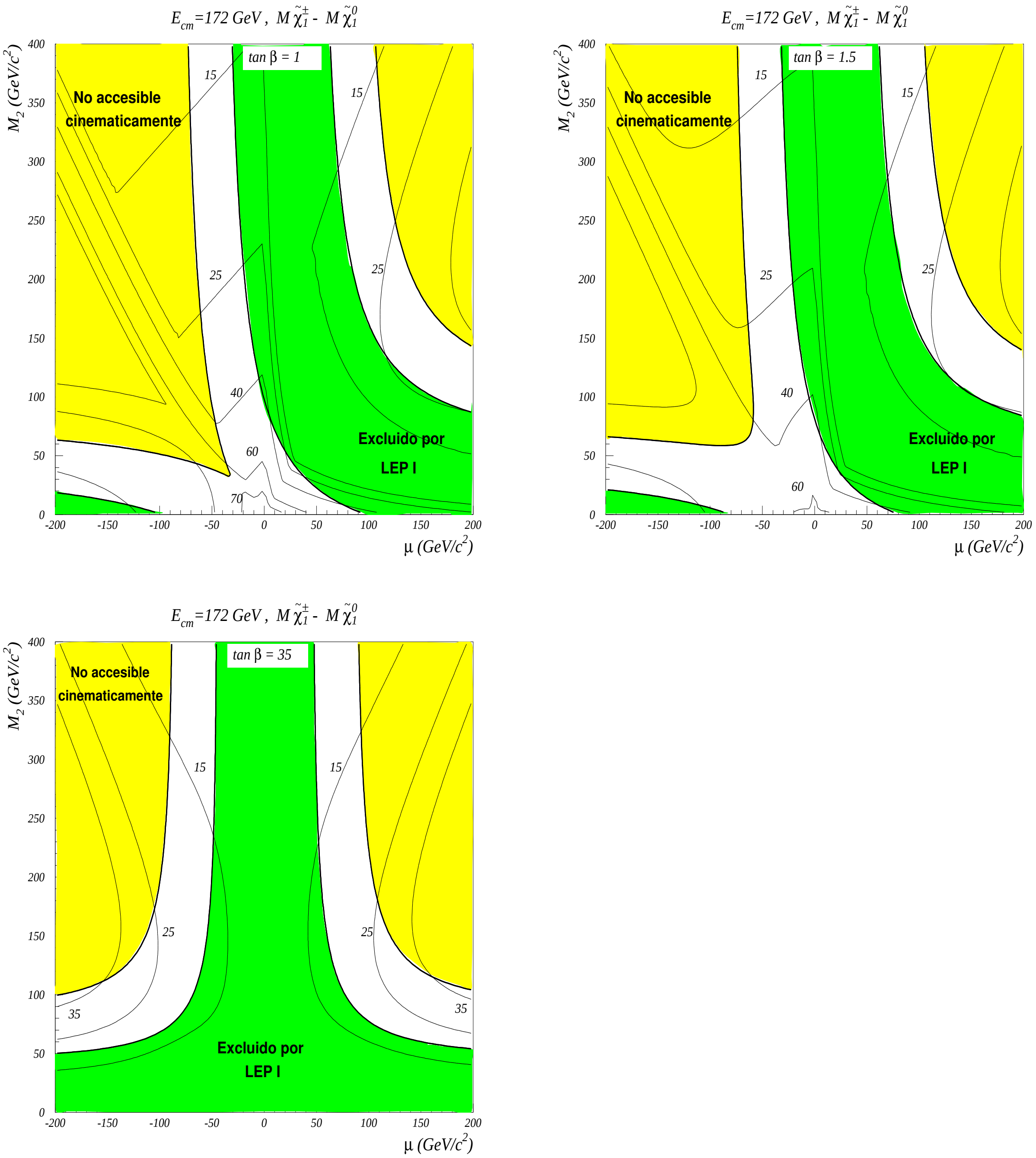


Figura A.8: Curvas de nivel de $\Delta M = m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$, en el plano $(\mu,\, M_2)$. Los números que aparecen en el gráfico indican el valor de la diferencia de masa en GeV$/c^2$.

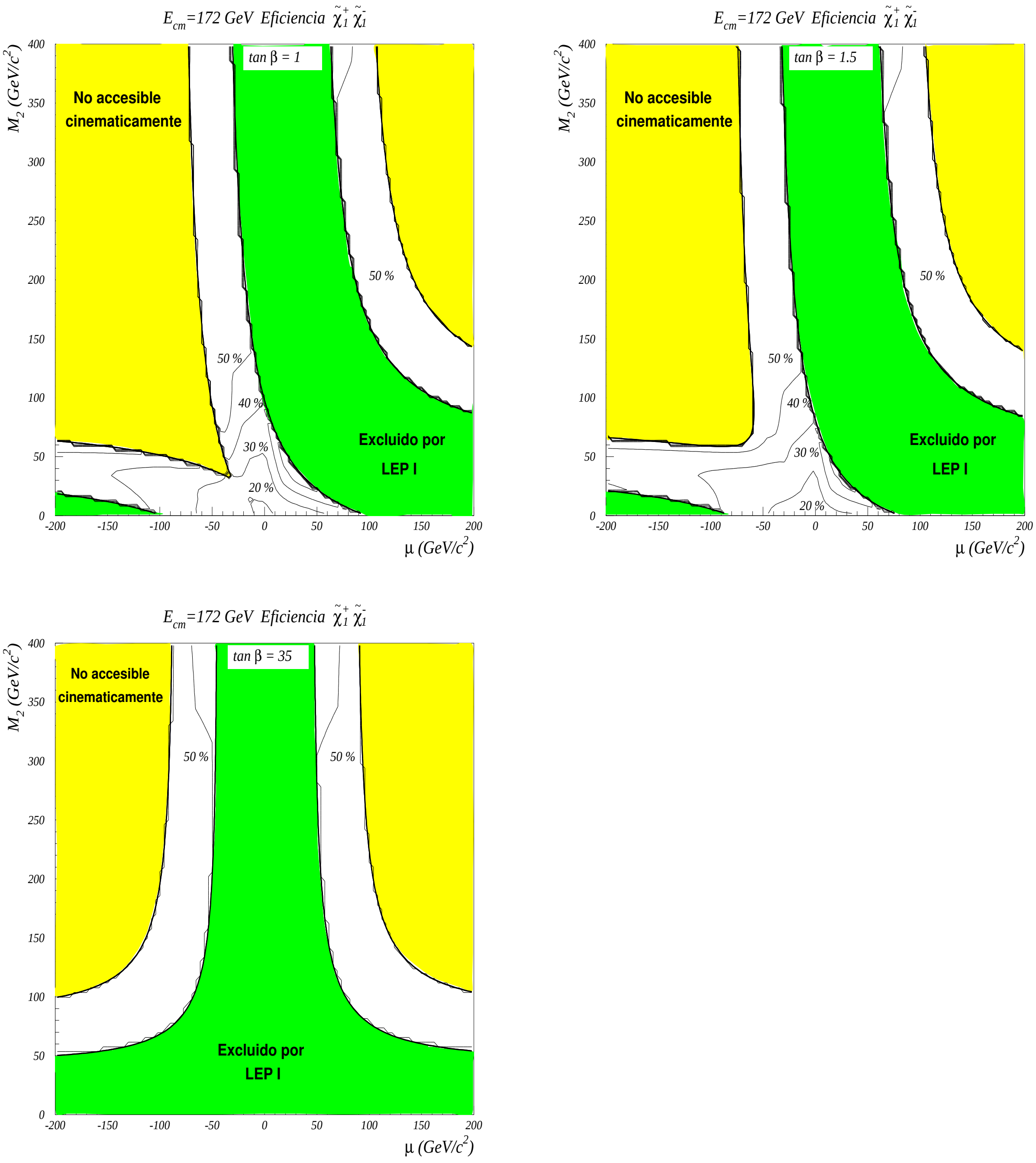


Figura A.9: Curvas de nivel de eficiencia total de detección de charginos $\tilde{\chi}_1^+ \ \tilde{\chi}_1^-$ en el plano (μ, M_2). Los números que aparecen en el gráfico indican el valor de la eficiencia en porcentaje.

Apéndice B

Análisis a $E_{cm} = 130 - 161$ GeV

En el Capítulo 4 se ofreció una descripción exhaustiva del análisis realizado sobre los datos tomados por DELPHI a $E_{cm} = 172.4$ GeV. No obstante, para el cálculo de los límites ofrecidos en el Capítulo 5 se emplearon todos los datos tomados a alta energía, aplicando sobre ellos los análisis correspondientes. Este apéndice tiene como objetivo resumir algunos detalles relacionados con los análisis realizados, precisamente, durante las tomas de datos a $E_{cm} = 130.4 - 136.3$ GeV, en noviembre de 1995 (período denominado *P3*) y a $E_{cm} = 161.4$ GeV, en julio y agosto de 1996. En la referencia [6] puede encontrase una descripción más extensa y detallada del análisis realizado durante el período *P3*.

Simulación de la señal:

En la Tabla B.1 se ofrece la lista de puntos de señal $\tilde{\chi}_1^+ \ \tilde{\chi}_1^-$ simulados a 130 GeV y 161 GeV con el fin de estimar la eficiencia de detección. En la tabla se especifican las correspondientes masas del chargino y neutralino más ligeros, la diferencia de masa entre ambos y el número total de sucesos generados Monte Carlo. Para todos ellos se tomó $tan\beta = 1.5$ y $m_{\tilde{\nu}} = 500$ GeV/c^2. En la Figura B.1 se muestra el espectro de masas de dichos puntos, indicándose el valor de $\Delta M = m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ al lado de cada flecha.

Simulación de los procesos de fondo:

En la Tabla B.2 se muestra la lista de los procesos de fondo simulados a $E_{cm} = 130$ GeV (cuadro superior) y a $E_{cm} = 161$ GeV (cuadro inferior). En la tabla se da, para cada proceso, la sección eficaz de producción en *pb*, el número de sucesos esperados para la luminosidad integrada recolectada a cada energía, y el factor de luminosidad generado mediante simulación Monte Carlo. Los programas de simulación utilizados son los descritos en la Sección 3.4.

La generación de las muestras *filtradas* $\gamma\gamma$ a $E_{cm} = 161$ GeV se realizó empleando los mismos criterios que en la generación a 172 GeV, mientras que las muestras a $E_{cm} = 130$ y 136 GeV se generaron aplicando los siguientes cortes a nivel de simulación:

- Topología *jjl* : multiplicidad superior a 5 y un electron "espectador" con un ángulo de difusión $\theta_e > 6^0$.

- Topología *jets* : multiplicidad superior a 5, un $\not{p}_t > 2$ GeV/c y un electron "espectador" con un ángulo de difusión $\theta_e > 6^0$.

- Topología *ll* : al menos una partícula en el suceso con una impulsión transversa superior a 2 GeV/c y en la región angular $6^0 < \theta < 174^0$; la energía en un cono de 20^0 hacia adelante inferior al 40 % de la energía visible.

Aparte de los procesos $\gamma\gamma$ y de difusión e^+e^- a bajo ángulo, dominantes a cualquier energía con secciones eficaces de producción del orden del nanobarn, el proceso de mayor tasa de producción es el $e^+e^- \rightarrow f\,\bar{f}\,(\gamma)$, con secciones eficaces superiores a la centena de picobarn (disminuyendo a medida que la energía en centro de masas crece y nos alejamos del pico de resonancia del bosón Z^0). Es interesante remarcar como uno de los procesos de fondo más peligrosos en la búsqueda de charginos, el W^+W^-, incrementa su tasa de producción en casi un factor diez al pasar de E_{cm} = 130 GeV a 161 GeV, es decir, una vez superado el umbral de producción de pares W^+W^- reales.

Estimación de la eficiencia y del fondo:

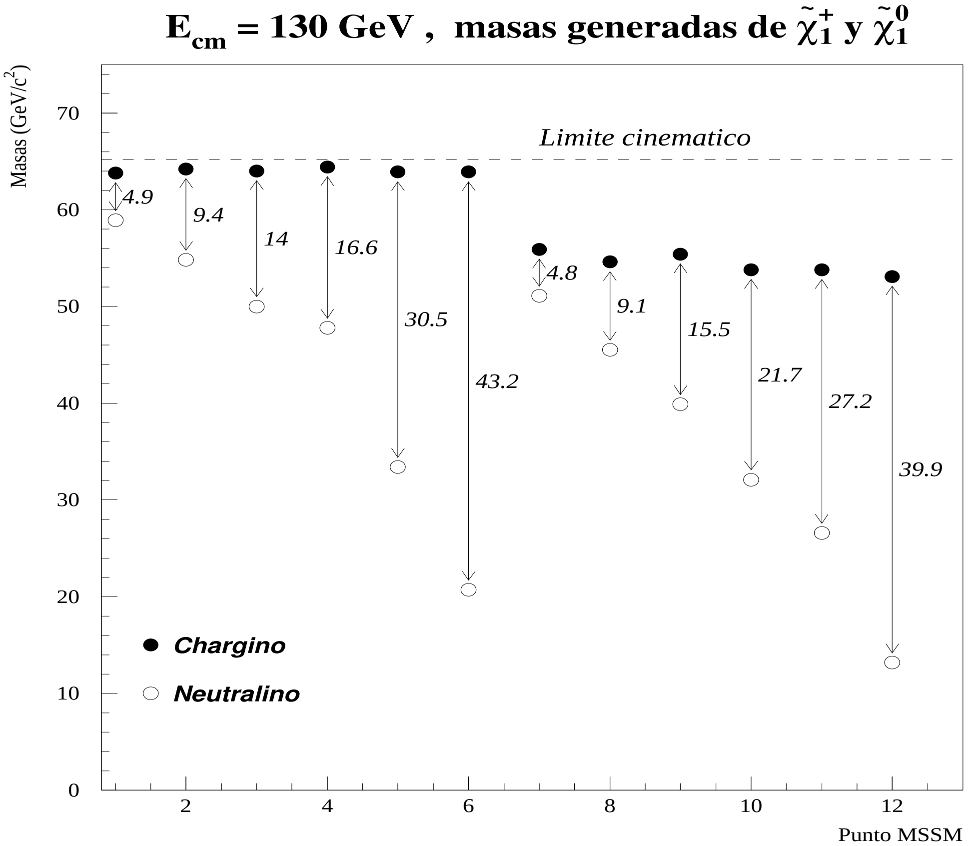
Los criterios de selección aplicados sobre los datos recolectados a E_{cm} = 161.4 GeV coinciden con los aplicados a 172.4 GeV (descritos en el Capítulo 4). En la referencia [6] puede encontrarse una descripción detallada de los cortes de selección aplicado a los datos recogidos durante el período *P3*. La diferencia esencial respecto al análisis descrito en el Capítulo 4 es que se diseñaron cortes de selección específicos para el escenario *degenerado* en la topología *jjl* únicamente, de modo que en los canales *ll* y *jets* las selecciones *degenerada* y *no degenerada* coinciden.

