34

Институт теоретической и экспериментальной физики

FERMILAB
AUG 1? 2000
LIBRARY

8-00

ITEP-8-00

Р.Б.Невзоров, М.А.Трусов

Спектр частиц в модифицированной НМССМ в режиме сильной юкавской связи.

Fermilab Library
0 1160 0069647 0

NAME | ID No. | M.S.

RETURN TO FERMILAB LIBRARY

Москва 2000

УДК 530.I М-I6

СПЕКТР ЧАСТИЦ В МОДИФИЦИРОВАННОЙ НМССМ В РЕЖИМЕ СИЛЬНОЙ ЮКАВСКОЙ СВЯЗИ: Препринт ИТЭФ 8-00/

Р.Б.Невзоров, М.А.Трусов - М., 2000 - 32с.

Теоретический анализ решений уравнений ренормгруппы МССМ, выходящих на квазификсированную точку, показал, что масса легчайшего бозона Хиггса в этих моделях не превосходит 94 ± 5 ГэВ. Это означает, что значительная часть параметрического пространства в минимальной СУСИ модели практически исключена существующими экспериментальными данными LEPII. В НМССМ верхнее ограничение на массу легчайшего хиггсовского бозона достигает своего максимального значения в режиме сильной юкавской связи, когда юкавские константы существенно больше калибровочных на шкале великого объединения. В данной работе изучается спектр частиц в рамках простейшей модификации НМССМ, которая приводит к самосогласованному решению в рассматриваемой области параметрического пространства. Исследуемая модель позволяет получить $m_h \sim 125$ ГэВ уже при сравнительно небольших значениях $\tan\beta \geq 1.9$. При анализе спектра хиггсовских бозонов и нейтралино используется ранее предложенный метод диагонализации массовых матриц. Масса легчайшего бозона Хиггса в исследуемой модели не превосходит 130.5 ± 3.5 ГэВ.

Particle spectrum in the modified NMSSM in the strong Yukawa coupling limit.

R.B.Nevzorov, M.A.Trusov

The theoretical analysis of the quasi fixed point solutions of the MSSM renormalization group equations shows that the lightest Higgs boson mass does not exceed 94 ± 5GeV. It means that the considerable part of the parameter space in the minimal SUSY model is almost excluded by existing LEPII data. In the NMSSM the upper bound on the lightest Higgs boson mass attains its maximum value in the strong Yukawa coupling limit when Yukawa couplings are essentially larger than gauge ones at the Grand Unification scale. We investigate the particle spectrum in the framework of the modified NMSSM which leads to the self consistent solution in the considered region of the parameter space. This model allows one to get $m_h \sim 125$GeV at moderate values of $\tan\beta \geq 1.9$. The earlier proposed method of the mass matrix diagonalization is used for the analysis of the spectrum of Higgs bosons and neutralinos. In the investigated model the lightest Higgs boson mass does not exceed 130.5 ± 3.5GeV.

Рис.-3, список лит. - 44 наим.

© Институт теоретической и экспериментальной физики, 2000

1. Введение

Поиск бозона Хиггса остается одной из приоритетных задач, стоящих перед уже действующими и только проектируемыми ускорителями. Это обусловлено тем, что последний играет ключевую роль в стандартной модели (СМ), которая с высокой точностью описывает все имеющиеся на сегодняшний день экспериментальные данные. В результате спонтанного нарушения $SU(2) \times U(1)$ симметрии хиггсовский скаляр приобретает ненулевое вакуумное среднее, не нарушая при этом Лоренц инвариантности, и генерирует массы всех фермионов и векторных бозонов. Анализ экспериментальных данных в СМ показал, что с 95% вероятностью его масса не превосходит 245 ГэВ [1]. В то же время, предполагая отсутствие новых полей и взаимодействий, а также полюса Ландау в решении уравнений ренормгруппы для константы самодействия хиггсовских полей вплоть до шкалы $M_{Pl} \approx 2.4 \cdot 10^{18}$ ГэВ, можно показать, что $m_h < 180$ ГэВ [2]–[3]. При этом физический вакуум оказывается стабильным только при условии, что масса бозона Хиггса больше 135 ГэВ [2]–[6]. Следует отметить однако, что такая упрощенная модель не приводит к объединению калибровочных констант [7] и решению проблемы иерархий [8]. В результате построение реалистической теории, объединяющей все поля и взаимодействия, представляется в данном случае весьма проблематичным.

