

УДК 539.12.01

«НЕВИДИМАЯ» ШИРИНА Z-БОЗОНА И ОГРАНИЧЕНИЯ НА СУПЕРСИММЕТРИЧНОЕ РАСШИРЕНИЕ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ С ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМ СИНГЛЕТНЫМ БОЗОНОМ (NMSSM)

В.А.Бедняков, А.Н.Ковалев

В модели, представляющей собой суперсимметричное расширение стандартной модели с дополнительным синглетным бозоном Хитса — Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model (NMSSM), рассмотрен распад Z^0 -бозона на два нейтралино — два нейтральных суперпартнера калибровочных и хиггсовых бозонов. Ненаблюдение этого канала распада накладывает определенные ограничения на параметрическое пространство NMSSM. С учетом ускорительных и космологических ограничений показано, что при современной точности измерений ограничения на «невидимую» ширину Z -бозона вступают в силу лишь в достаточно узкой области параметрического пространства, где кинематически разрешен Z -распад не только на легчайшие, но и на более тяжелые нейтралино. Увеличение точности измерения ширины распада Z -бозона примерно на порядок привело бы к существенной редукции пространства параметров NMSSM за счет ненаблюдения рассматриваемого канала распада.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ

Invisible Z-Boson Width and Restrictions on Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model

V.A.Bednyakov, A.N.Kovalev

In Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model (NMSSM), the Z -boson decay into two neutralinos — neutral superpartners of gauge bosons and Higgs bosons, was considered. From non-observation of the decay mode of the Z -boson one can derive some limitation on the NMSSM parameter space. With accelerator and cosmological restrictions we show that the nowadays precision of measurement of the invisible Z -boson width becomes important only in quite narrow domain of the parameter space. In this domain the extra Z -decay channel into next-to-lightest neutralino opens. The increase of the precision of the measurement of invisible Z -decay width in a factor of 10 would strongly reduce the NMSSM parameter space.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Введение

Стандартная модель сильных и электрослабых взаимодействий (СМ) хорошо описывает известные на сегодняшний день явления. Однако большое количество свободных параметров, формальное объединение слабого и электромагнитного взаимодействий, отсутствие объяснения происхождению масс частиц, наличие трех поко-

лений фермионов и т.д. не позволяют считать СМ фундаментальной теорией. На пути ее расширения и обобщения одной из привлекательных концепций считается суперсимметрия [1].

Наиболее популярной в настоящее время является минимальным суперсимметричным образом расширенная стандартная модель — Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM) [2]. В этой модели число частиц удваивается (путем введения суперпартнера для каждой обычной частицы) и минимально необходимым образом расширяется хиггсовский сектор за счет добавления второго дублета бозонов Хиггса. Наличие двух дублетов бозонов Хиггса H_1 и H_2 с различными гиперзарядами $Y = \pm 1/2$ и вакуумными ожиданиями v_1 и v_2 позволяет, не нарушая симметрии суперпотенциала, наделить массами как up, так и down кварки.

Однако MSSM не является единственным допустимым расширением СМ, и все большее внимание привлекают к себе суперсимметричные модели с дополнительными хиггсовыми дублетами, синглетами и триплетами. Интерес к ним вызван тем, что в них удается избежать некоторых ограничений, свойственных MSSM.

В данной работе мы рассмотрим другое расширение СМ — Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model (NMSSM), которая отличается от MSSM наличием дополнительного синглетного бозона Хиггса [3].

Интерес к NMSSM главным образом обусловлен отсутствием в этой модели так называемой μ -проблемы, присущей MSSM, где происхождение размерного параметра μ в суперпотенциале $W_{\text{MSSM}} = \mu H_1 H_2$ пока не поддается объяснению. С феноменологической точки зрения этот параметр должен по порядку величины не сильно отличаться от электрослабого масштаба (примерно 100 ГэВ), тогда как «естественный» массовый масштаб — это масштаб объединения (10^{16} ГэВ) или даже масса Планка. В NMSSM μ -член возникает динамическим образом за счет связи $\mu = \lambda x$ с безразмерной константой λ и вакуумным средним x синглетного по слабому взаимодействию бозона Хиггса.

Другой привлекательной стороной NMSSM является тот факт, что экспериментальные ограничения на значения масс нейтралино и бозонов Хиггса в значительной мере ослаблены [4].