En la Tabla B.3 se resumen los resultados del análisis de los datos a E_{cm} = 130.4 GeV (cuadro superior) y a E_{cm} = 161.4 GeV (cuadro inferior), asumiendo un "escenario neutralino *LSP* ". En las tres primeras columnas de cada tabla se muestran, para cada topología, los valores de las eficiencias medias calculadas aplicando todos los cortes de selección sobre las tres topologías, el número esperado de sucesos de fondo y el número de sucesos observados. En la última columna se muestran los valores totales calculados con las tres topologías.

Las eficiencias de detección y el fondo contaminante estimado obtenidos en el análisis a E_{cm} = 136.3 GeV son equivalentes a los obtenidos a E_{cm} = 130.4 GeV dentro de los errores estadísticos. Un único candidato leptónico sobrevivió a los cortes de selección durante el período *P3*, mientras que el número de sucesos de fondo estimado que pasaría los cortes, normalizando a $\mathcal{L} = 5.9\ pb^{-1}$, es de 0.650 ± 0.012 sucesos para la topología *ll*, 0.157 ± 0.005 sucesos para la topología *jjl* y 0.258 ± 0.005 sucesos para la topología *jets*. Dos candidatos pasaron los cortes de selección hadrónica a E_{cm} = 161 GeV, mientras que el fondo total esperado es de 2.3 ± 0.3 sucesos. En la Sección 4.9 se describen con detalle las características más importantes de estos sucesos.

N	M_2 (GeV/c^2)	μ (GeV/c^2)	$m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ (GeV/c^2)	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV/c^2)	Δ M (GeV/c^2)	Sucesos Generados
E_{cm} = 130 GeV						
1	900	71	63.8	58.9	4.9	2000
2	500	78	64.2	54.8	9.4	2000
3	350	85	64.0	50.0	14.0	2000
4	300	90	64.4	47.8	16.6	2000
5	110	195	63.9	33.4	30.5	2000
6	35	-130	63.9	20.7	43.2	2000
7	900	63	55.9	51.1	4.8	2000
8	500	68	54.6	45.5	9.1	2000
9	300	80	55.4	39.9	15.5	2000
10	200	95	53.8	32.1	21.7	2000
11	95	200	53.8	26.6	27.2	2000
12	22	-130	53.1	13.2	39.9	2000
E_{cm} = 161 GeV						
1	900	87	79.7	74.6	5.1	2000
2	500	94	79.7	69.5	10.2	2000
3	290	108	79.3	59.9	19.4	2000
4	110	280	79.8	42.9	36.9	2000
5	55	-140	79.9	31.7	48.2	1916
6	800	77	68.8	63.1	5.7	2000
7	460	64	68.7	58.0	10.7	2000
8	250	103	69.6	48.8	20.8	2000
9	100	270	69.9	37.0	32.9	2000
10	45	-160	69.5	26.1	43.4	1847
11	900	67	59.9	55.0	4.9	2000
12	600	71	59.9	52.3	7.6	2000
13	350	81	60.2	46.5	13.7	2000
14	100	211	60.0	30.8	29.2	1999
15	20	-75	60.2	12.0	48.2	2012

Tabla B.1: Puntos de señal $\tilde{\chi}_1^+ \, \tilde{\chi}_1^-$ seleccionados en el plano SUSY a E_{cm} = 130 GeV y 161 GeV.



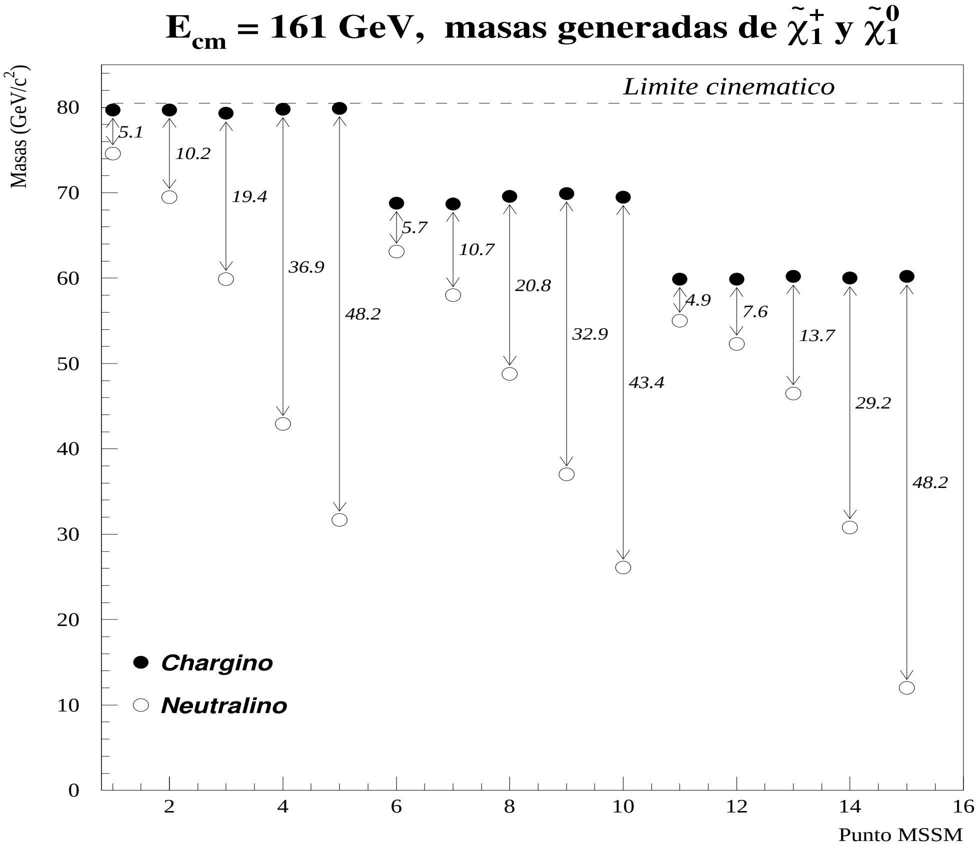


Figura B.1: Espectro de masas de los puntos de señal seleccionados para la simulación a E_{cm} = 130 GeV y 161 GeV.

$\mathcal{PROCESOS\ DE\ FONDO}$	σ (pb) E_{cm} = **130 GeV**	**Sucesos esperados** $\mathcal{L}$ = **2.9** pb^{-1}	**Factor de luminosidad generado** $(\times\ 2.9\ pb^{-1})$
$e^+e^- \to f\,\bar{f}\,(\gamma)$	463.0	1347	10.6
$e^+e^- \to e^+e^-\,(\gamma)$ (Diffusión)	150.0	464	90.0
$e^+e^- \to W^*W\,(\gamma)$	0.4	1	150.0
$e^+e^- \to Z^*Z\,(\gamma)$	0.5	1	120.0
$e^+e^- \to W\,e\,\nu\,(\gamma)$	0.8	2	75.0
$e^+e^- \to Z\,e\,e\,(\gamma)$	2.0	6	30.0
$e^+e^- \to e^+e^-X$ ($\gamma\gamma$ VDM)	10600.0	30846	7.5
$e^+e^- \to e^+e^-X$ ($\gamma\gamma$ QPM)	450.0	1309	12.9
$e^+e^- \to e^+e^-X$ ($\gamma\gamma$ QCD)	1330.0	3870	27.0
"$\gamma\gamma$ filtrados" (para *jjl*)			
$e^+e^- \to e^+e^-X$ ($\gamma\gamma$ VDM)	64.0	186	30.1
$e^+e^- \to e^+e^-X$ ($\gamma\gamma$ QPM)	60.0	175	29.9
"$\gamma\gamma$ filtrados" (para *jets*)			
$e^+e^- \to e^+e^-X$ ($\gamma\gamma$ VDM)	110.0	320	29.8
$e^+e^- \to e^+e^-X$ ($\gamma\gamma$ QPM)	76.0	221	30.2
"$\gamma\gamma$ filtrados" (para *ll*)			
$e^+e^- \to e^+e^-e^+e^-$ (QPM)	401.0	1167	5.4
$e^+e^- \to e^+e^-\mu^+\mu^-$ (QPM)	110.0	320	17.0
$e^+e^- \to e^+e^-\tau^+\tau^-$ (QPM)	21.0	61	39.5
$\mathcal{PROCESOS\ DE\ FONDO}$	E_{cm} = **161 GeV**	$\mathcal{L}$ = **9.6** pb^{-1}	$\times\ 9.60\ pb^{-1}$
$e^+e^- \to q\,\bar{q}\,(\gamma)$	147.0	1411	7.3
$e^+e^- \to \mu^+\,\mu^-\,(\gamma)$	11.	106	30.0
$e^+e^- \to \tau^+\,\tau^-\,(\gamma)$	11.	106	23.7
$e^+e^- \to e^+e^-\,(\gamma)$ $(\theta_e > 37^0)$	57.9	556	35.4
$e^+e^- \to e^+e^-\,(\gamma)$ $(\theta_e > 9^0)$	1610.0	15456	11.2
$e^+e^- \to W^+W^-\,(\gamma)$	3.4	33	141.2
$e^+e^- \to Z^0\,Z^0\,(\gamma)$	0.5	5	292.0
$e^+e^- \to W\,e\,\nu\,(\gamma)$	0.5	5	105.1
$e^+e^- \to Z^0\,e\,e\,(\gamma)$	7.0	67	42.7
Compton	725.0	6960	2.5
$e^+e^- \to e^+e^-X$ ($\gamma\gamma$ VDM)	7200.0	69120	2.4
$e^+e^- \to e^+e^-X$ ($\gamma\gamma$ QPM)	963.0	9245	2.1
$e^+e^- \to e^+e^-X$ ($\gamma\gamma$ QCD)	1879.0	18038	1.0
$e^+e^- \to e^+e^-X$ ($\gamma\gamma$ VDM *filtrados*)	521.0	5002	7.2
$e^+e^- \to e^+e^-X$ ($\gamma\gamma$ QPM *filtrados*)	148.0	1421	8.3
$e^+e^- \to e^+e^-X$ ($\gamma\gamma$ QCD *filtrados*)	320.0	3072	8.0
$e^+e^- \to e^+e^-e^+e^-$ (QPM)	732.0	7027	4.8
$e^+e^- \to e^+e^-\mu^+\mu^-$ (QPM)	1937.0	18595	3.6
$e^+e^- \to e^+e^-\tau^+\tau^-$ (QPM)	400.0	3840	5.8

Tabla B.2: Lista de los procesos contaminantes simulados a E_{cm} = 130 GeV (cuadro superior) y a E_{cm} = 161 GeV (cuadro inferior).

E_{cm} = 130.4 GeV , $\mathcal{L} = 2.9\ pb^{-1}$

$\Delta M > \mathbf{10\ GeV}/c^2$	Muestra semileptónica	Muestra hadrónica	Muestra leptónica	**Total**
Eficiencia (%) :	54.1 ± 2.0	70.7 ± 2.1	50.1 ± 1.9	61.0 ± 1.1
Sucesos observados :	0	0	1	1
Sucesos esperados :	0.127 ± 0.002	0.077 ± 0.0016	0.349 ± 0.007	0.55 ± 0.007

$\mathbf{5} < \Delta M < \mathbf{10\ GeV}/c^2$	Muestra semileptónica	Muestra hadrónica	Muestra leptónica	**Total**
Eficiencia (%) :	4.8 ± 0.4	29.2 ± 1.8	22.2 ± 2.4	17.4 ± 0.3
Sucesos observados :	0	0	0	0
Sucesos esperados :	0.127 ± 0.002	<0.010 ± 0.0002	0.349 ± 0.007	0.51 ± 0.007

E_{cm} = 161.4 GeV , $\mathcal{L} = 9.6\ pb^{-1}$

$\Delta M > \mathbf{10\ GeV}/c^2$	Muestra semileptónica	Muestra hadrónica	Muestra leptónica	**Total**
Eficiencia (%) :	60.6 ± 1.6	49.5 ± 1.7	44.2 ± 3.3	53.9 ± 1.2
Sucesos observados :	0	2	0	2
Sucesos esperados :	0.03 ± 0.01	1.8 ± 0.3	0.39 ± 0.06	2.3 ± 0.3

$\mathbf{5} < \Delta M < \mathbf{10\ GeV}/c^2$	Muestra semileptónica	Muestra hadrónica	Muestra leptónica	**Total**
Eficiencia (%) :	23.6 ± 1.4	19.1 ± 1.5	17.2 ± 2.1	20.9 ± 1.2
Sucesos observados :	0	0	0	0
Sucesos esperados :	0.47 ± 0.07	0.53 ± 0.08	0.51 ± 0.08	1.51 ± 0.13

Tabla B.3: "Escenario neutralino *LSP* ": Resumen de los resultados a E_{cm} = 130.4 GeV (cuadro superior) y a E_{cm} = 161.4 GeV (cuadro inferior), para las selecciones *no degenerada* y *degenerada*.

Apéndice C

Distribuciones de las variables de selección

En este apéndice se muestran las distribuciones Monte Carlo de los observables más importantes utilizados en la búsqueda de charginos, comparando los espectros de los distintos procesos de física estándar que contribuyen al fondo, con los de la señal $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$.

En las Figuras C.1 a C.12 se recogen las distribuciones de señal suponiendo un "escenario neutralino *LSP* ". Cada figura se divide en dos columnas, con cinco histogramas por columna. Los ocho histogramas superiores corresponden a distribuciones de procesos de fondo, indicándose el tipo de fondo en el propio histograma, mientras que los dos inferiores corresponden a la señal, concretamente a un punto con $\Delta M = 29.9$ GeV$/c^2$, repetido en ambas columnas para poder comparar más fácilmente con las distribuciones de los procesos contaminantes.

En las Figuras C.13 a C.22 se comparan las distribuciones de cuatro procesos de fondo (histogramas superiores) con las de cuatro puntos de señal (histogramas inferiores), asumiendo un "escenario gravitino *LSP* ". En los histogramas se indica el tipo de fondo y los valores de las masas del primer chargino y del primer neutralino correspondientes.

Las distribuciones, que se presentan tras haber aplicado los cortes de preselección, fueron calculadas a $E_{cm} = 172$ GeV y normalizadas al número de sucesos esperado asumiendo una luminosidad integrada de 10 pb^{-1}. En el "escenario gravitino *LSP* " se exige, además, la presencia de al menos un fotón aislado.

Finalmente, las Figuras C.23 a C.31 muestran las distribuciones Monte Carlo asociadas a seis puntos diferentes de señal $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ estudiados, suponiendo que el $\tilde{\chi}_1^0$ es estable. En éste caso, las secciones eficaces de producción se han normalizado a $\sigma = 1$ pb y no se ha aplicado corte de selección alguno. En cada histograma se indica el valor de las masas del primer chargino y del primer neutralino, así como la diferencia de masa entre ambos.

Observando algunas de estas distribuciones (Figura C.25 por ejemplo) queda patente la diferencia que existe entre los escenarios *degenerado* (histograma situado en la esquina superior izquierda) y *no degenerado* (esquina inferior derecha), lo que justifica la necesidad de diseñar cortes de selección específicos para ambos casos.