Объединение калибровочных констант естественным образом возникает на шкале $M_X \approx 3 \cdot 10^{16}$ ГэВ в рамках суперсимметричного обобщения СМ — минимальной суперсимметричной (СУСИ) стандартной модели (МССМ) [7]. Для того, чтобы в МССМ все фундаментальные фермионы получили массу, необходимо ввести в теорию не один, а два хиггсовских дублета H_1 и H_2, каждый из которых приобретает ненулевое вакуумное среднее v_1 и v_2, причем $v^2 = v_1^2 + v_2^2 = (246 \text{ ГэВ})^2$. Спектр хиггсовского сектора МССМ содержит четыре массивных состояния: два CP–четных, одно CP–нечетное и одно заряженное. Важной отличительной чертой СУСИ моделей является наличие легкого хиггсовского бозона в CP–четном секторе. Верхнее ограничение на его массу в значительной мере определяется значением $\tan\beta = v_2/v_1$. В древесном приближении масса легчайшего бозона Хиггса в МССМ не превышает массы Z–бозона ($M_Z \approx 91.2$ ГэВ): $m_h \leq M_Z \cos 2\beta$ [9]. Учет вклада петлевых поправок к эффективному потенциалу взаимодействия хиггсов-

ских полей от t–кварка и его суперпартнеров существенно поднимает верхнее ограничение на его массу:

$$m_h \leq \sqrt{M_Z^2 \cos^2 2\beta + \Delta_1 + \Delta_2}. \qquad (1)$$

Здесь Δ_1 и Δ_2 – однопетлевые [10] и двухпетлевые [11] поправки. Величины этих поправок пропорциональны m_t^4, где m_t бегущая масса t–кварка, логарифмически зависят от масштаба нарушения суперсимметрии M_S и практически не зависят от выбора $\tan\beta$. В работах [3] и [5]–[6] сопоставлялись ограничения на массу бозона Хиггса в минимальных стандартной и суперсимметричной моделях. Верхнее ограничение на массу легкого CP–четного хиггсовского бозона в МССМ растет с увеличением $\tan\beta$ и при $\tan\beta \gg 1$ в реалистических СУСИ моделях с $M_S \leq 1000$ ГэВ достигает 125–128 ГэВ.

Тем не менее проведенный в работах [12]–[13] теоретический анализ показал, что для широкого класса решений уравнений ренормгруппы МССМ, соответствующих режиму инфракрасной квазификсированной точки, величина $\tan\beta$ заключена в интервале от 1.3 до 1.8. Такие сравнительно небольшие значения $\tan\beta$ приводят к существенно более жестким ограничениям на массу легчайшего бозона Хиггса. Последние исследования, проведенные в работах [13], показали, что его масса не превосходит 94 ± 5 ГэВ, что на 25–30 ГэВ ниже абсолютного верхнего ограничения в минимальной СУСИ модели. Полученное ограничение на массу легчайшего хиггсовского бозона находится в пределах достижимости LEPII. Поскольку на сегодняшний день значительная часть решений, выходящих на инфракрасную квазификсированную точку в МССМ, практически исключена существующими экспериментальными данными, это стимулирует теоретические исследования хиггсовского сектора в более сложных СУСИ моделях.

Простейшим расширением МССМ, позволяющим сохранить объединение калибровочных констант и поднять верхнее ограничение на массу легчайшего хиггсовского бозона, является неминимальная суперсимметричная стандартная модель (НМССМ) [14]–[16]. Хиггсовский сектор этой модели наряду с дублетами H_1 и H_2 содержит дополнительное синглетное по отношению к $SU(2) \times U(1)$ калибровочным взаимодействиям суперполе Y. Наиболее привлекательной с точки зрения теоретического анализа является область параметрического пространства НМССМ, соответствующая пределу сильной юкавской связи, когда юкавские константы на шкале великого объединения M_X существенно больше калибровочной константы g_{GUT}. Именно в этой области верхнее ограничение на массу легчайшего бозона Хиггса достигает своего максимального значения, которое на несколько ГэВ больше

соответствующего абсолютного ограничения в МССМ. Кроме того в рассматриваемом случае можно подобрать константы взаимодействия таким образом, чтобы получить объединение юкавских констант b–кварка и τ–лептона на шкале M_X, обычно возникающее в теориях великого объединения [17].

В наших предыдущих работах [18] мы показали, что в режиме сильной юкавской связи решения уравнений ренормгруппы НМССМ притягиваются к квазификсированным линиям или поверхностям в пространстве юкавских констант. Причем при $Y_i(0) \to \infty$ все решения концентрируются вблизи квазификсированных точек. Эти точки образуются в результате пересечения хилловских линий или поверхностей с инвариантной линией, которая соединяет стабильную фиксированную точку при $Y_i \gg \alpha_i$ с инфракрасной стабильной фиксированной точкой. По мере того, как с увеличением $Y_i(0)$ юкавские константы приближаются к квазификсированным точкам, трилинейные константы взаимодействия скалярных полей $A_i(t)$ и определенные комбинации масс скалярных частиц $\mathfrak{M}_i^2(t)$ перестают зависеть от начальных значений на шкале великого объединения.