Выясним, как экспериментальные данные о «невидимой» ширине распада Z-бозона (т.е. распада в каналы, содержащие только нейтральные частицы) — $\Sigma \Gamma(Z - \psi_i^0 \psi_j^0) > > 30 \text{ МэВ}$ — ограничивают допустимые значения параметров NMSSM.

Описание модели

Суперпотенциал NMSSM дается выражением

$$W = \lambda \epsilon_{ij} H_1^i H_2^j N - \frac{1}{3} k N^3 + h_u \epsilon_{ij} \tilde{Q}^i \tilde{U} H_2^j - h_d \epsilon_{ij} \tilde{Q}^i \tilde{D} H_1^j - h_e \epsilon_{ij} \tilde{L}^i \tilde{R} H_1^j,$$

где $H_1 = (H_1^0, H_1^-)$ и $H_2 = (H_2^+, H_2^0)$ — $SU(2)$ -дублеты хиггсовых бозонов с гиперзарядами $-1/2$ и $1/2$, а N — хиггсов синглет с гиперзарядом 0. Электрослабая калибровочная симметрия $SU(2)_L \times U(1)_Y$ нарушена до электромагнитной калибровочной

симметрии $U(1)_{em}$ посредством хиггсовых VEV $\langle H_i^0 \rangle = v_i$ с $i = 1, 2$ и $\langle N \rangle = x$, где $v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2} = 174$ ГэВ и $\tan \beta = v_2/v_1$.

Мягкий, нарушающий суперсимметрию член в лагранжиане:

$$\begin{aligned} -L_{\text{soft}} = V_{\text{soft}} = & m_1^2 |H_1|^2 + m_2^2 |H_2|^2 + m_3^2 |N|^2 + \\ & + m_Q^2 |\tilde{Q}|^2 + m_U^2 |\tilde{U}|^2 + m_D^2 |\tilde{D}|^2 + m_L^2 |\tilde{L}|^2 + m_E^2 |\tilde{R}|^2 - \\ & - (\lambda A_\lambda \varepsilon_{ij} H_1^i H_2^j N + h.c.) - \left(\frac{1}{3} k A_k N^3 + h.c. \right) + (h_u A_U \varepsilon_{ij} \tilde{Q}^i \tilde{U} H_2^j + \\ & - h_d A_D \varepsilon_{ij} \tilde{Q}^i \tilde{D} H_1^j - h_e A_E \varepsilon_{ij} \tilde{L}^i \tilde{R} H_1^j + h.c.) + \frac{1}{2} M_1 \lambda^a \lambda^a + \frac{1}{2} M_2 \lambda' \lambda'. \end{aligned}$$

Свободными параметрами NMSSM являются $\tan \beta$, x , λ , k , M_1 , M_2 , $A_{\lambda,k,U,D,E}$, $m_{1,2,3}$, $m_{Q,U,D}$ и $m_{L,E}$. Нас будут интересовать первые шесть из них: $\tan \beta = v_2/v_1$, где $v_i = \langle H_i^0 \rangle$ ($i = 1, 2$) — вакуумные ожидания дублета хиггсовых бозонов, $x = \langle N \rangle$ — вакуумное ожидание хиггсового синглета, λ, k — константы связи в суперпотенциале и массовые параметры суперпартнеров калибровочных бозонов M_1 и M_2 .

В NMSSM суперпартнеры калибровочных и хиггсовых бозонов (гейджино и хиггсино) смешиваются, образуя заряженные (чарджино) и нейтральные (нейтралино) массовые состояния. Дополнительный вклад в «невидимую» ширину распада Z-бозона дают каналы распада, в которых продуктами являются нейтральные частицы. Рассмотрим подробнее нейтральный сектор NMSSM. Лагранжиан, содержащий массовые члены нейтральных компонент гейджино и хиггсино, имеет вид

$$L = -\frac{1}{2} \Psi^T M \Psi + h.c., \quad \Psi^T = \left(-i\lambda_1, -i\lambda_2^3, \Psi_{H_1}^0, \Psi_{H_2}^0, \Psi_N \right),$$