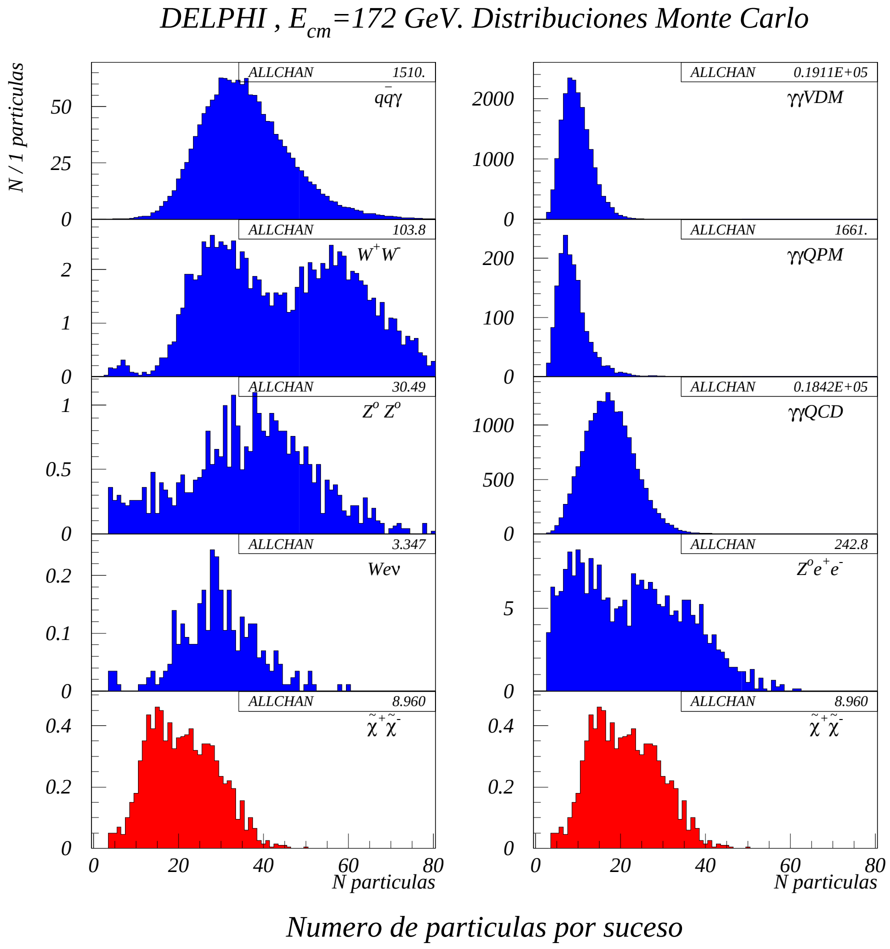


Figura C.1: "Escenario neutralino *LSP* ": distribuciones del número total de partículas (cargadas más neutros) para los diferentes procesos de fondo y para la señal, tras los cortes de preselección.

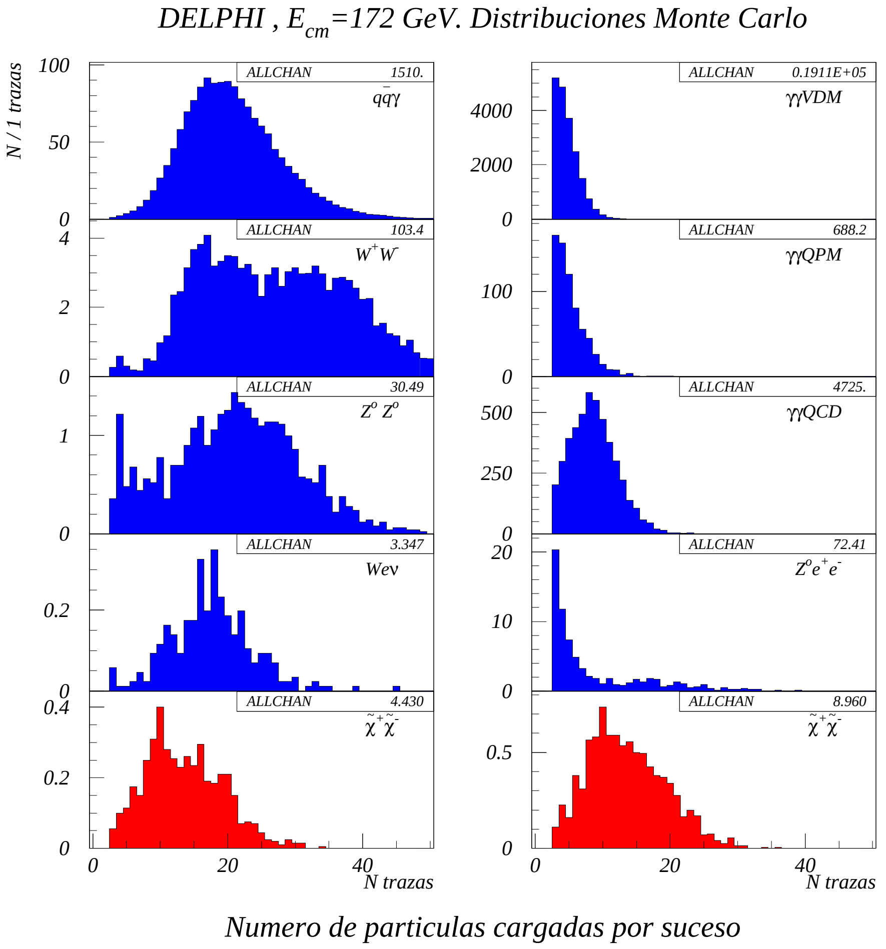


Figura C.2: "Escenario neutralino *LSP* ": distribuciones del número total de partículas cargadas para los diferentes procesos de fondo y para la señal, tras los cortes de preselección.

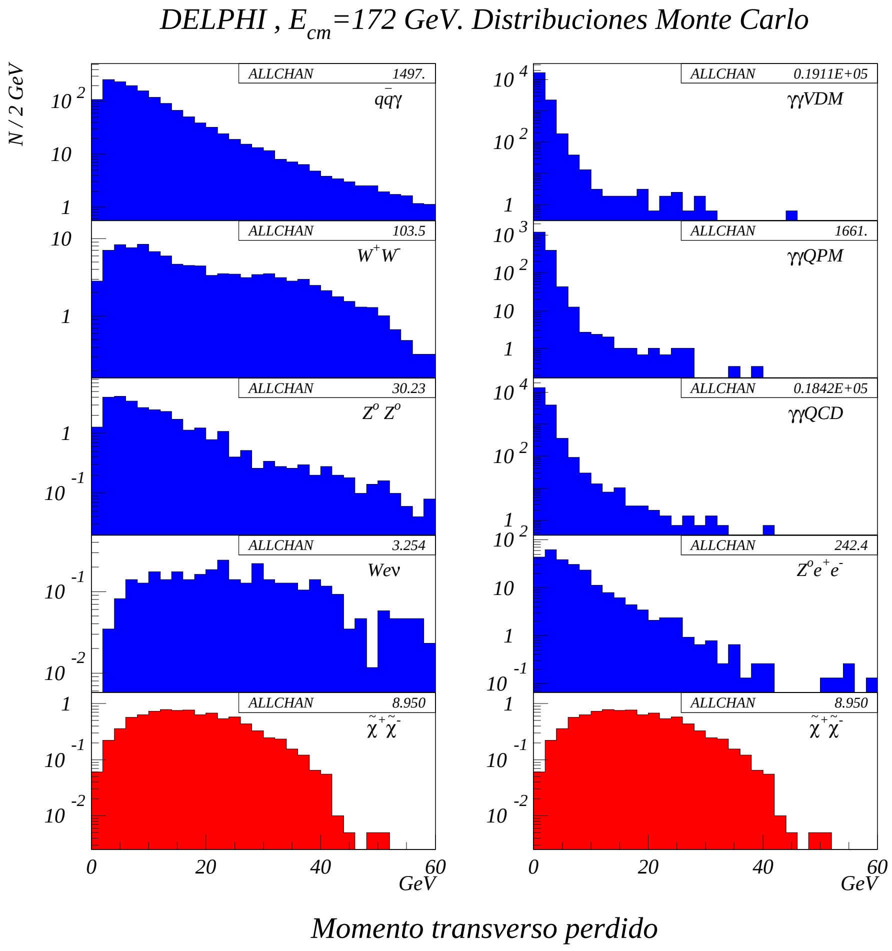


Figura C.3: "Escenario neutralino *LSP*": distribuciones del momento transverso perdido para los diferentes procesos de fondo y para la señal, tras los cortes de preselección.

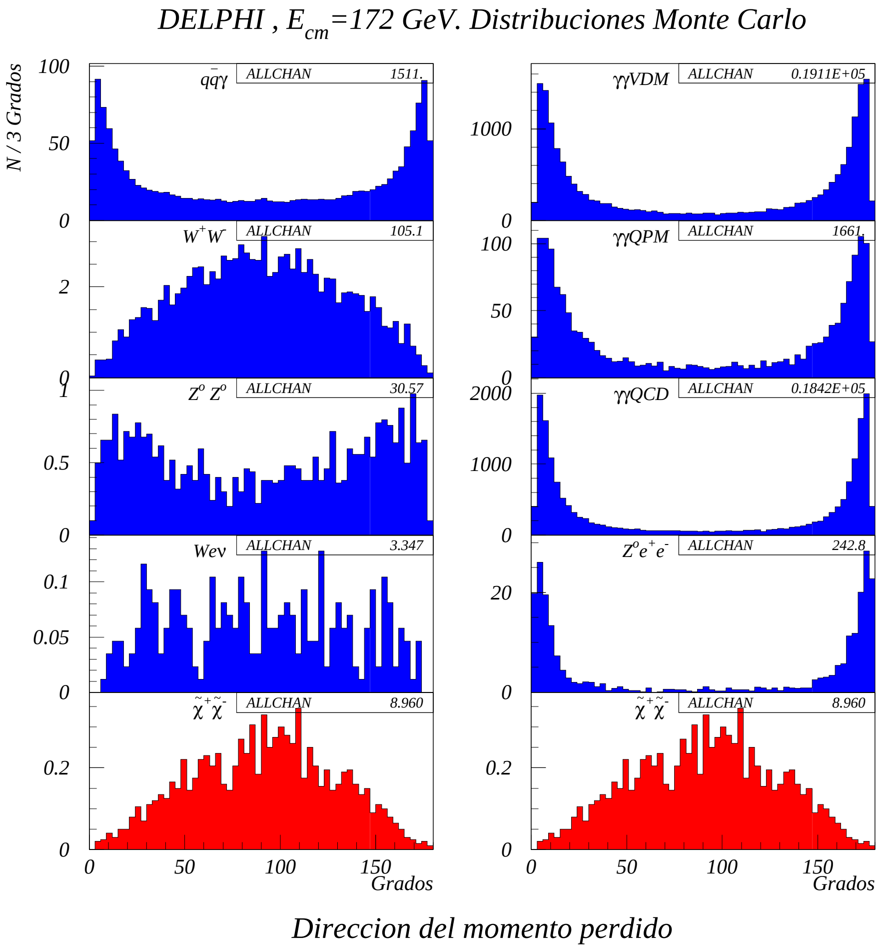


Figura C.4: "Escenario neutralino *LSP*": distribuciones de la dirección del momento perdido para los diferentes procesos de fondo y para la señal, tras los cortes de preselección.

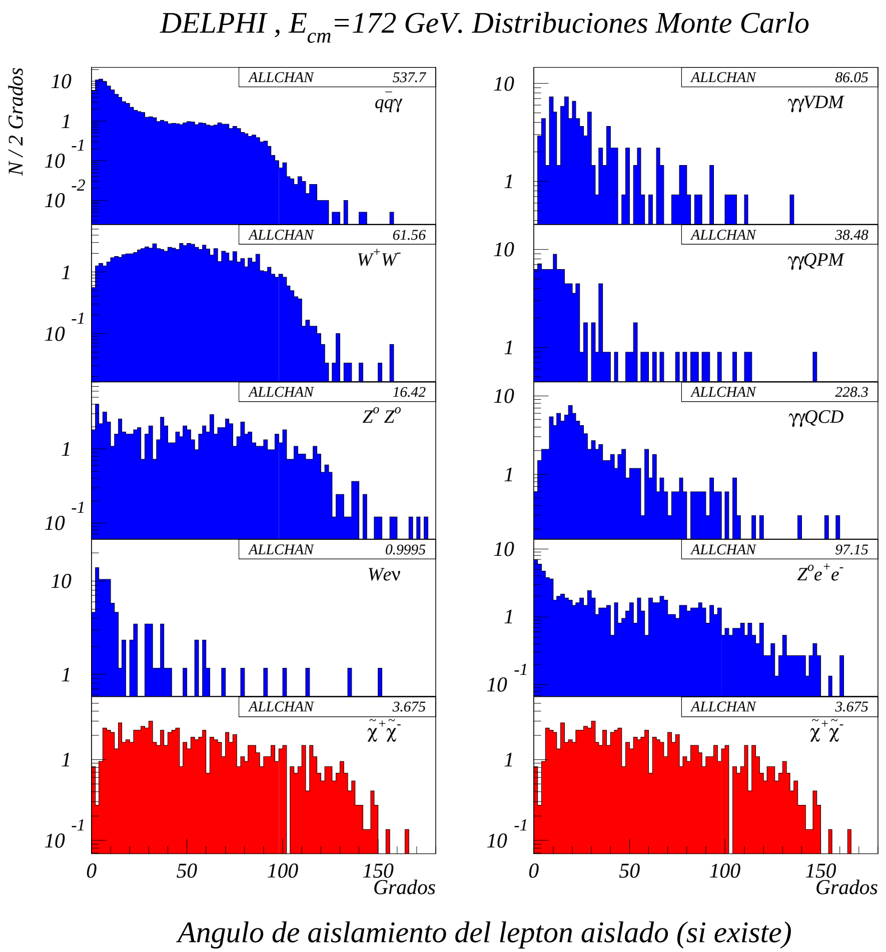


Figura C.5: "Escenario neutralino *LSP* ": distribuciones del ángulo de aislamiento del leptón aislado (si existe), para los diferentes procesos de fondo y para la señal, tras los cortes de preselección.