Однако масса легчайшего бозона Хиггса в НМССМ существенно отличается от своего верхнего ограничения [19]. В этой связи в настоящей работе рассматривается простейшая модель, в рамках которой m_h достигает верхнего теоретического предела при определенном выборе фундаментальных параметров. Эта модель получается путем модификации неминимальной СУСИ модели и приводит к самосогласованному решению в режиме сильной юкавской связи. Причем уже при сравнительно небольших значениях $\tan\beta \geq 1.9$ масса легчайшего хиггсовского бозона в модифицированной НМССМ может достигать 125 – 127 ГэВ. Несмотря на то, что параметрическое пространство исследуемой модели значительно расширяется, теория не утрачивает своей предсказательной силы. В рамках предложенной модели изучаются особенности спектра суперпартнеров наблюдаемых частиц и хиггсовских бозонов. Масса легчайшего хиггсовского бозона в этой модели не превосходит 130.5 ± 3.5 ГэВ.

Полученное ограничение на массу легчайшего бозона Хиггса не является абсолютным верхним ограничением в суперсимметричных моделях. Так в работе [20] было показано, что при введении четырех – пяти дополнительных $5 + \bar{5}$ мультиплетов материи верхнее ограничение на m_h в НМССМ увеличивается до 155 ГэВ. В последнее время активно обсуждалось верхнее ограничение на массу легчайшего хиггсовского бозона в более сложных расширениях МССМ [21]–[23]. В частности, наряду с синглетом в хиггсовский сектор СУСИ моделей можно ввести несколько $SU(2)$ триплетов. Их появ-

ление разрушает объединение калибровочных констант при высоких энергиях. Для того чтобы восстановить последнее необходимо наряду с триплетами добавить несколько мультиплетов материи, несущих цветовой заряд по группе $SU(3)$, но не принимающих участия в $SU(2) \times U(1)$ взаимодействиях, например $4(3+\bar{3})$. Численный анализ, проведенный в работе [22], показал, что объединение калибровочных констант при этом происходит на шкале $\tilde{M}_X \sim 10^{17}$ ГэВ, а масса легчайшего бозона Хиггса не превосходит 190 ГэВ. Также к значительному увеличению верхнего ограничения на m_h приводит существование четвертого поколения частиц в МССМ [23], весьма проблематичное с точки зрения известных на сегодняшний день экспериментальных данных. Таким образом, рост верхнего ограничения на массу легчайшего хиггсовского бозона в суперсимметричных моделях как правило сопровождается существенным увеличением числа частиц в них, что следует отнести к числу серьезных недостатков такого рода моделей. В данной работе, в отличие от упомянутых выше [20]–[23], исследуется зависимость m_h и спектра частиц от фундаментальных параметров модифицированной неминимальной СУСИ модели в режиме сильной юкавской связи.

2. Выбор модели

По построению суперпотенциал неминимальной СУСИ модели инвариантен по отношению к дискретным преобразованиям $y'_\alpha = e^{2i\pi/3} y_\alpha$ группы Z_3 [15]. Член $\mu H_1 H_2$ суперпотенциала МССМ не удовлетворяет этому требованию. По этой причине в НМССМ вводится дополнительное синглетное по отношению к $SU(2) \times U(1)$ калибровочным взаимодействиям суперполе Y. Суперпотенциал хиггсовского сектора НМССМ [14]–[16] имеет следующий вид:

$$W_h = \lambda Y (H_1 H_2) + \frac{\varkappa}{3} Y^3. \tag{2}$$

В результате спонтанного нарушения $SU(2) \times U(1)$ симметрии поле Y приобретает вакуумное среднее ($< Y >= y/\sqrt{2}$) и генерируется эффективный μ–член ($\mu = \lambda y/\sqrt{2}$).

Наряду с юкавскими константами λ и $\varkappa$, а также константами СМ, неминимальная СУСИ модель содержит большое число неизвестных параметров. Это так называемые параметры мягкого нарушения СУСИ, которые необходимы для получения приемлемого с феноменологической точки зрения спектра суперпартнеров наблюдаемых частиц. Гипотеза об универсальности этих констант на шкале великого объединения позволяет уменьшить их число в

НМССМ до трех: m_0 – масса всех скалярных частиц, $M_{1/2}$ – масса калибрино и A – трилинейная константа взаимодействия скалярных полей. Для того чтобы избежать сильного CP–нарушения, а также спонтанного нарушения калибровочной симметрии при высоких энергиях ($M_{Pl} \gg E \gg m_t$), в результате которого скалярные суперпартнеры лептонов и кварков приобрели бы ненулевые вакуумные средние, комплексные фазы параметров мягкого нарушения СУСИ полагают равными нулю и рассматривают только положительные значения m_0^2. Естественным образом универсальные параметры нарушения СУСИ возникают в минимальной СУГРА [24], а также в ряде струнных моделей [25]. Уже в области низких энергий гипотеза об универсальности фундаментальных параметров позволяет избежать появления нейтральных токов с изменением флэйвора и максимально упрощает анализ спектра частиц. Определенные таким образом на шкале великого объединения фундаментальные параметры следует рассматривать как граничные условия для системы уравнений ренормгруппы, которая описывает эволюцию этих констант вплоть до электрослабой шкалы или шкалы нарушения СУСИ. Полную систему уравнений ренормгруппы неминимальной суперсимметричной модели можно найти в работах [26], [27]. Последние экспериментальные данные накладывают ряд ограничений на пространство параметров НМССМ, которые анализировались в работах [28]–[29].