где введена симметричная массовая матрица

$$M = \begin{pmatrix} -M_1 & 0 & -m_Z c_\beta s_W & m_Z s_\beta s_W & 0 \\ 0 & -M_2 & m_Z c_\beta c_W & -m_Z s_\beta c_W & 0 \\ -m_Z c_\beta s_W & m_Z c_\beta c_W & 0 & \lambda x & \lambda v s_\beta \\ m_Z s_\beta s_W & -m_Z s_\beta c_W & \lambda x & 0 & \lambda v c_\beta \\ 0 & 0 & \lambda v s_\beta & \lambda v c_\beta & -2kx \end{pmatrix}.$$

Здесь $c_\beta = \cos \beta$, $s_\beta = \sin \beta$, $c_W = \cos \theta_W$, $s_W = \sin \theta_W$ (θ_W — угол Вайнберга), m_Z — масса Z-бозона. В общем случае для диагонализации M требуется унитарная матрица N , тогда собственные значения масс всех нейтралино будут положительными:

$$L = -\frac{1}{2} m_i \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_i^0, \quad \tilde{\chi}_i^0 = \begin{pmatrix} \chi_i^0 \\ \bar{\chi}_i^0 \end{pmatrix},$$

где $\chi_i^0 = N_{ij} \Psi_j$ и $M_{\text{diag}} = N^* M N^T$, причем $\tilde{\chi}_i$ ($i = 1-5$) — физические майорановские спиноры с возрастающими массами m_i .

Итак, исследуя процессы с участием нейтрино, возможно получить информацию о первых шести свободных параметрах NMSSM.

Лагранжиан, отвечающий за распад Z-бозона в нейтрино, имеет вид:

$$L_{Z_0 \tilde{\chi}^0 \tilde{\chi}^0} = \left(\frac{g}{\cos \theta_W} \right) Z_\mu \left[\frac{1}{2} \tilde{\chi}_i^0 \gamma^\mu (A_L^{ij} P_L + A_R^{ij} P_R) \tilde{\chi}_j^0 \right],$$

где

$$A_L^{ij} = -\frac{1}{2} N_{i3} N_{j3}^* + \frac{1}{2} N_{i4} N_{j4}^*, \quad A_R^{ij} = -A_L^{ij*}.$$

Майорановский характер нейтрино обеспечивает выполнение следующих соотношений:

$$A_R^{ij*} = A_R^{ij}, \quad A_L^{ij*} = A_L^{ij}.$$

Ширина распада $Z^0(k) \rightarrow \chi_i(k_i) \chi_j(k_j)$ дается выражением

$$\Gamma_{Z \chi_i \chi_j} = \frac{\lambda^{1/2}}{16\pi M_Z^3} \frac{|M|^2}{1 + \delta_{ij}},$$

где

$$\begin{aligned} \lambda &\equiv \lambda(M_Z^2, m_i^2, m_j^2) = M_Z^4 - 2(m_i^2 + m_j^2)M_Z^2 + (m_i^2 + m_j^2)^2 = \\ &= (M_Z^2 - (m_i - m_j)^2) (M_Z^2 - (m_i + m_j)^2), \end{aligned}$$

и

$$\begin{aligned} |M|^2 &= -\frac{8}{3\sqrt{2}} G_F \{ (|A_L^{ij}|^2 + |A_R^{ij}|^2) [M_Z^2(m_j^2 + m_i^2) + (m_j^2 - m_i^2)^2 - 2M_Z^4] - \\ &\quad - 12M_Z^2 m_i m_j [\operatorname{Re} A_L^{ij} (A_R^{ij})^*] \}. \end{aligned}$$

Это выражение для ширины распада Z в нейтрино использовалось далее при численном анализе.

Результаты численного анализа

Методом исследования пространства параметров NMSSM было псевдослучайное сканирование, т.е. такая процедура, при которой из некоторой области допустимых значений параметров модели случайным образом выбиралась точка и для нее вычислялись значения масс всех частиц и некоторые наблюдаемые величины. Если вычисленные значения удовлетворяли физическим условиям, точка запоминалась, если нет — отбрасывалась. Такими условиями были экспериментальные ограничения на массы, полученные из анализа данных с ускорителей LEP и FermiLab [5]:

$$\begin{aligned} \text{масса глюино} &< 100 \text{ ГэВ} \\ \text{масса чарджино} &< 85 \text{ ГэВ} \\ \text{масса скалярного нейтрино} &< 45 \text{ ГэВ} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \text{масса скалярного электрона} &< 45 \text{ ГэВ} \\
 \text{масса скалярного кварка} &< 150 \text{ ГэВ} \\
 \text{масса скалярного топа} &< 60 \text{ ГэВ} \\
 \text{масса нейтрального хиггса} &< 1 \text{ ГэВ} \\
 \text{масса заряженного хиггса} &< 65 \text{ ГэВ}
 \end{aligned}$$