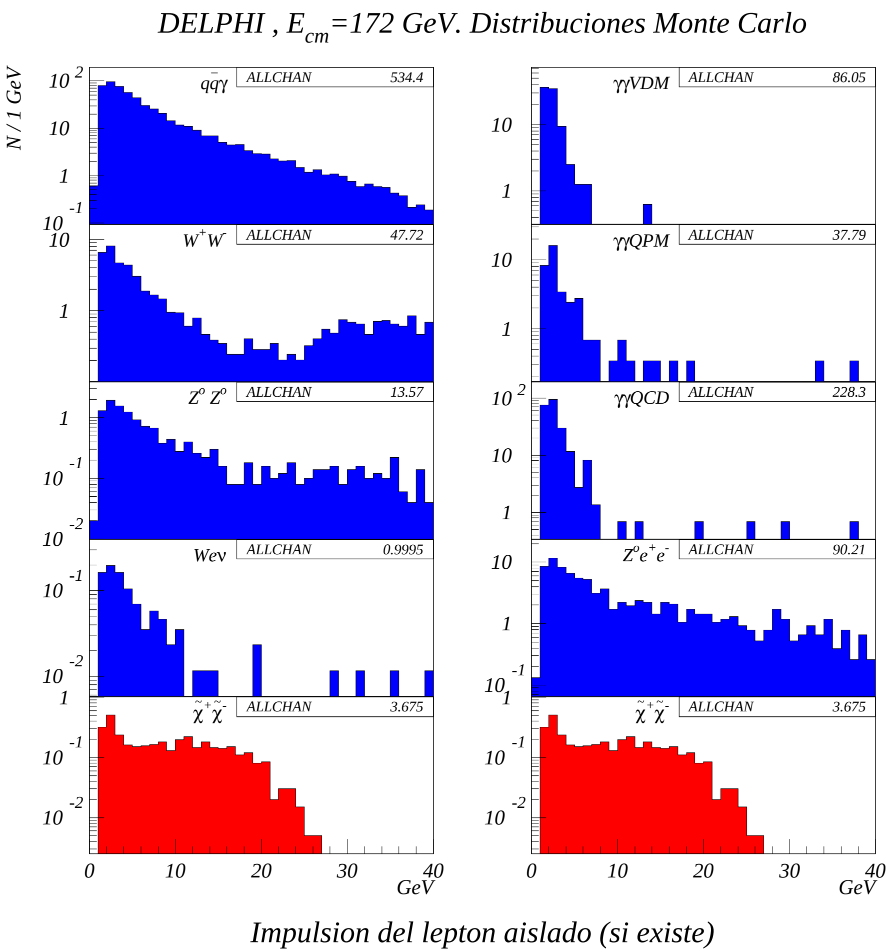


Figura C.6: "Escenario neutralino *LSP* ": distribuciones de la impulsión del leptón aislado (si existe) para los diferentes procesos de fondo y para la señal, tras los cortes de preselección.

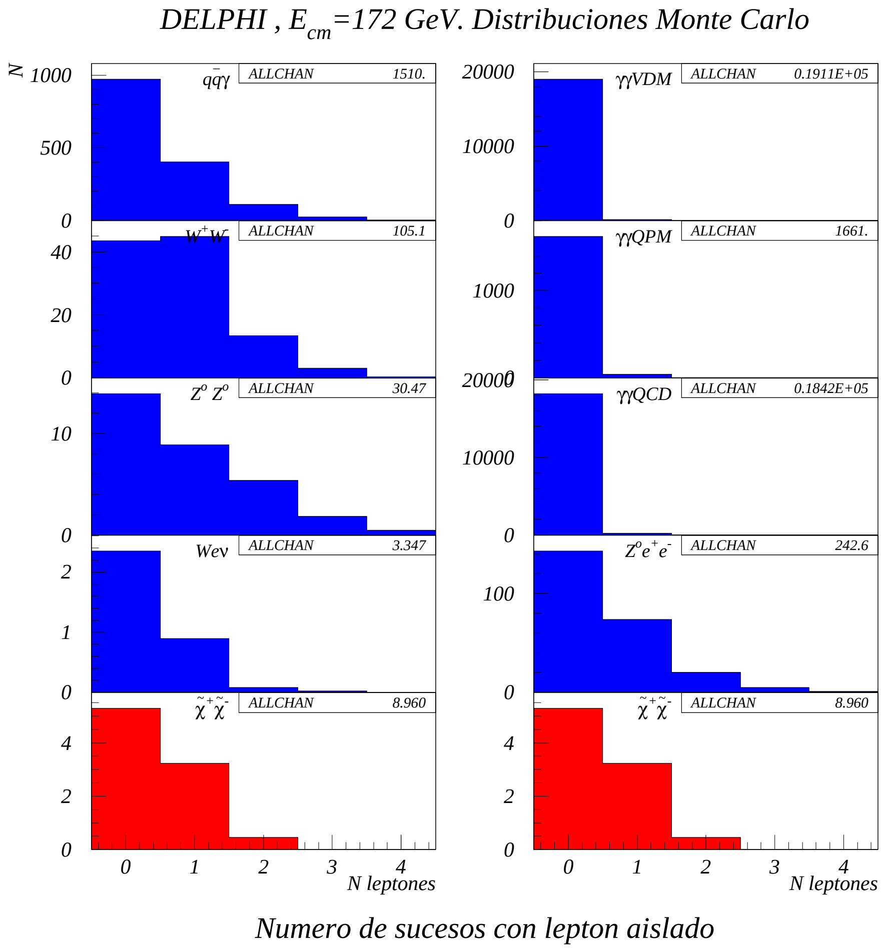


Figura C.7: "Escenario neutralino *LSP* ": distribuciones del número de leptones aislados por suceso para los diferentes procesos de fondo y para la señal, tras los cortes de preselección.

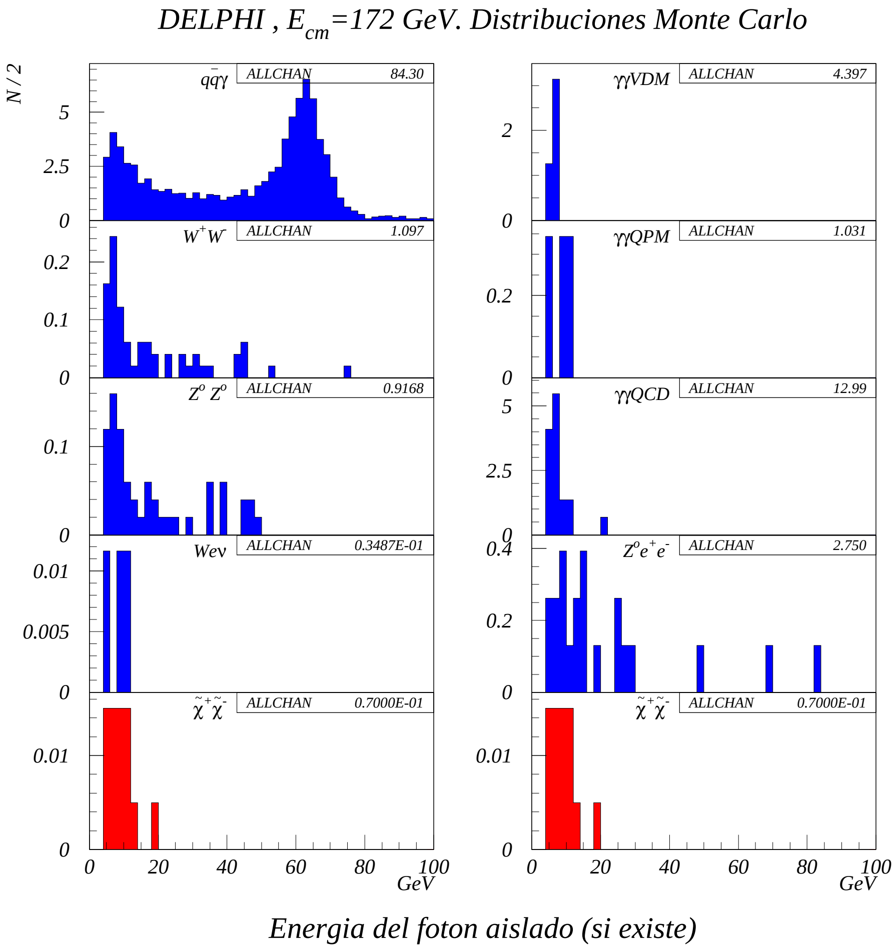


Figura C.8: "Escenario neutralino *LSP* ": distribuciones de la energía del fotón aislado más energético (si exíste) para los diferentes procesos de fondo y para la señal, tras los cortes de preselección.

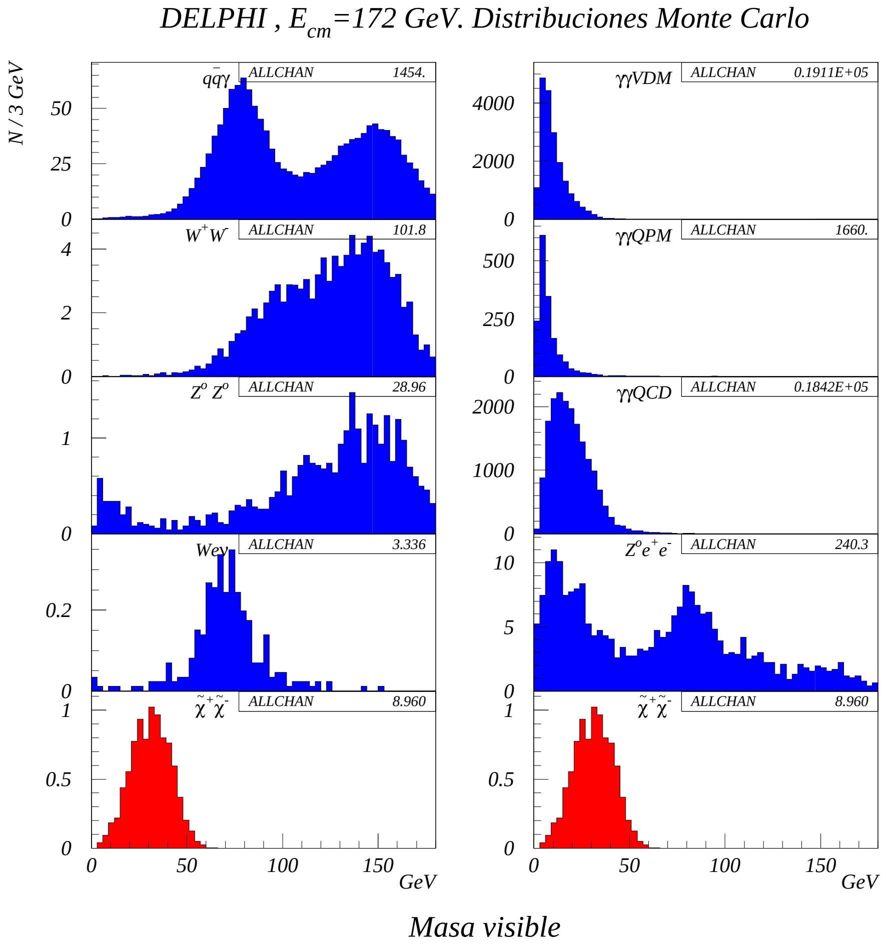


Figura C.9: "Escenario neutralino *LSP* ": distribuciones de la masa visible para los diferentes procesos de fondo y para la señal, tras los cortes de preselección.

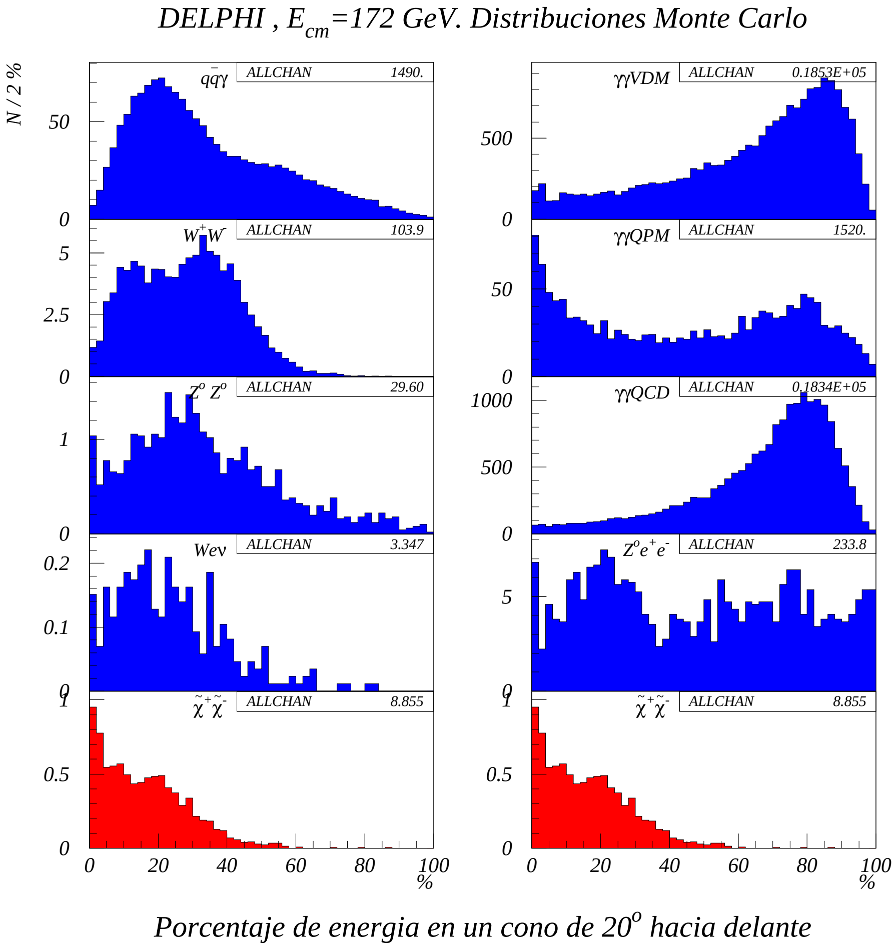
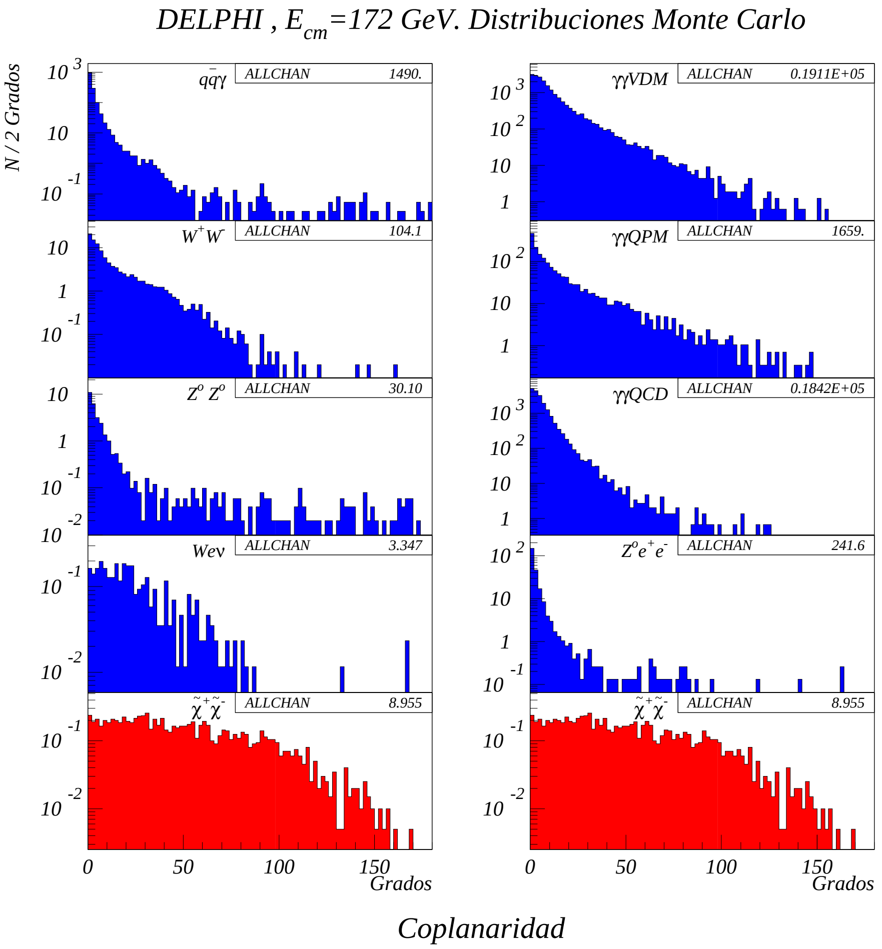


Figura C.10: "Escenario neutralino *LSP* ": distribuciones del porcentaje de energía en un cono de 20^0 hacia delante para los diferentes procesos de fondo y para la señal, tras los cortes de preselección.