Введение в суперпотенциал НМССМ нейтрального поля Y приводит к появлению соответствующего ему F–члена в потенциале взаимодействия хиггсовских полей. Как следствие, увеличивается верхнее ограничение на массу легчайшего хиггсовского бозона:

$$m_h \leq \sqrt{\frac{\lambda^2}{2} v^2 \sin^2 2\beta + M_Z^2 \cos^2 2\beta + \Delta_1 + \Delta_2}. \qquad (3)$$

В древесном приближении соотношение (3) было получено в работах [16]. Однако петлевые поправки к эффективному потенциалу взаимодействия хиггсовских полей от t–кварка и его суперпартнеров играют весьма заметную роль. По абсолютной величине их вклад в верхнее ограничение на массу бозона Хиггса остается примерно таким же как и в случае минимальной СУСИ модели. При вычислении поправок Δ_1 и Δ_2 необходимо параметр μ заменить на $\lambda y/\sqrt{2}$. Изучению хиггсовского сектора в неминимальной СУСИ модели и однопетлевых поправок к нему были посвящены работы [19], [26],[29]–[32]. В работе [6] верхнее ограничение на массу легчайшего хиггсовского бозона в НМССМ сопоставлялось с соответствующими ограничениями на m_h в минимальных стандартной и суперсимметричных моделях. Возможность

спонтанного CP–нарушения в хиггсовском секторе НМССМ исследовалась в работах [32]–[33].

Из соотношения (3) следует, что верхнее ограничение на m_h возрастает с увеличением λ. При этом оно существенно отличается от соответствующего ограничения в МССМ только в области малых $\tan\beta$. При больших значениях $\tan\beta \gg 1$ величина $\sin 2\beta$ зануляется и верхние ограничения на массу легчайшего бозона Хиггса в МССМ и НМССМ практически совпадают. Сценарий же малого $\tan\beta$ реализуется только в случае достаточно больших значений юкавской константы t–кварка h_t на электрослабой шкале ($h_t(t_0) \geq 1$, где $t_0 = \ln(M_X^2/m_t^2)$). Причем, $\tan\beta$ уменьшается с увеличением $h_t(t_0)$. С другой стороны анализ уравнений ренормгруппы в НМССМ показывает, что рост юкавских констант на электрослабой шкале сопровождается увеличением $h_t(0)$ и $\lambda(0)$ на шкале великого объединения. Таким образом, становится очевидным, что верхнее ограничение на массу легчайшего хиггсовского бозона в неминимальной СУСИ модели достигает своего максимального значения в пределе сильной юкавской связи, когда все решения уравнений ренормгруппы концентрируются вблизи инфракрасной квазификсированной точки.

С точки зрения теоретического анализа наибольший интерес представляет исследование тяжелого спектра СУСИ частиц, когда шкала нарушения суперсимметрии $M_S^2 \gg M_Z^2$. Прежде всего это объясняется тем, что в рассматриваемом пределе вклад новых частиц в электрослабые наблюдаемые пренебрежимо мал (см. например [34]). Как уже отмечалось выше, стандартная модель с высокой точностью описывает все имеющиеся экспериментальные данные. Дополнительные хиггсовские поля и суперпартнеры наблюдаемых частиц, взаимодействуя с векторными $W^\pm$ и Z – бозонами, дают ненулевой вклад в электрослабые наблюдаемые. Однако при $M_S^2 \gg M_Z^2$ их вклад оказывается подавленным степенным образом по $(M_Z/M_S)^2$. Причем увеличение шкалы нарушения СУСИ приводит к сближению теоретических предсказаний для константы сильного взаимодействия $\alpha_s(M_Z)$, которые можно получить, предполагая объединение калибровочных констант [35], с результатами, полученными при обработке экспериментальных данных [36]. Кроме того необходимо отметить, что масса легчайшего бозона Хиггса, которая является одним из центральных объектов исследования в любой суперсимметричной модели, достигает своей наибольшей величины при $M_S \sim 1-3$ ТэВ.

Исследования спектра частиц в неминимальной СУСИ модели [37] показали, что существует жестская корреляция между фундаментальными параметрами НМССМ. В частности, для того чтобы произошло спонтанное

нарушение $SU(2) \times U(1)$ симметрии и возникло отличное от 0 вакуумное среднее поля Y необходимо, чтобы $|A_\varkappa/m_y| \geq 3$. С другой стороны должны выполняться следующие неравенства:

$$\begin{aligned} A_e^2 &\leq 3\left(m_1^2 + m_{E_L}^2 + m_{E_R}^2\right), \\ A_d^2 &\leq 3\left(m_1^2 + m_{D_L}^2 + m_{D_R}^2\right), \\ A_u^2 &\leq 3\left(m_2^2 + m_{U_L}^2 + m_{U_R}^2\right). \end{aligned} \tag{4}$$