Другим физическим критерием было ограничение на реликтовую плотность нейтралино. Нейтралино, будучи нейтральными, стабильными и слабо взаимодействующими частицами, считаются в настоящее время одними из наиболее вероятных кандидатов на роль частицы холодной темной материи. Известно [6], что приемлемое с космологической точки зрения нейтралино должно иметь реликтовую плотность в интервале

$$0,025 < \Omega_{\chi} h^2 < 1.$$

В этом случае, с одной стороны, плотность нейтралино не столь велика, чтобы Вселенная была замкнутой, с другой стороны, нейтралино составляет значительную долю темной материи.

В каждой точке вычислялась ширина распада Z в 2 нейтралино. Массовая 5×5 -матрица диагонализировалась численно.

Псевдослучайное сканирование проводилось в следующей области параметров:

$$0,1 \text{ ГэВ} < M_1 < 70 \text{ ГэВ}; \quad -2000 \text{ ГэВ} < M_2 < 2000 \text{ ГэВ};$$

$$1 < \tan \beta < 50; \quad 1000 \text{ ГэВ} < x < 10000 \text{ ГэВ};$$

$$-0,63 < k < 0,0; \quad -0,87 < \lambda < 0,0.$$

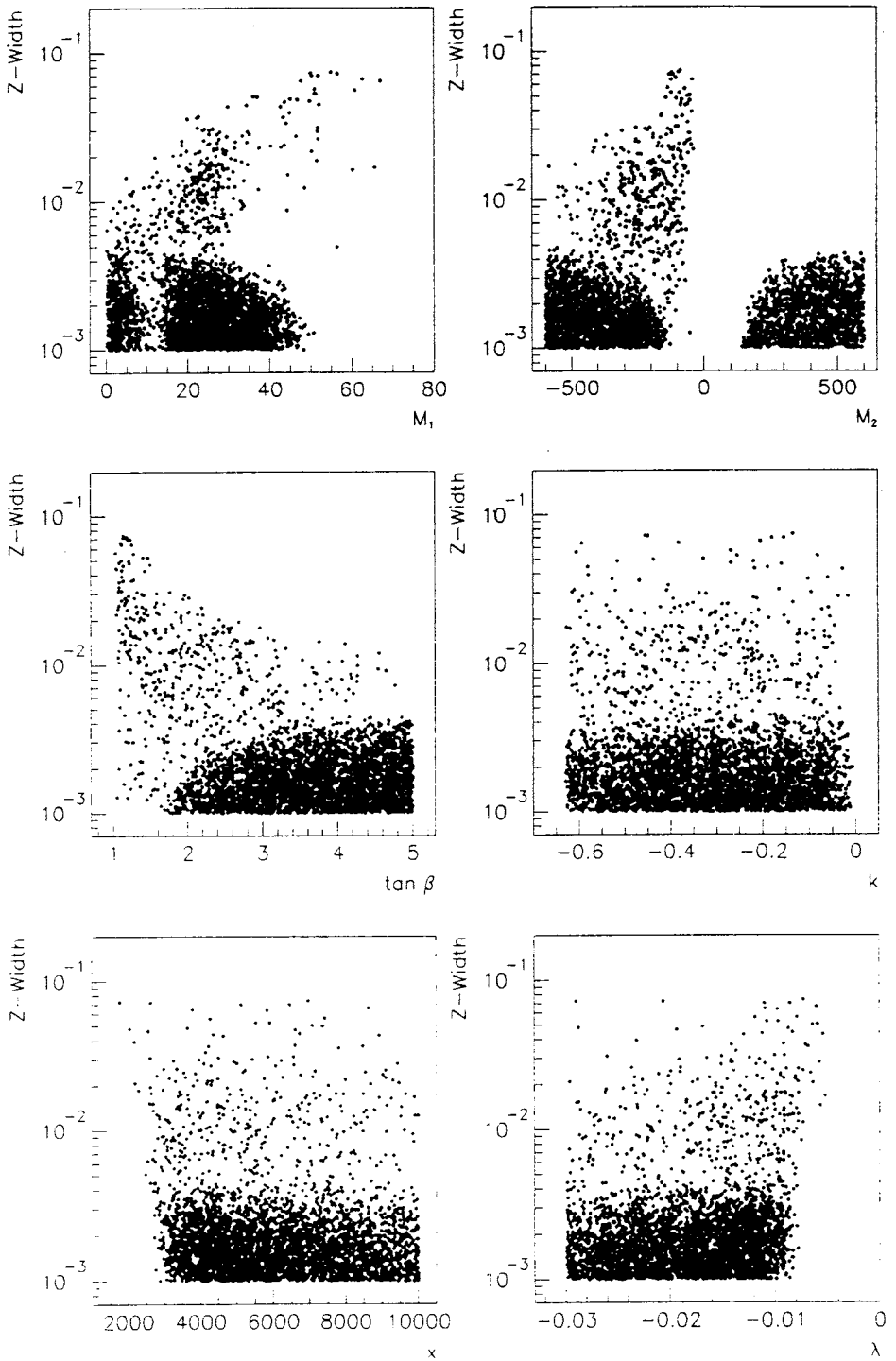
Массовый параметр M_1 изменялся до 70 ГэВ. При значениях $M_1 > 70$ ГэВ интересующий нас распад практически невозможен, т.к. масса легчайшего нейтралино становится такова, что распад Z в нейтралино кинематически запрещен.