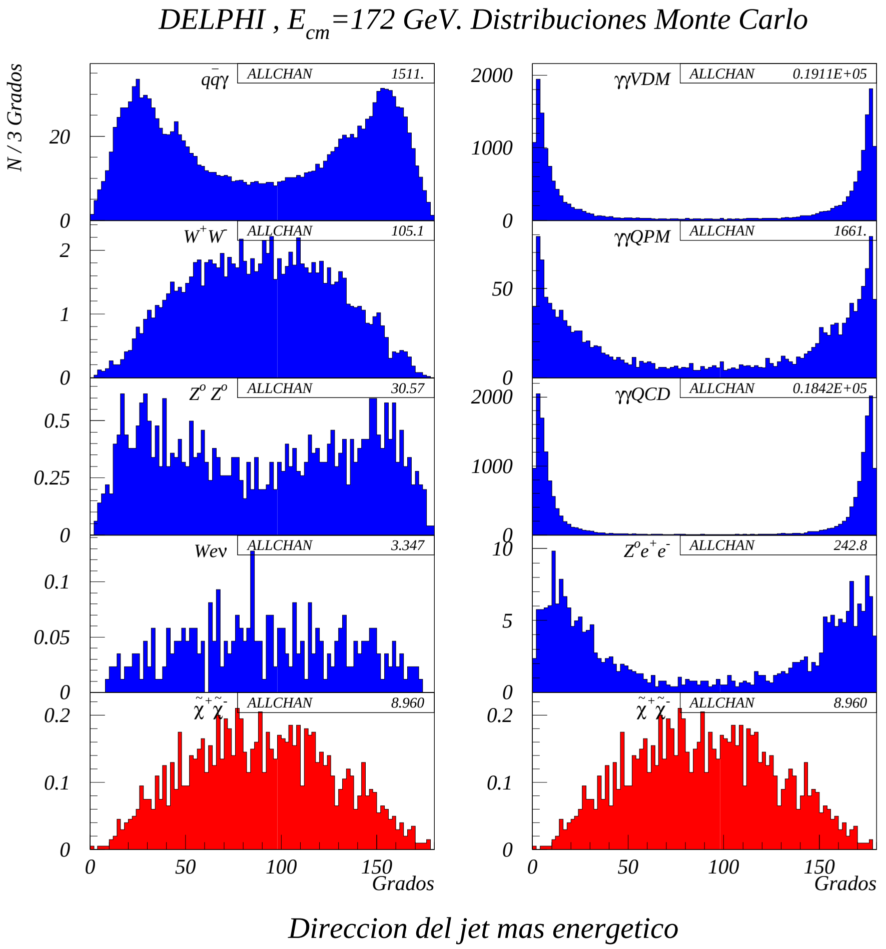


Figura C.11: "Escenario neutralino *LSP* ": distribuciones de la acoplanaridad para los diferentes procesos de fondo y para la señal, tras los cortes de preselección.

Figura C.12: "Escenario neutralino *LSP* ": distribuciones de la direccion del jet más energético (ángulo polar) para los diferentes procesos de fondo y para la señal, tras los cortes de preselección.

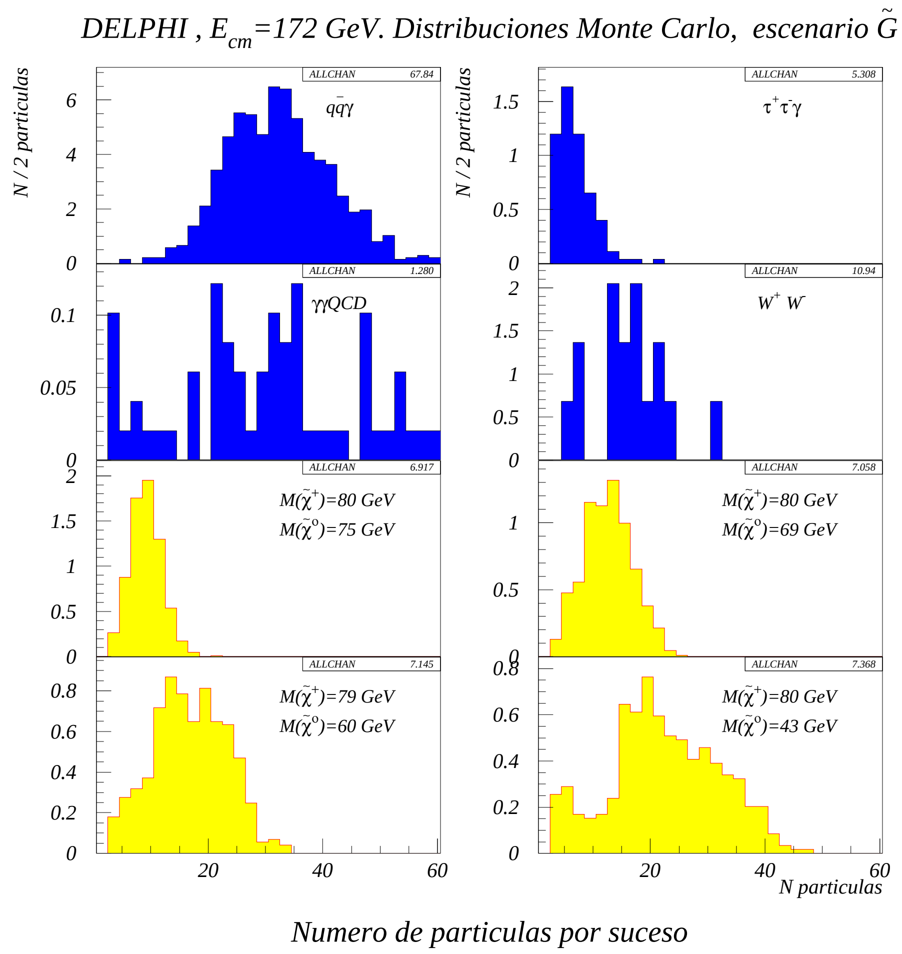


Figura C.13: "Escenario gravitino *LSP* ": distribuciones del número total de partículas (cargadas más neutros) para cuatro procesos de fondo y cuatro puntos de señal diferentes, tras exigir la presencia de al menos un fotón aislado.

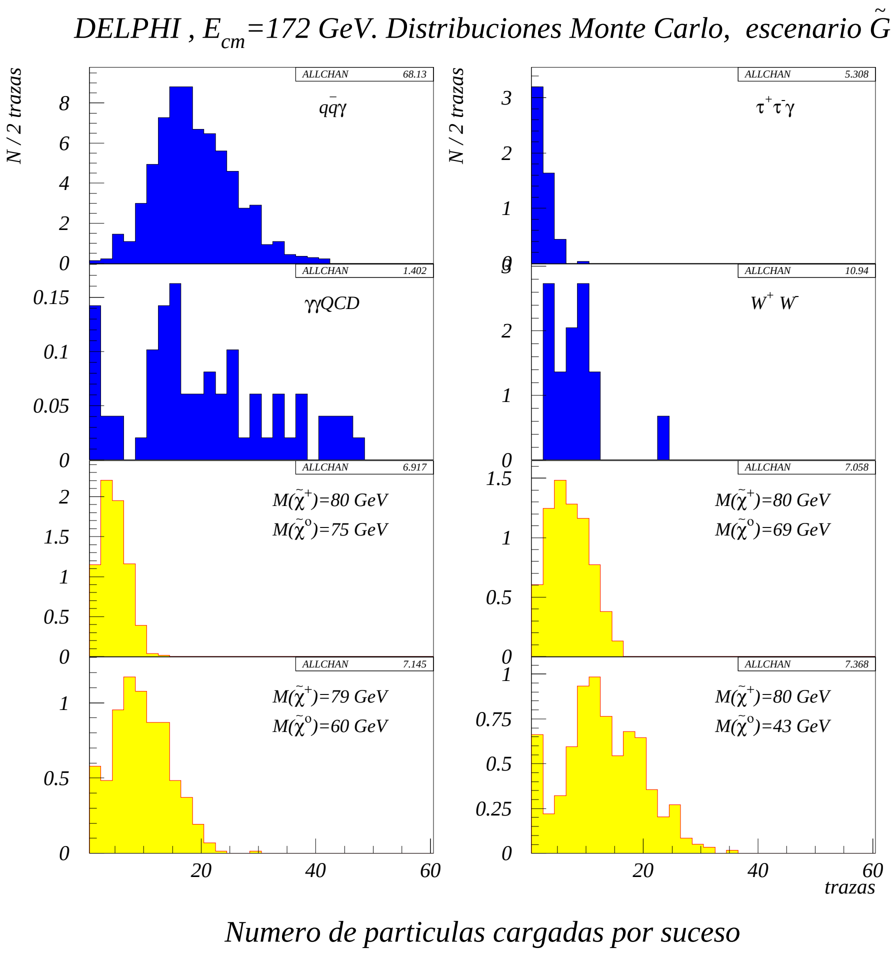


Figura C.14: "Escenario gravitino *LSP* ": distribuciones del número total de partículas cargadas para cuatro procesos de fondo y cuatro puntos de señal diferentes, tras exigir la presencia de al menos un fotón aislado.

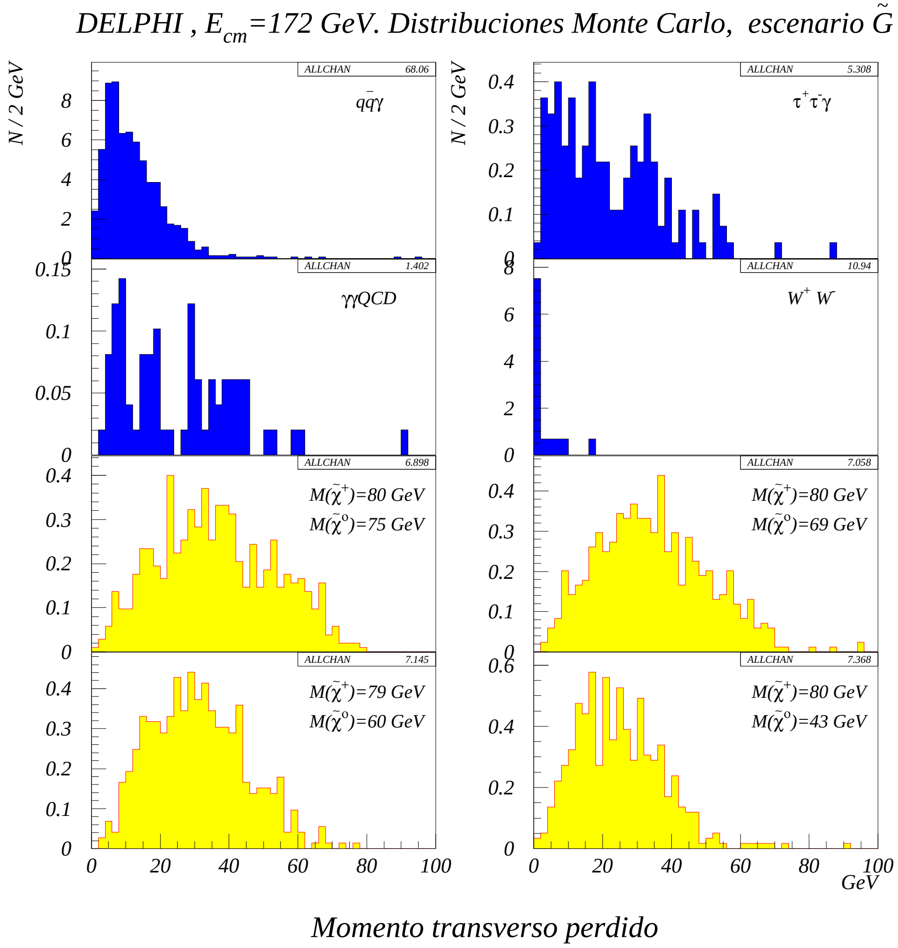


Figura C.15: "Escenario gravitino *LSP*": distribuciones del momento transverso perdido para cuatro procesos de fondo y cuatro puntos de señal diferentes, tras exigir la presencia de al menos un fotón aislado.

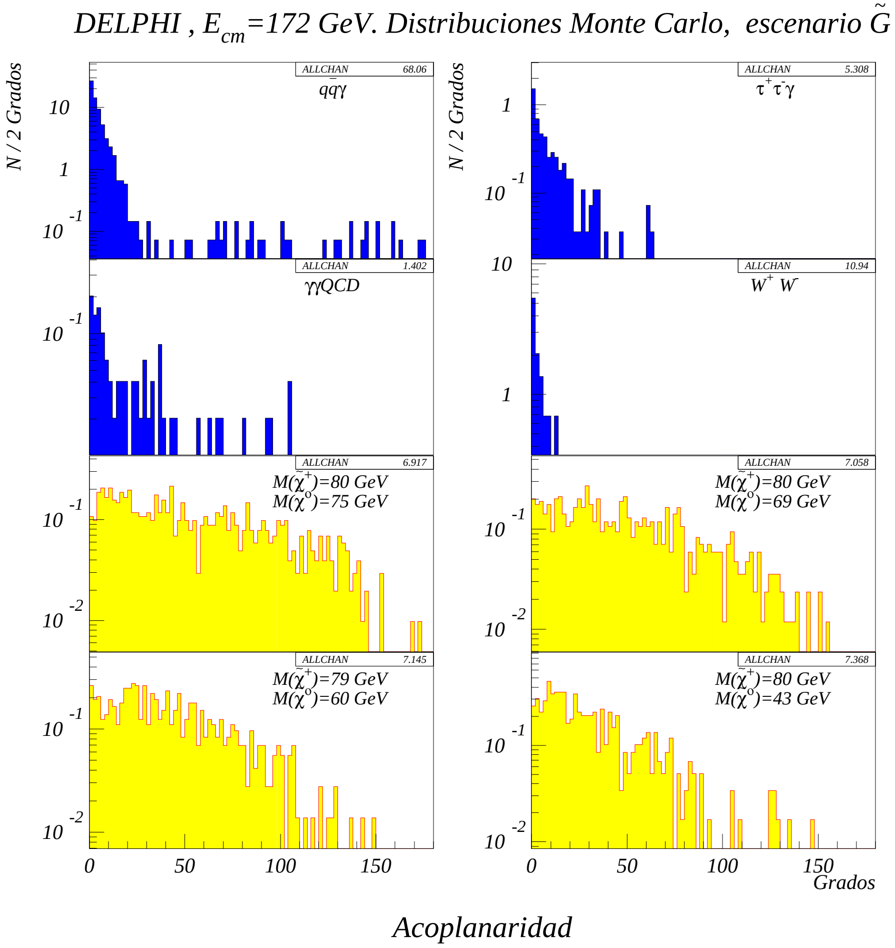


Figura C.16: "Escenario gravitino *LSP*": distribuciones de la acoplanaridad para cuatro procesos de fondo y cuatro puntos de señal diferentes, tras exigir la presencia de al menos un fotón aislado.