В противном случае суперпартнеры лептонов и кварков приобретают ненулевые вакуумные средние [38]. Все эти требования приводят к тому, что отношение $|A/m_0|$ варьируется в пределах от 3 до 4. Кроме того при $| < Y > | \leq 10$ ТэВ самосогласованное решение системы нелинейных алгебраических уравнений:

$$\frac{\partial V}{\partial v_1} = 0, \qquad \frac{\partial V}{\partial v_2} = 0, \qquad \frac{\partial V}{\partial y} = 0, \tag{5}$$

определяющее положение минимума потенциала взаимодействия скалярных полей, существует только при $\lambda^2(t_0) \sim \varkappa^2(t_0) \leq 0.1$. При больших значениях $\lambda^2(t_0)$ и $\varkappa^2(t_0)$ в рамках НМССМ с минимальным набором фундаментальных параметров такое решение получить не удается. Так например в режиме сильной юкавской связи из–за значительного сужения параметрического пространства тяжелый спектр СУСИ частиц реализуется только при условии $\lambda/\varkappa \gg 1$. Однако в рассматриваемой области параметрического m_h^2 становится отрицательным и физический вакуум оказывается нестабильным. В работах [39] и [40] отдельно анализируется спектр СУСИ частиц в НМССМ при $\tan\beta \approx m_t(m_t)/m_b(m_t)$ и при неуниверсальных граничных условиях.

Для того чтобы получить самосогласованное решение в режиме сильной юкавской связи, необходимо модифицировать неминимальную СУСИ модель. Наиболее простым образом НМССМ может быть модифицирована за счет введения дополнительных членов в суперпотенциал хиггсовского сектора: $\mu H_1 H_2$ и $\mu' Y^2$, которые не запрещены калибровочной $SU(2) \times U(1)$ и R симметриями. Введение параметра μ обеспечивает возможность получения тяжелого спектра СУСИ частиц в модифицированной модели, а при определенном выборе μ' масса легчайшего бозона Хиггса достигает своего верхнего ограничения. При этом масса легчайшего хиггсовского бозона принимает наибольшее значение при $\varkappa = 0$, так как с ростом $\varkappa(t_0)$ верхнее ограничение на его массу снижается из-за уменьшения $\lambda(t_0)$. Появление дополнительных членов в суперпотенциале НМССМ разрушает Z_3 симметрию и позволяет исключить из рассмотрения юкавскую константу самодействия

нейтрального поля Y ($\varkappa = 0$). Наряду с параметрами μ и μ' в исследуемой модели появляются соответствующие им билинейные константы взаимодействия скалярных полей B и B', которые при минимальном выборе фундаментальных параметров следует положить равными на шкале великого объединения. Таким образом модифицированная неминимальная СУСИ модель включает в себя, наряду с константами СМ, семь фундаментальных параметров:

$$\lambda,\ \mu,\ \mu',\ A,\ B,\ m_0,\ M_{1/2}.$$

3. Ограничения на параметрическое пространство модифицированной НМССМ

Несмотря на существенное расширение параметрического пространства исследуемой модели, теория не теряет своей предсказательной силы. На первом этапе анализа мы зафиксировали начальные значения юкавских констант $\lambda^2(0) = h_t^2(0) = 10$, соответствующие режиму квазификсированной точки уравнений ренормгруппы НМССМ, а также шкалу нарушения суперсимметрии $M_3(1000\ \text{ГэВ}) = 1000$ ГэВ, которая определяет масштаб масс всех СУСИ частиц. Дополнительное условие, фиксирующее M_3, позволяет определить один из параметров нарушения СУСИ — $M_{1/2}$. Появившиеся в последние годы экспериментальные данные FNAL по измерению массы t–кварка позволили однозначным образом связать $\tan\beta$ с значением юкавской константы t–кварка h_t. Бегущая масса t–кварка, которая генерируется при нарушении $SU(2) \times U(1)$ симметрии, прямо пропорциональна $h_t(t_0)$:

$$m_t(M_t^{pole}) = \frac{h_t(M_t^{pole})}{\sqrt{2}} v \sin\beta. \tag{6}$$

С другой стороны, значение $m_t(M_t^{pole})$, вычисленное в $\overline{MS}$ схеме [41], оказывается равным $m_t(M_t^{pole}) = 165 \pm 5$ ГэВ. Неточность в определении бегущей массы t–кварка в первую очередь обусловлена экспериментальной ошибкой, с которой измерена его полюсная масса ($M_t^{pole} = 174 \pm 5.4$ ГэВ [42]). Для каждого фиксированного набора граничных условий $h_t(0)$ и $\lambda(0)$, используя уравнения ренормгруппы, можно вычислить значение юкавской константы t–кварка на электрослабой шкале, а затем, подставив найденное значение $h_t(t_0)$ в формулу (6), определить величину $\tan\beta$. В режиме инфракрасной квазификсированной точки $\tan\beta \approx 1.88$ при $m_t(M_t^{pole}) = 165$ ГэВ (см.табл.1 и 2).