В результате тщательного изучения параметрического пространства была обнаружена область, в которой ширина распада Z-бозона была достаточно велика (6×10^{-2} ГэВ) и превышала экспериментальный барьер

$$\sum_{ij} \Gamma(Z \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0) < 0,03 \text{ ГэВ}.$$

По этой причине находящиеся в этой области точки следует, вообще говоря, отбросить (рис.1,2). Хорошо заметен на этих рисунках несимметричный относительно знака M_2 характер области больших значений ширины. Для $M_2 > 0$ ГэВ при произвольных значениях остальных параметров не было найдено ни одной точки со значением ширины Z больше 0,0055 ГэВ (рис.1,2).

Точки с большими значениями ширины группируются в области значений $-400 \text{ ГэВ} < M_2 < 0 \text{ ГэВ}$ и $1 < \tan \beta < 6$. В данной области имеются две группы точек. Первая — содержащая большую часть точек, с ограниченной сверху 0,003—0,004 ГэВ шириной, причем эта верхняя граница падает при $\tan \beta \rightarrow 1$ и $M_2 \rightarrow 0$. Точки плотно расположены в области $M_2 < -150 \text{ ГэВ}$, $\tan \beta > 2$ и соответствующей области $x - \lambda$. Вторая группа, более разреженная, соответствует большим значениям ширины (рис.1).

Рис.1. Зависимость $\Gamma(Z \rightarrow \chi\chi)$ от параметров модели при $\Gamma(Z \rightarrow \chi\chi) > 10^{-3}$ ГэВ