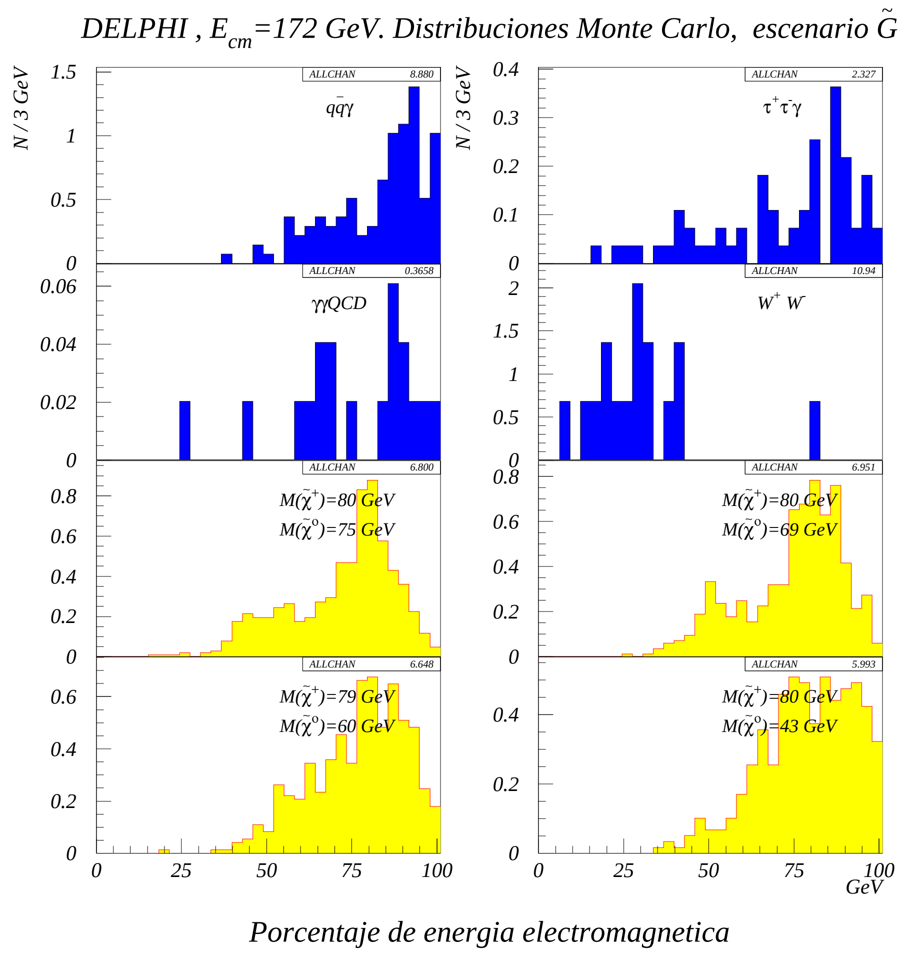


Figura C.17: "Escenario gravitino *LSP* ": distribuciones del porcentaje de energía electromagnética para cuatro procesos de fondo y cuatro puntos de señal diferentes, tras exigir la presencia de al menos un fotón aislado.

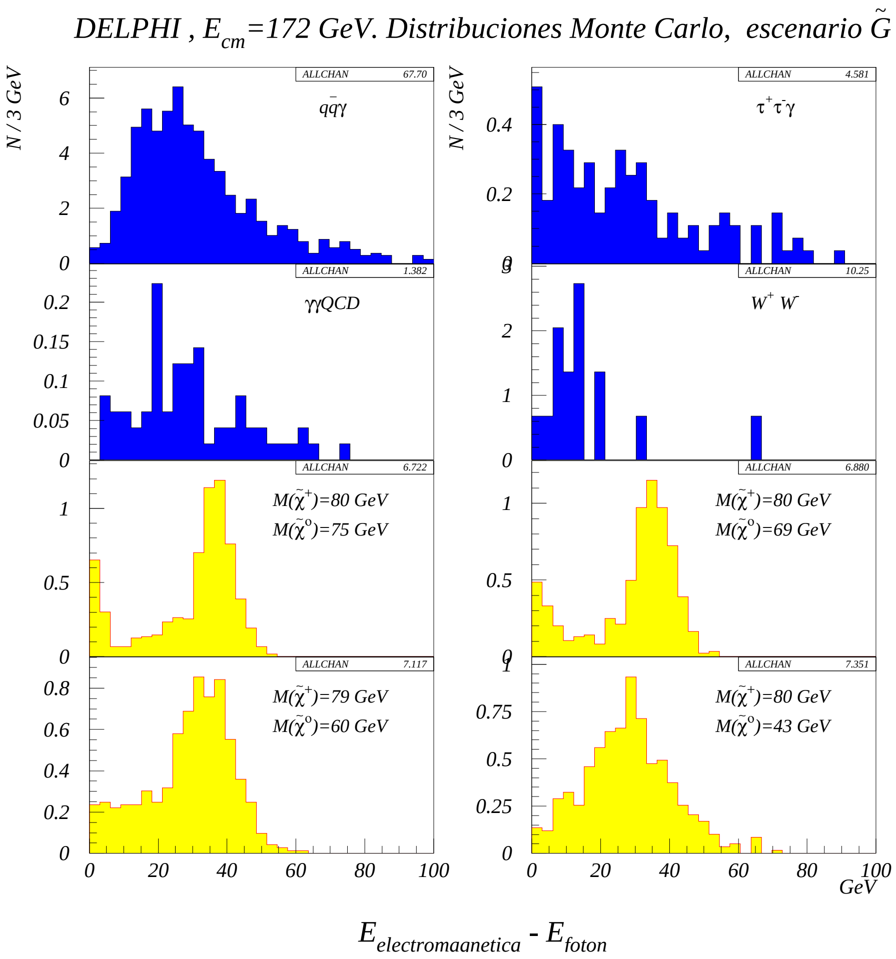


Figura C.18: "Escenario gravitino *LSP* ": distribuciones de la diferencia entre la energía electromagnética total del suceso y la energía del fotón aislado más energético, para cuatro procesos de fondo y cuatro puntos de señal diferentes, tras exigir la presencia de al menos un fotón aislado.

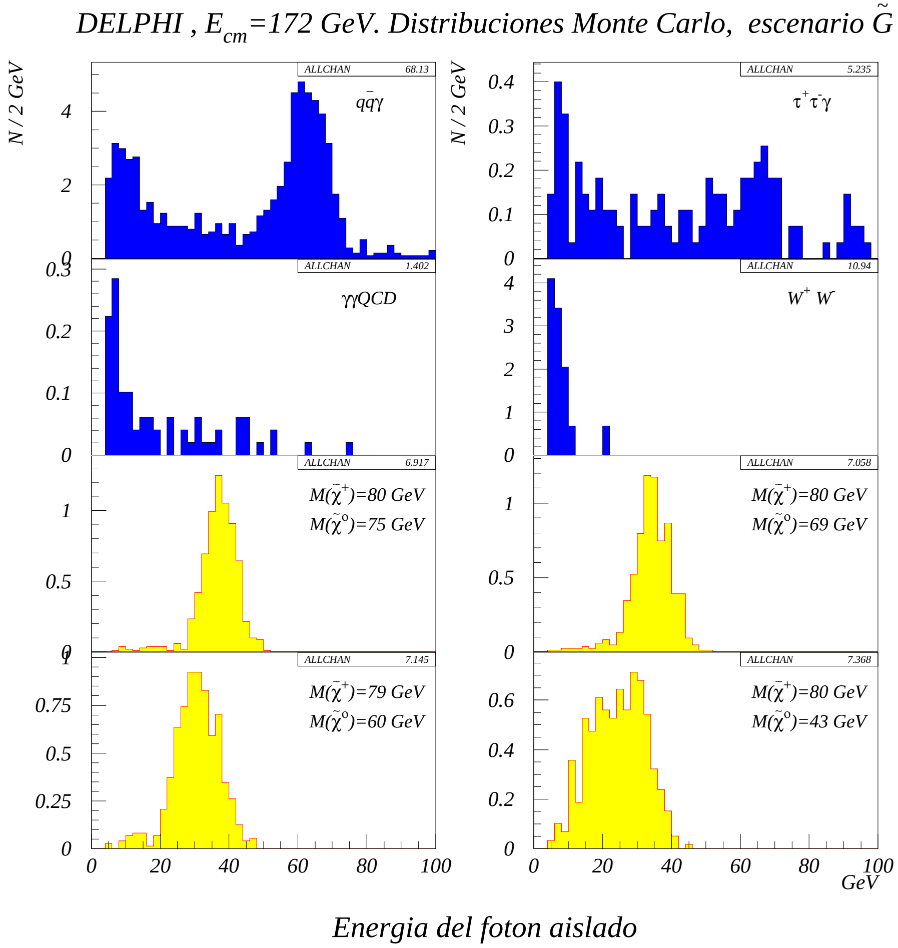


Figura C.19: "Escenario gravitino *LSP* ": distribuciones de la energía del fotón aislado más energético del suceso para cuatro procesos de fondo y cuatro puntos de señal diferentes, tras exigir la presencia de al menos un fotón aislado.

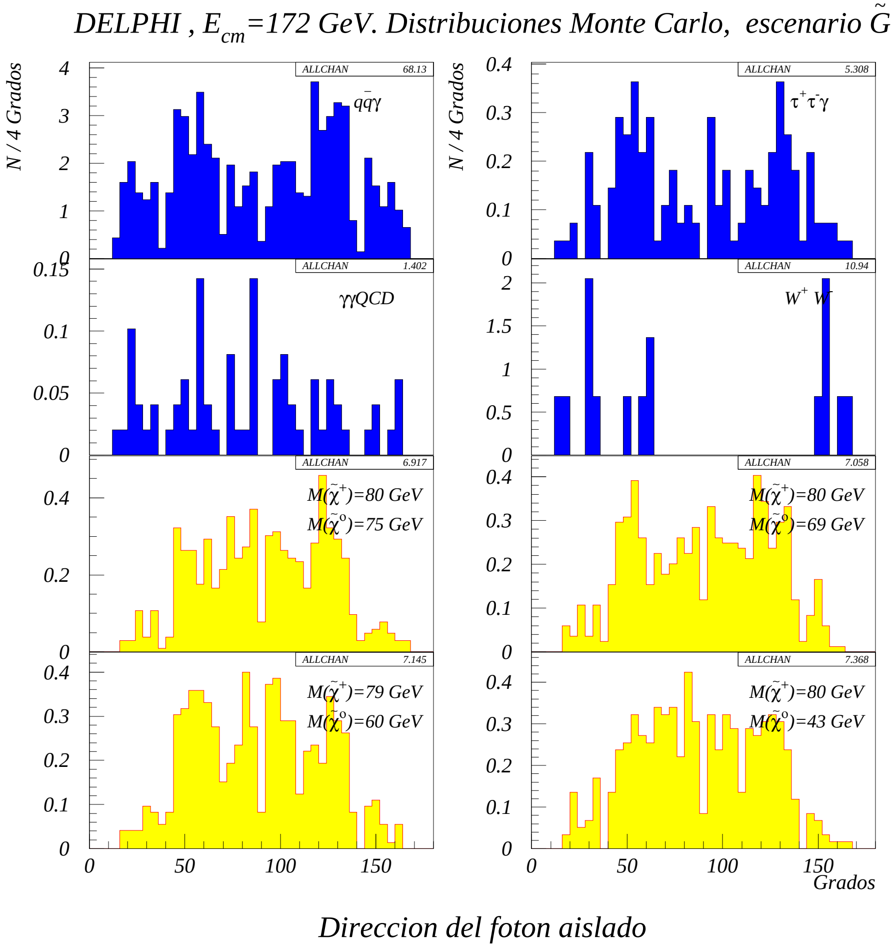


Figura C.20: "Escenario gravitino *LSP* ": distribuciones de la dirección (ángulo polar) del fotón aislado más energético del suceso para cuatro procesos de fondo y cuatro puntos de señal diferentes, tras exigir la presencia de al menos un fotón aislado.

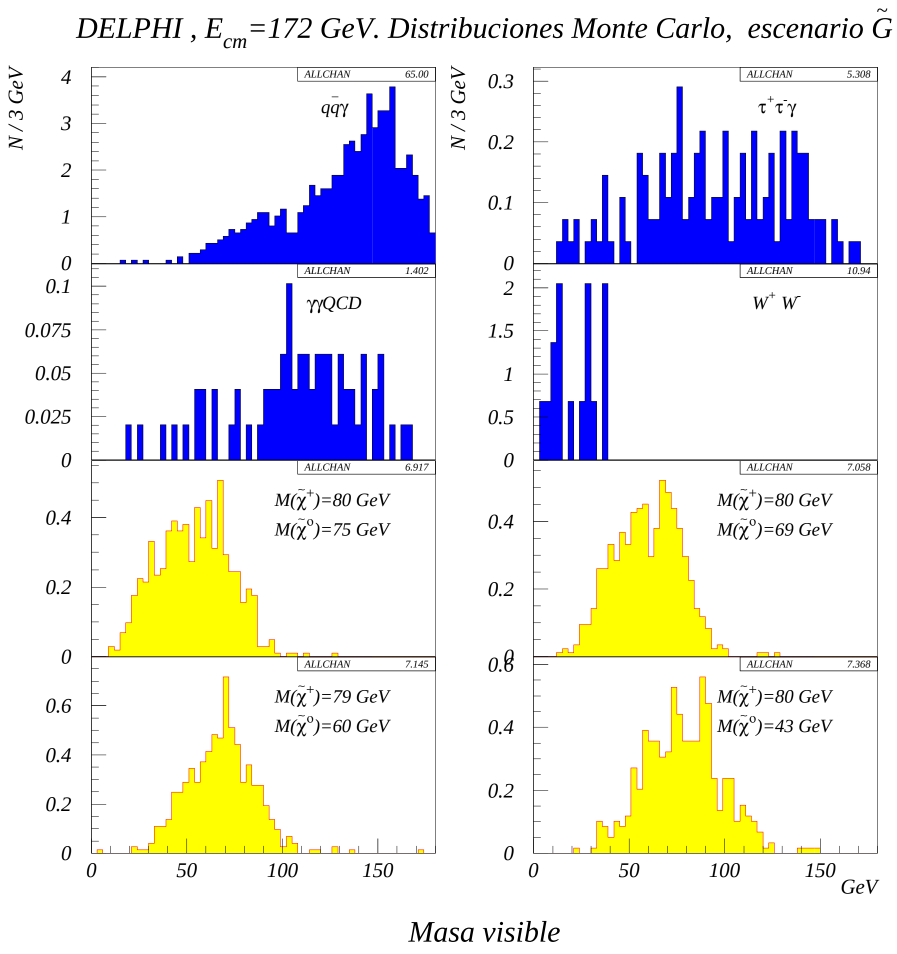


Figura C.21: "Escenario gravitino *LSP* ": distribuciones de la masa visible para cuatro procesos de fondo y cuatro puntos de señal diferentes, tras exigir la presencia de al menos un fotón aislado.