При анализе модифицированной НМССМ необходимо иметь в виду, что фундаментальные параметры должны быть подобраны так, чтобы на электрослабой шкале произошло спонтанное нарушение $SU(2) \otimes U(1)$ калибровочной симметрии. Положение физического минимума потенциала взаимодействия хиггсовских полей определяется соотношениями (5). Так как вакуумное среднее v и $\tan\beta$ известны, систему уравнений (5) можно использовать для нахождения μ и B_0. При этом вместо μ удобно ввести $\mu_{eff} = \mu + \frac{\lambda y}{\sqrt{2}}$. После некоторых преобразований получаем:

$$\begin{cases} \mu_{eff}^2 = \dfrac{m_1^2 - m_2^2 \tan^2\beta + \Delta_Z(\mu_{eff})}{\tan^2\beta - 1} - \frac{1}{2}M_Z^2 \\ \left(m_1^2 + m_2^2 + 2\mu_{eff}^2 + \frac{\lambda^2}{2}v^2 + \Delta_\beta(\mu_{eff})\right)\sin 2\beta = -2\left(B\mu + \dfrac{\lambda y X_2}{\cos 2\beta}\right) \\ y\left(m_y^2 + \mu'^2 + B'\mu'\right) = \frac{\lambda}{2}v^2 X_1 - \Delta_y(\mu_{eff}), \end{cases} \tag{7}$$

где Δ_i соответствуют вкладу однопетлевых поправок, а

$$X_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(2\mu_{eff} + (\mu' + A_\lambda)\sin 2\beta\right), \quad X_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\mu' + A_\lambda)\cos 2\beta.$$

При вычислении однопетлевых поправок мы учитывали только вклад от петель, содержащих t–кварк и его суперпартнеры, поскольку их вклад является доминирующим. По этой причине Δ_i являются функциями только от μ_{eff} и не зависят от B_0 и y. Из первого уравнения системы (7) можно найти μ_{eff}. Знак μ_{eff} при этом не фиксируется и его необходимо рассматривать в качестве свободного параметра теории. Подставляя найденное значение μ_{eff} в два оставшихся уравнения системы (7), можно исключить из числа независимых фундаментальных параметров B_0 и вычислить среднее по вакууму поля Y: $< Y >= \frac{y}{\sqrt{2}}$. Причем для того чтобы найти B_0, нужно принять во внимание соотношения, связывающие билинейные константы взаимодействия B и B' на электрослабой шкале с B_0, которые возникают при решении уравнений ренормгруппы в модифицированной НМССМ (см. Приложение):

$$\begin{aligned} B(t) &= \zeta(t)B_0 + \sigma(t)A + \omega(t)M_{1/2}, \\ B'(t) &= B_0 + \sigma_1(t)A\frac{\mu_0}{\mu_0'} + \omega_1(t)M_{1/2}\frac{\mu_0}{\mu_0'}, \end{aligned} \tag{8}$$

где $\zeta(t), \sigma(t), \sigma_1(t), \omega(t)$ и $\omega_1(t)$ — некоторые функции от $t, h_t(0)$ и $\lambda(0)$, не зависящие от выбора фундаментальных параметров мягкого нарушения СУСИ на шкале великого объединения, а также от μ_0 и μ_0'. При каждом фиксированном знаке μ_{eff} существуют три различных решения системы уравнений (7). Однако только одно из них представляет интерес с физической

точки зрения. Из последнего уравнения в (7) следует, что вакуумное среднее поля Y оказывается порядка $y \sim \lambda v^2/M_S$ и в случае тяжелого спектра СУСИ частиц $y \ll v$. Два других решения приводят к слишком легкому CP–четному хиггсовскому бозону, что соответствует тонкой настройке между фундаментальными параметрами B_0 и μ'.

Найденные таким образом параметры μ_{eff} и B_0, а также среднее по вакууму y зависят от выбора A, m_0 и μ'. Поэтому на следующем этапе анализа модифицированной НМССМ мы исследовали зависимость спектра частиц от этих фундаментальных параметров. Если эволюция калибровочных и юкавских констант известна, то это позволяет рассматривать оставшуюся часть уравнений ренормгруппы неминимальной СУСИ модели как систему линейных дифференциальных уравнений относительно параметров мягкого нарушения суперсимметрии. При решении данной системы уравнений необходимо в первую очередь проинтегрировать уравнения для масс калибрино и трилинейных констант взаимодействия скалярных полей $A_i(t)$, а затем полученные результаты использовать при вычислении $m_i^2(t)$. Поскольку рассматриваемая система дифференциальных уравнений является линейной, ее общее решение при минимальном выборе фундаментальных параметров может быть представлено в следующем виде (см. [18]):

$$A_i(t) = e_i(t)A + f_i(t)M_{1/2}, \tag{9}$$

$$m_i^2(t) = a_i(t)m_0^2 + b_i(t)M_{1/2}^2 + c_i(t)AM_{1/2} + d_i(t)A^2.$$

Функции $e_i(t), f_i(t), a_i(t), b_i(t), c_i(t)$ и $d_i(t)$ остаются неизвестными, так как аналитического решения полной системы уравнений ренормгруппы НМССМ не существует. В работе [18] было показано, что по мере приближения решений к квазификсированной точке значения функций $e_i(t_0), c_i(t_0)$ и $d_i(t_0)$ стремятся к нулю, а комбинации масс скалярных частиц:

$$\begin{aligned} \mathfrak{M}_t^2(t) &= m_2^2(t) + m_Q^2(t) + m_U^2(t), \\ \mathfrak{M}_\lambda^2(t) &= m_1^2(t) + m_2^2(t) + m_y^2(t), \end{aligned} \tag{10}$$