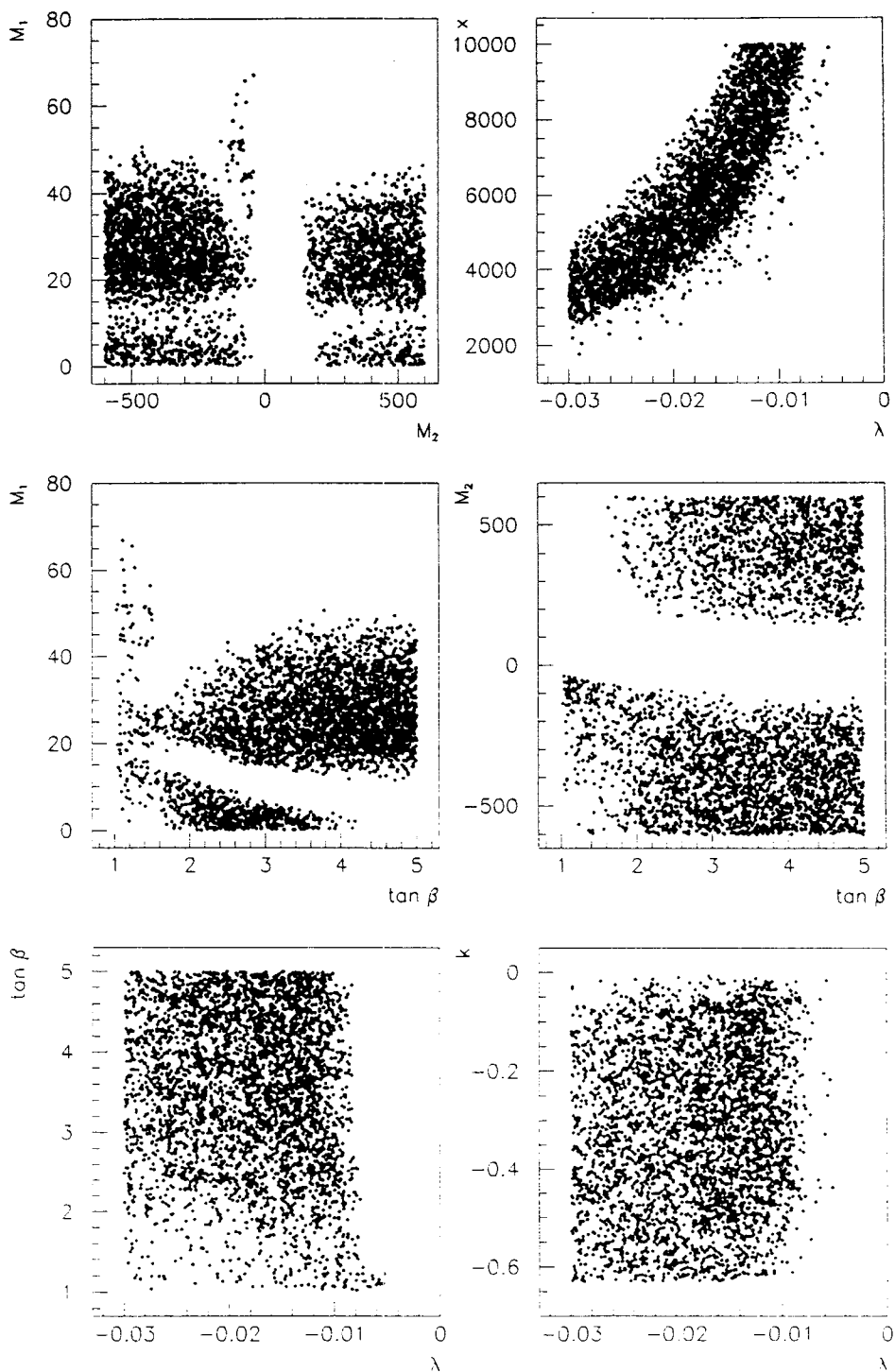
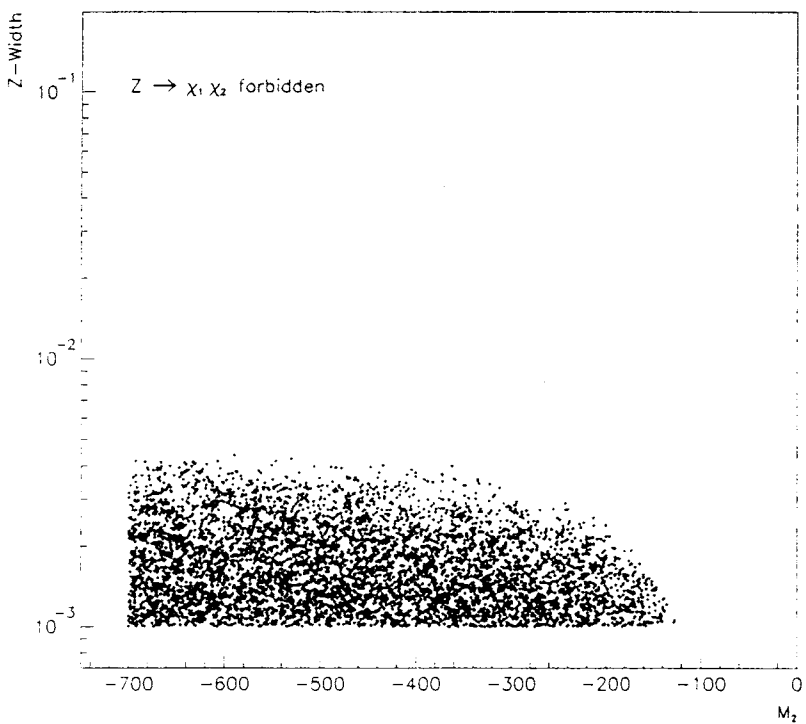
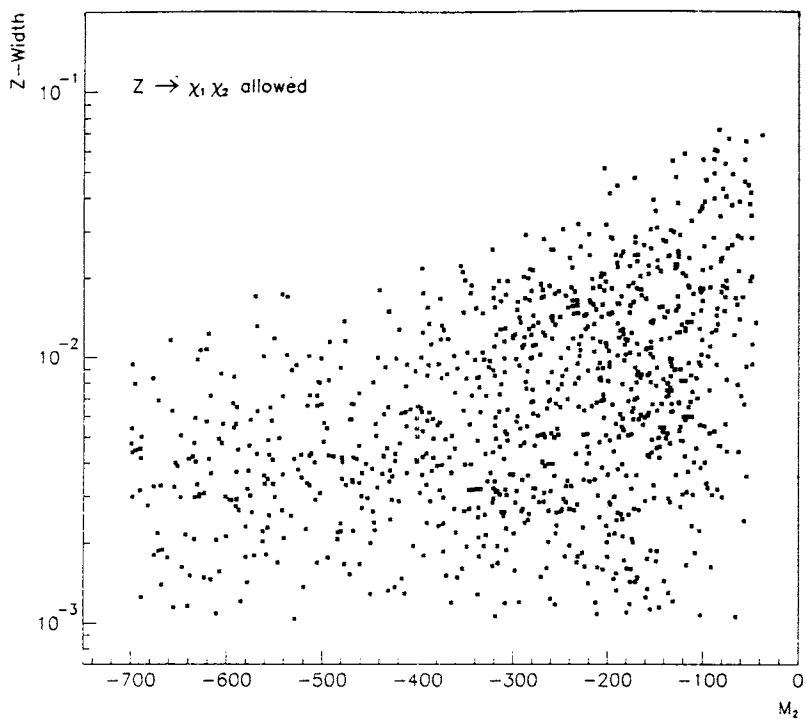