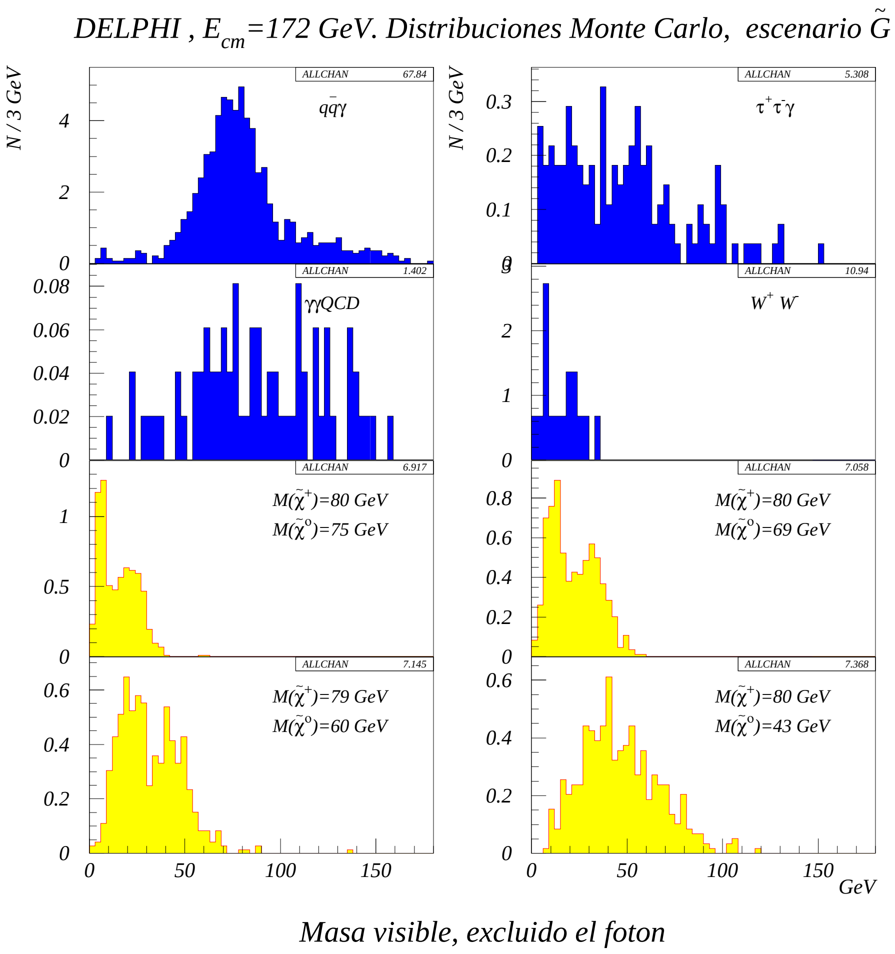


Figura C.22: "Escenario gravitino *LSP* ": distribuciones de la masa visible calculada excluyendo el fotón aislado para cuatro procesos de fondo y cuatro puntos de señal diferentes, tras exigir la presencia de al menos un fotón aislado.

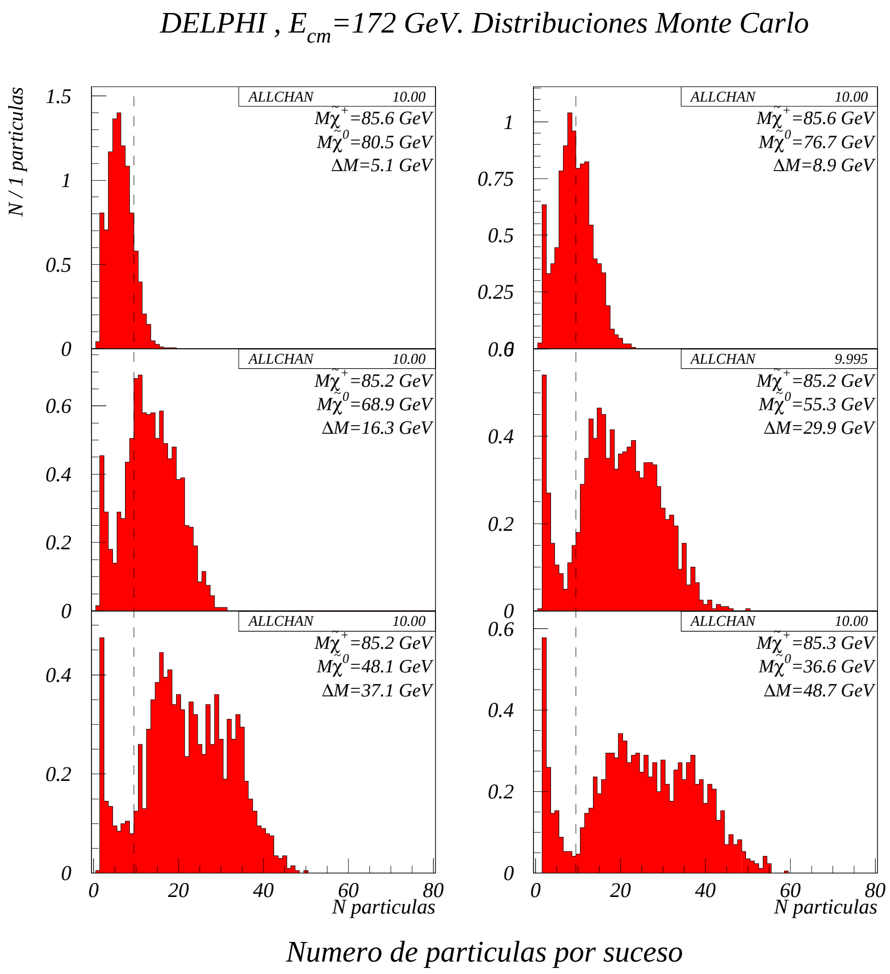


Figura C.23: "Escenario neutralino *LSP* ": distribuciones del número de partículas (cargadas más neutros) para distintos puntos de señal.

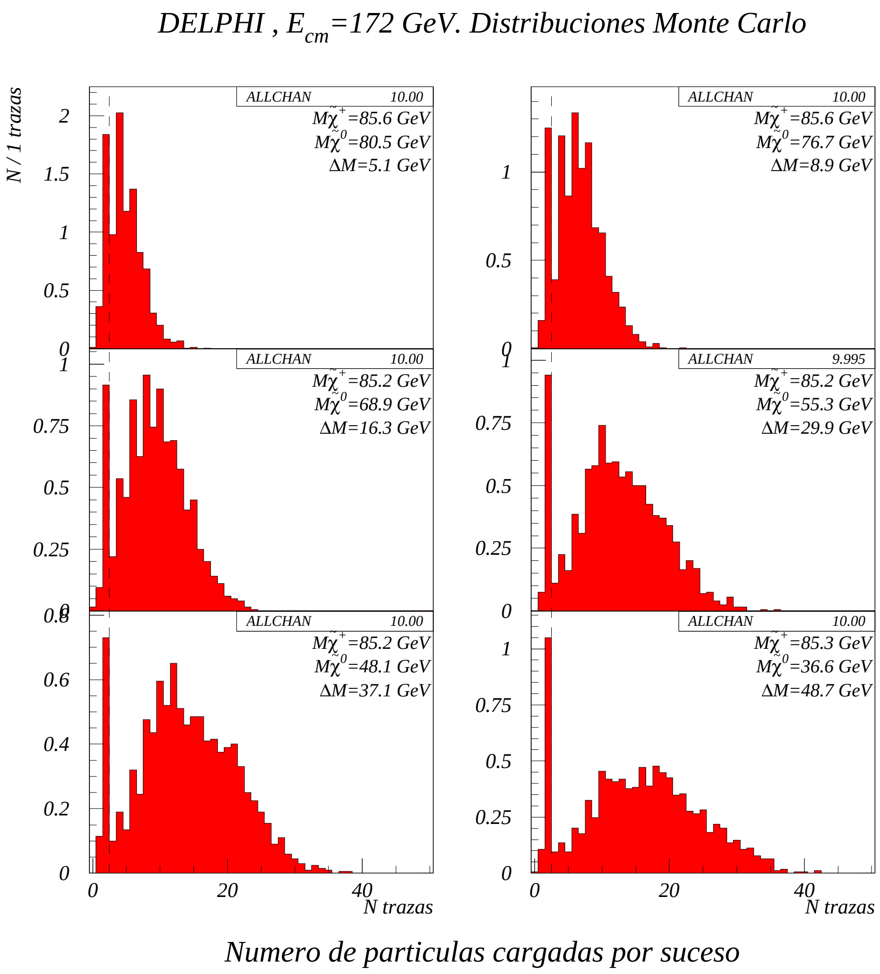


Figura C.24: "Escenario neutralino *LSP* ": distribuciones del número de partículas cargadas para distintos puntos de señal.

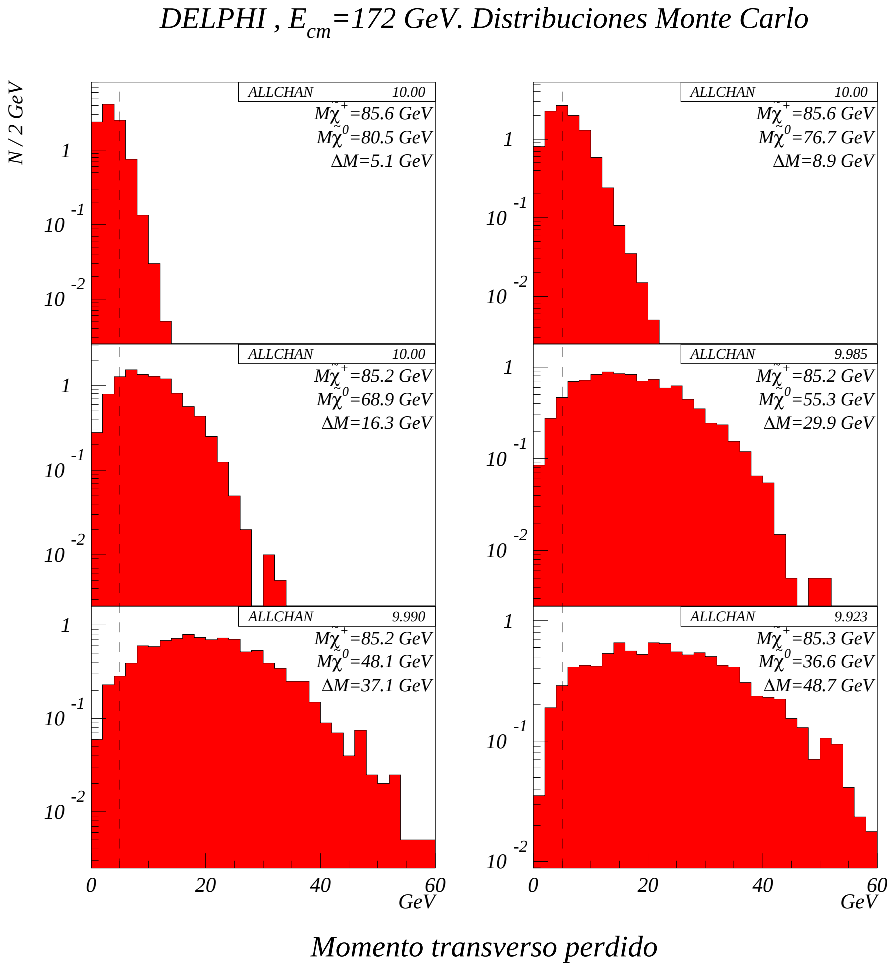


Figura C.25: "Escenario neutralino *LSP* ": distribuciones del momento transverso perdido para distintos puntos de señal.

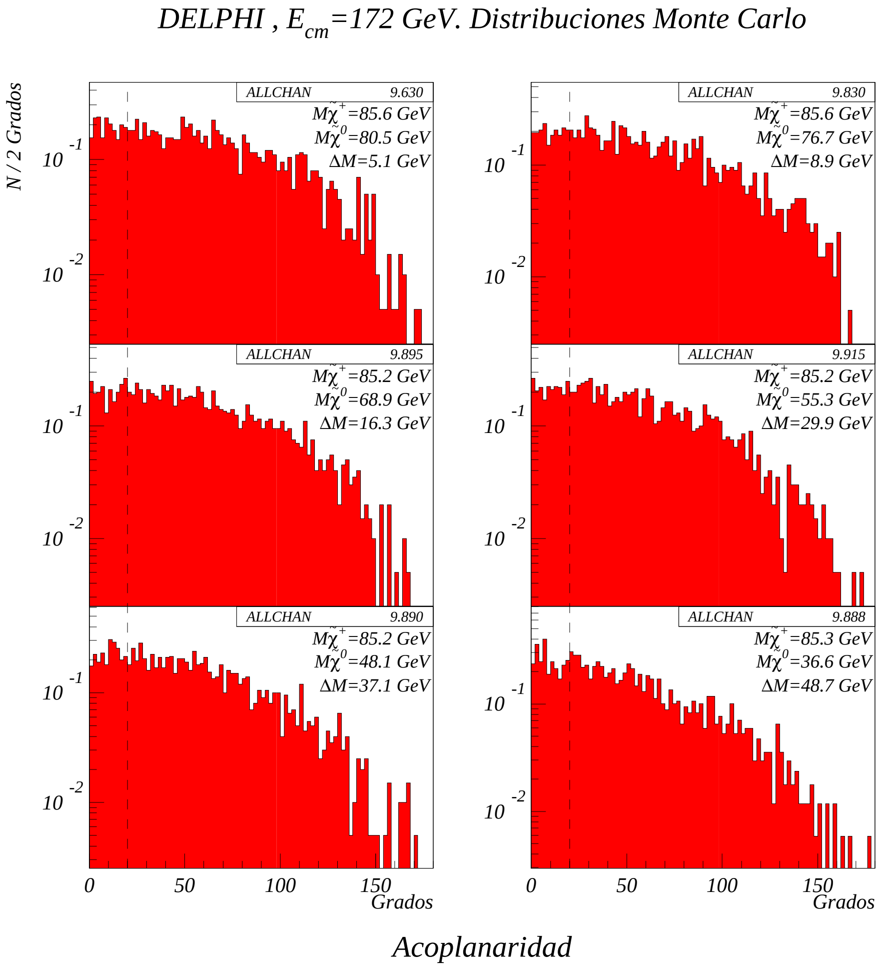


Figura C.26: "Escenario neutralino *LSP* ": distribuciones de la acoplanaridad para distintos puntos de señal.