практически не зависят от m_0^2. При этом выражения для параметров мягкого нарушения СУСИ (9) существенно упрощаются и оказывается возможным предсказать значения $a_i(t_0)$ вблизи квазификсированных точек. На электрослабой шкале при $t = t_0$ соотношения (9) определяют зависимость параметров мягкого нарушения СУСИ $A_i(t)$ и $m_i^2(t)$ от их начальных значений на шкале великого объединения ($t = 0$). Полученные результаты позволяют исследовать зависимость спектра хиггсовских бозонов и суперпартнеров

наблюдаемых частиц от A и m_0^2. На заключительном этапе анализа модифицированной НМССМ мы варьировали значения юкавских констант на шкале великого объединения $h_t(0)$ и $\lambda(0)$, а также шкалу нарушения СУСИ.

Хотя при $\tan\beta \leq 2$ в режиме сильной юкавской связи h_t и λ можно подобрать так, чтобы юкавские константы b–кварка и τ–лептона были бы равны на шкале великого объединения [18], [43], при исследовании спектра частиц в модифицированной НМССМ мы не стали ограничиваться случаем $R_{b\tau}(0) = 1$, где $R_{b\tau} = h_b(t)/h_\tau(t)$. Данное условие возникает в минимальных схемах объединения калибровочных взаимодействий [17] и накладывает весьма жесткие ограничения на параметрическое пространство исследуемой модели. Однако, поскольку h_b и h_τ при $\tan\beta \sim 1$ малы по абсолютной величине, они могут генерироваться за счет неперенормируемых операторов при спонтанном нарушении симметрии на шкале M_X, и в этом случае юкавские константы b–кварка и τ–лептона могут не совпадать.

4. Вычисление масс хиггсовских бозонов и нейтралино

Прежде всего рассмотрим хиггсовский сектор в модифицированной НМССМ, который включает в себя три CP–четных состояния, два CP–нечетных и один заряженный хиггсовский бозон. Определители массовых матриц CP–нечетных и заряженных хиггсовских бозонов обращаются в ноль, что отвечает появлению двух голдстоуновских бозонов, которые при спонтанном нарушении $SU(2) \times U(1)$ симметрии поглощаются массивными векторными $W^\pm$ и Z - бозонами. Массовая матрица 3×3 CP–нечетного сектора образуется при смешивании мнимых частей нейтральных компонент хиггсовских дублетов с мнимой частью поля Y. Однако, благодаря тому, что определитель такой матрицы оказывается равным нулю, задача о нахождении собственных значений сводится к решению обычного квадратного уравнения. Вычисленные при этом массы CP–нечетных состояний в модифицированной НМССМ равны

$$m^2_{A_1,A_2} = \frac{1}{2}\left(m_A^2 + m_B^2 \pm \sqrt{(m_A^2 - m_B^2)^2 + 4\left(\frac{\lambda v}{\sqrt{2}}(\mu' + A_\lambda) + \Delta_0\right)^2}\right), \quad (11)$$

$$m_A^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2\mu_{eff}^2 + \frac{\lambda^2}{2}v^2 + \Delta_A, \; m_B^2 = m_y^2 + \mu'^2 - B'\mu' + \frac{\lambda^2}{2}v^2 + \Delta_3,$$

где Δ_i — однопетлевые поправки (см.[26],[29], [31]).

Более сложная ситуация складывается в секторе CP–четных хиггсовских полей, который появляется в результате смешивания действительных частей нейтральных компонент хиггсовских дублетов и поля Y. Детерминант массовой матрицы CP–четного сектора не равен нулю и поэтому для вычисления ее собственных значений необходимо решить кубическое уравнение. Однако в случае тяжелого спектра СУСИ частиц ($M_S \gg M_Z$) в базисе хиггсовских полей

$$\begin{aligned} \chi_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}}\cos\beta Re H_1^0 + \frac{1}{\sqrt{2}}\sin\beta Re H_2^0 \\ \chi_2 &= -\frac{1}{\sqrt{2}}\sin\beta Re H_1^0 + \frac{1}{\sqrt{2}}\cos\beta Re H_2^0 \\ \chi_3 &= \frac{1}{\sqrt{2}} Re Y \end{aligned} \tag{12}$$