Рис.2. Корреляции между параметрами модели при $\Gamma(Z \rightarrow \chi\chi) > 10^{-3} \text{ ГэВ}$

Рис.3. Зависимость $\Gamma(Z \rightarrow \chi\chi)$ от M_2 для различных каналов распада

Однако при $M_2 < -700$ ГэВ или $\tan \beta > 6$ точек с шириной больше 0,01 ГэВ не обнаружено. Точки со значениями ширины распада Z -бозона больше 0,03 ГэВ содержатся в области $20 \text{ ГэВ} < M_1 < 70 \text{ ГэВ}$, $-250 \text{ ГэВ} < M_2 < -40 \text{ ГэВ}$, $1 < \tan \beta < 2$ и группируются в узкой гиперболообразной полоске $x - \lambda$, которая, в свою очередь, прижимается к оси $\lambda = 0$ (рис.2).

Существование этих двух групп точек становится ясным при исследовании соответствующих им значений масс нейтралино (рис.3). Основным кинематически разрешенным каналом распада Z в нейтралино является $Z \rightarrow \chi_1 + \chi_1$. Было обнаружено, что для положительных значений M_2 разрешенным каналом распада является лишь $Z \rightarrow \chi_1 + \chi_1$. Не было найдено не одной точки с разрешенными $Z \rightarrow \chi_1 + \chi_{2,3}$ или $Z \rightarrow \chi_2 + \chi_2$.

При $M_2 < 0$ ГэВ существует группа точек с разрешенным каналом $Z \rightarrow \chi_1 + \chi_2$ (рис.3). Эта группа и является группой больших значений ширины. Другие каналы распада в указанной области по-прежнему остаются запрещенными (было найдено всего 3 точки с разрешенным распадом $Z \rightarrow \chi_2 + \chi_2$).