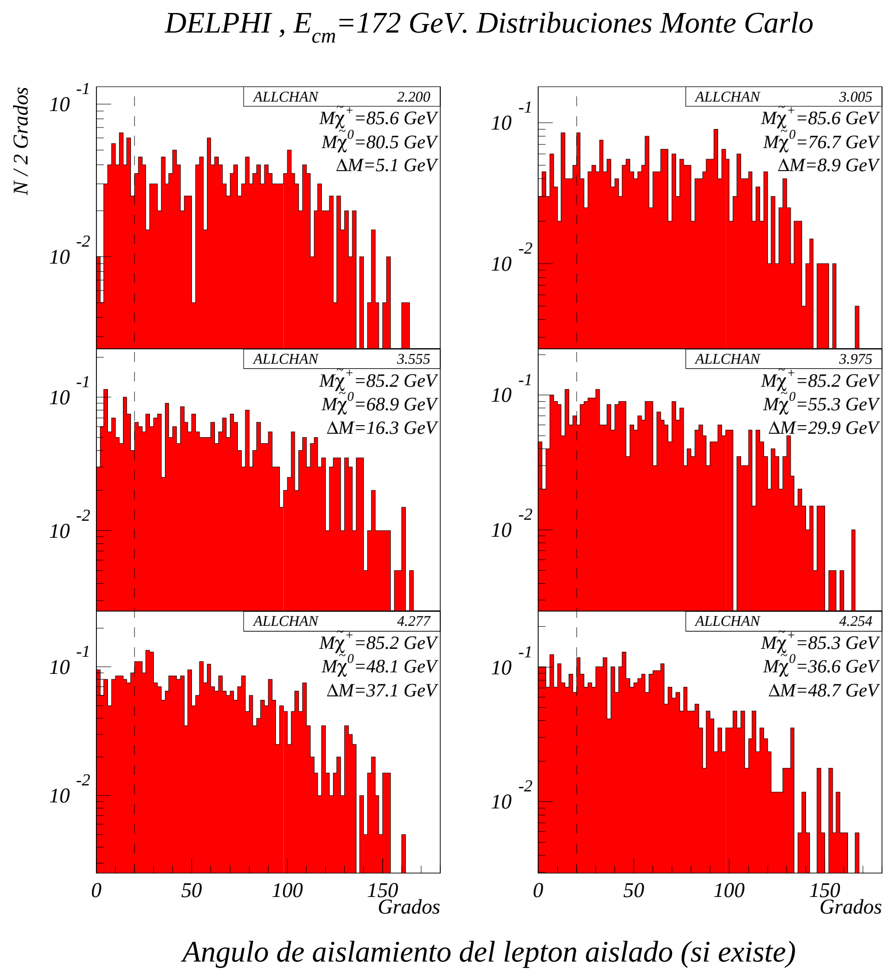


Figura C.27: "Escenario neutralino *LSP* ": distribuciones del ángulo de aislamiento del leptón (si existe) para distintos puntos de señal.

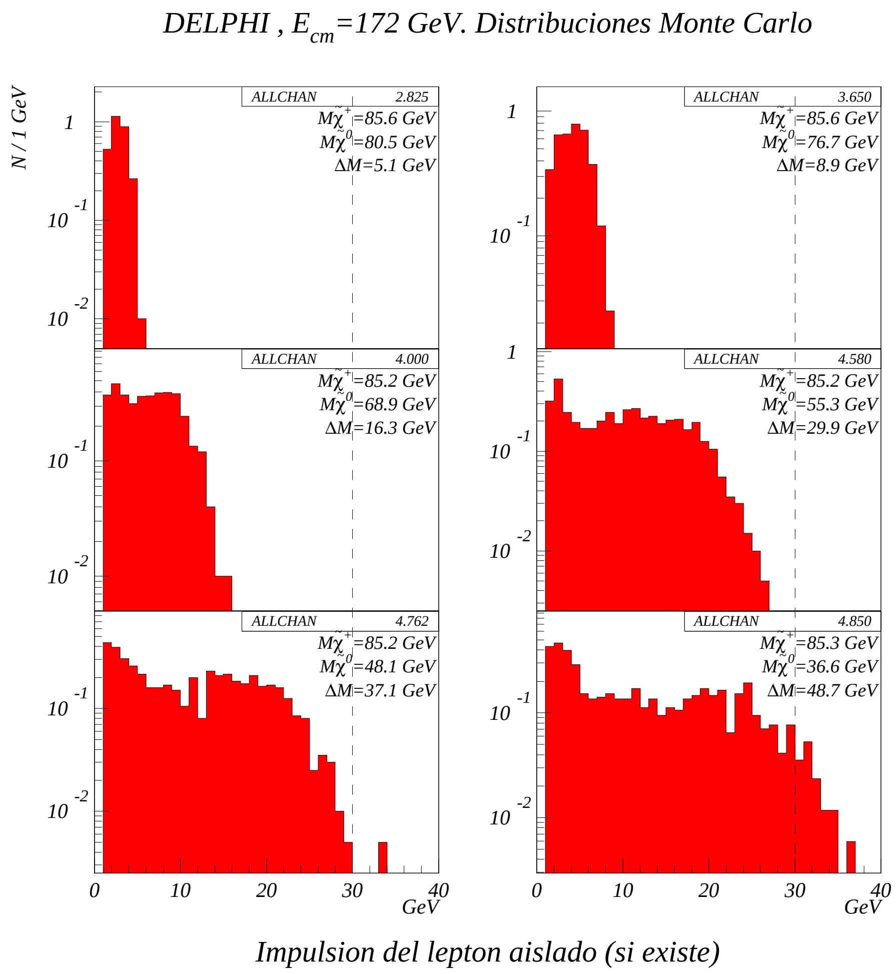


Figura C.28: "Escenario neutralino *LSP* ": distribuciones de la impulsión del leptón aislado (si existe) para distintos puntos de señal.

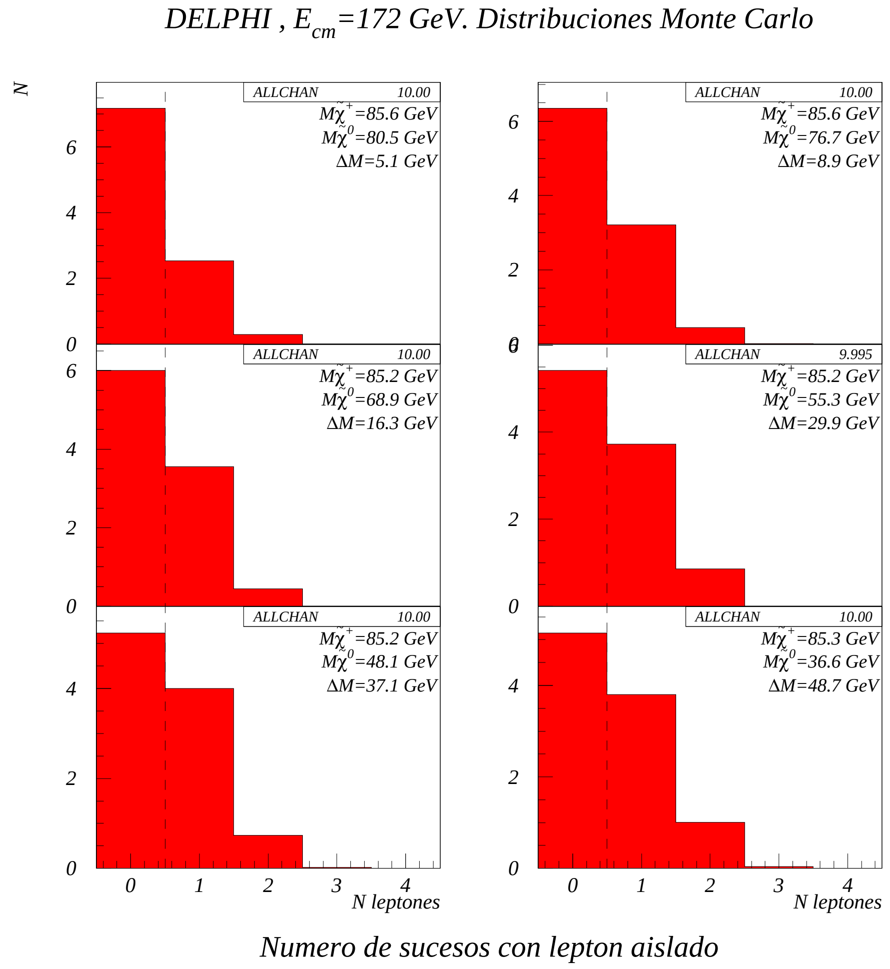


Figura C.29: "Escenario neutralino *LSP* ": distribuciones del número de leptones aislados por suceso para distintos puntos de señal.

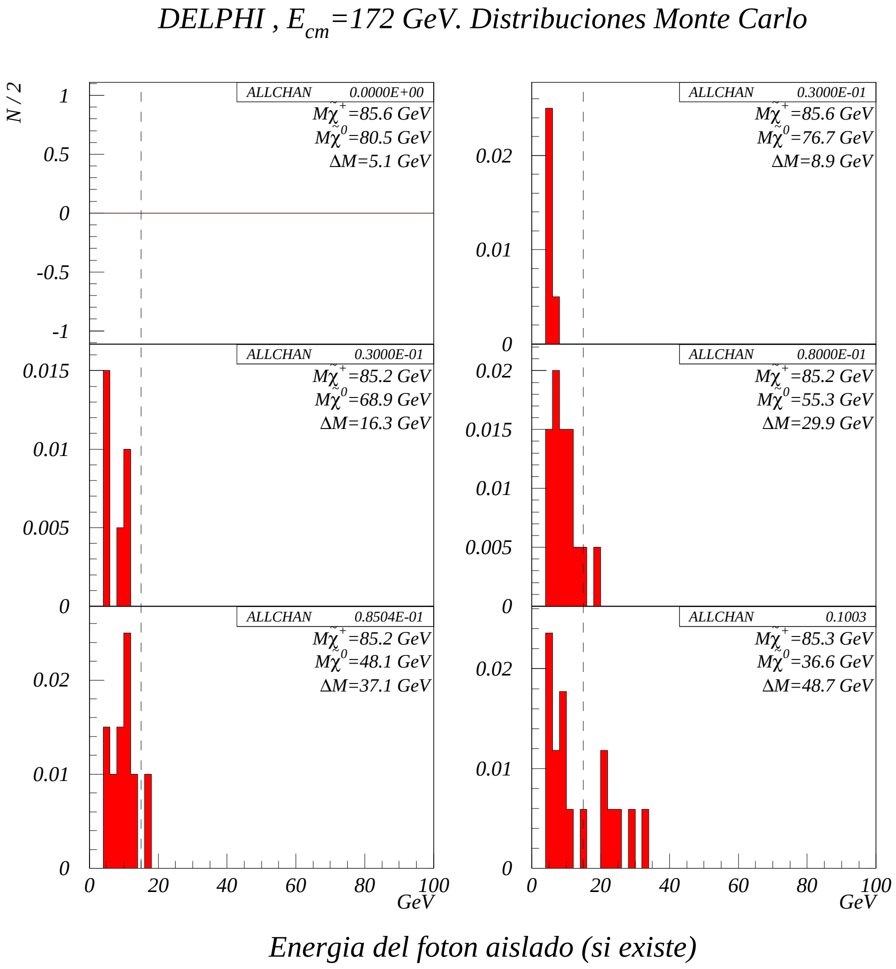


Figura C.30: "Escenario neutralino *LSP* ": distribuciones de la energía del fotón aislado más energético (si existe) para distintos puntos de señal.

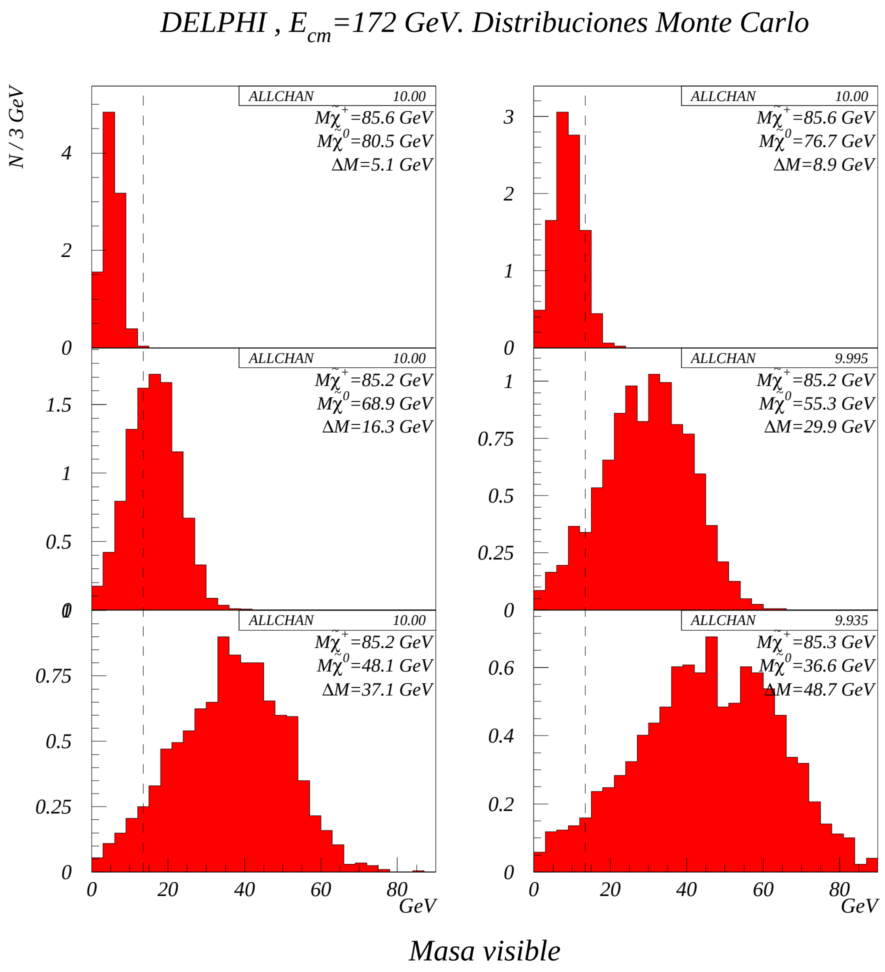


Figura C.31: "Escenario neutralino *LSP*": distribuciones de la masa visible para distintos puntos de señal.

Bibliografía

[1] H.E. Haber y G.L. Kane, Phys. Rep. 117 (1985) 75.

[2] A. Bartl,H. Fraas y W. Majerotto y B. Mösslacher, Z. Phys. C55 (1992) 257.

[3] A. Bartl,H. Fraas y W. Majerotto, Nucl. Phys. B278 (1992) 1.

[4] A. Bartl,H. Fraas y W. Majerotto y N. Oshimo, Phys. Rev. D.40 (1989) 1594.

[5] J.L. Feng y M.J. Strassler, Phys. Rev. D51 (1995) 4661.

[6] DELPHI Collab., *"Search for neutralinos, scalar leptons and scalar quarks in* e^+e^- *interactions at* $\sqrt{s} = 130$ *GeV and 136 GeV"* Phys. Lett. B387 (1996) 651

Índice temático