Структура параметрического пространства такова, что нельзя выделить некоторый регион параметров, где бы все точки были исключены условием на «невидимую» ширину. В любой окрестности точки, с шириной, превышающей некоторую величину, можно найти разрешенные точки с малой или даже нулевой шириной. Однако критерий на «невидимую» ширину ограничивает пространство параметров NMSSM, уже сейчас практически полностью исключены области параметров, отвечающие второму, $Z \rightarrow \chi_1 + \chi_2$, возможному каналу распада Z -бозона.

Более сильные ограничения на область значений параметров модели могут быть получены, если точность измерения «невидимой» ширины распада Z будет увеличена до 0,004–0,005 ГэВ. В этом случае решающее редуцирующее значение принимает уже основной канал распада Z -бозона, $Z \rightarrow \chi_1 + \chi_1$.

Заключение

В модели, представляющей собой суперсимметричное расширение стандартной модели с дополнительным синглетным бозоном Хиггса, рассмотрен распад Z^0 -бозона на два нейтралино. Ненаблюдение этого канала распада накладывает ограничения на параметрическое пространство NMSSM. Путем прсевдослучайного сканирования этого пространства показано, что значение обсуждаемой ширины распада Z -бозона в среднем не превышает имеющегося в настоящее время ограничения на «невидимую» ширину Z -бозона (0,03 ГэВ). По этой причине при современной точности измерений эти ограничения вступают в силу лишь в достаточно узкой области параметрического пространства, где кинематически разрешен Z -распад как на легчайшие, так и на более тяжелые нейтралино. Анализ проведен с учетом ограничений на допустимые значения масс суперсимметричных частиц и космологического ограничения на возраст Вселенной, связанного с реликтовой плотностью легчайших нейтралино.

Увеличение точности измерения ширины распада Z-бозона примерно на порядок привело бы к существенной редукации пространства параметров NMSSM за счет ненаблюдения рассматриваемого канала распада.

Литература

1. Haber H.E., Kane G.L. — Phys. Rep., 1985, v.117, p.75;
Gunion J.F., Haber H.E. — Nucl. Phys., 1986, v.B272, p.1.
2. См., например, G.Jungman, M.Kamionkowski and K.Griest Phys. Rep., 1996, v.267, p.195 and references therein.
3. Ellis J., Gunion J.F., Haber H.E., Roszkowski L., Zwirner F. — Phys. Rev., 1989, v.D39, p.844;
Ellwanger U. — Phys. Lett., 1993, v.B303, p.271;
Elliott T., King S.F., White P.L. — Phys. Lett., 1993, v.B314, p.56; Phys. Rev., 1994, v.D49, p.2435;
Pandita P.N. — Z. Phys., 1993, v.C59, p.575;
Abel S.A., Sarkar S., Whittingham I.B. — Nucl.Phys., 1993, v.B392, p.83;
Stephan A. — Phys.Lett., 1997, v.B411, p.97 and hep-ph 9709262;
Franke F., Fraas H. — Z.Phys., 1996, v.C72, p.309-325, hep-ph/9511275.
4. Franke F., Fraas H., Bartl A. — Phys. Lett., 1994, v.B336, p.415;
Franke F., Fraas H., Bartl A. — Phys. Lett., 1995, v.B335, p.234.
5. ALEPH Collab, Decamp D. et al. — Phys. Rep., 1992, v.216, p.253;
L3 Collab, Adriani O. et al. — Phys. Rep., 1993, v.236, p.1;
ALEPH Collaboration, Buskulic D. et al. — Phys. Lett., 1993, v.B313, p.312;
OPAL Collaboration, Akers R. et al. — Z. Phys., 1994, v.C64, p.1.
6. Kolb E.W., Turner M.S. — The early Universe. Addison-Wesley, 1990.
Griest K. Seckel D. — Phys. Rev., 1991, v.D43, p.3191;
Nath P., Arnowitt R. — Phys. Rev. Lett., 1993, v.70, p.3696;
Gelmini G., Gondolo P. — Nucl. Phys., 1991, v.B360, p.145.
Steigman G., Olive K.A., Schramm D.N., Turner M.S. — Phys. Lett., 1986, v.B176, p.33;
Ellis J., Enquist K., Nanopoulos D.V., Sarkar S. — Phys. Lett., 1986, v.B167, p.457.
Nath P., Arnowitt R. — Phys. Rev. Lett., 1993, v.70, p.3696.