рассматриваемая матрица имеет иерархическую структуру:

$$M_{ij}^2 = \begin{pmatrix} E_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & E_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & E_3^2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} V_{11} & V_{12} & V_{13} \\ V_{21} & V_{22} & V_{23} \\ V_{31} & V_{32} & V_{33} \end{pmatrix}, \tag{13}$$

где

$$\begin{aligned} &E_1^2 = 0\,, && E_2^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2\mu_{eff}^2\,, && E_3^2 = m_y^2 + \mu'^2 + B'\mu'\,, \\ &V_{11} = M_Z^2\cos^2 2\beta + \tfrac{1}{2}\lambda^2 v^2 \sin^2 2\beta + \Delta_{11}\,, && && V_{13} = V_{31} = \lambda v X_1 + \Delta_{13}\,, \\ &V_{12} = V_{21} = \left(\tfrac{1}{4}\lambda^2 v^2 - \tfrac{1}{2}M_Z^2\right)\sin 4\beta + \Delta_{12}\,, && && V_{23} = V_{32} = \lambda v X_2 + \Delta_{23}\,, \\ &V_{22} = M_Z^2\sin^2 2\beta + \tfrac{1}{2}\lambda^2 v^2\cos^2 2\beta + \Delta_A + \Delta_{22}\,, && && V_{33} = \tfrac{1}{2}\lambda^2 v^2 + \Delta_{33}\,. \end{aligned}$$

Здесь Δ_A и Δ_{ij} — поправки от петель, содержащих t–кварк и его суперпартнеры. Иерархическая структура массовой матрицы позволяет использовать для ее диагонализации теорию возмущений квантовой механики. Роль параметров малости в теории возмущений играют отношения (M_Z^2/E_2^2) и (M_Z^2/E_3^2). Данный метод вычисления масс бозонов Хиггса в суперсимметричных теориях был развит в работе [19]. Там же обсуждается наиболее простой способ получения иерархической массовой матрицы в базисе хиггсовских полей (12). Численный анализ, проведенный в данной работе, показал, что метод теории возмущений позволяет вычислять массы хиггсовских бозонов в модифицированной НМССМ с точностью до 1 ГэВ($\sim 1\%$).

Упомянутый выше метод может быть использован для диагонализации массовой матрицы нейтралино, которая возникает в результате смешивания суперпартнеров калибровочных W_3 и B (или Z и γ) бозонов с суперпартнерами нейтральных хиггсовских полей. В базисе $(\tilde{B}^0, \tilde{W}^3, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0, \tilde{Y})$ эта

матрица имеет следующий вид:

$$\tilde{M}_{ij} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -A' & B' & 0 \\ 0 & M_2 & C' & -D' & 0 \\ -A' & C' & 0 & \mu_{eff} & \frac{\lambda}{\sqrt{2}}v\sin\beta \\ B' & -D' & \mu_{eff} & 0 & \frac{\lambda}{\sqrt{2}}v\cos\beta \\ 0 & 0 & \frac{\lambda}{\sqrt{2}}v\sin\beta & \frac{\lambda}{\sqrt{2}}v\cos\beta & \mu' \end{pmatrix}. \tag{14}$$

Фрагмент матрицы 4×4, который включает в себя первые четыре столбца и четыре строки, совпадает с массовой матрицей нейтралино в МССМ с A', B', C' и D' равными:

$$A' = M_Z \cos\beta \sin\theta_W, \quad B' = M_Z \sin\beta \sin\theta_W,$$

$$C' = M_Z \cos\beta \cos\theta_W, \quad D' = M_Z \sin\beta \cos\theta_W.$$

При помощи унитарного преобразования U:

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

матрица (14) может быть приведена к виду (13) $\tilde{M}' = U\tilde{M}U^+$. После чего, используя в качестве малых параметров отношения $(M_Z/\mu_{eff})^2$ и $(M_Z/\mu')^2$, в первом порядке теории возмущений для спектра СУСИ частиц получаем:

$$\begin{aligned} m_{\tilde{\chi}_1} &= M_1 + \frac{(A'-B')^2}{2(M_1-\mu_{eff})} + \frac{(A'+B')^2}{2(M_1+\mu_{eff})}, \\ m_{\tilde{\chi}_2} &= M_2 + \frac{(C'-D')^2}{2(M_2-\mu_{eff})} + \frac{(C'+D')^2}{2(M_2+\mu_{eff})}, \\ m_{\tilde{\chi}_3} &= \mu_{eff} + \frac{(A'-B')^2}{2(\mu_{eff}-M_1)} + \frac{(C'-D')^2}{2(\mu_{eff}-M_2)} + \frac{\lambda^2 v^2 \sin^2(\beta+\pi/4)}{2(\mu_{eff}-\mu')}, \\ m_{\tilde{\chi}_4} &= -\mu_{eff} - \frac{(A'+B')^2}{2(M_1+\mu_{eff})} - \frac{(C'+D')^2}{2(M_2+\mu_{eff})} - \frac{\lambda^2 v^2 \sin^2(\beta-\pi/4)}{2(\mu_{eff}+\mu')}, \\ m_{\tilde{\chi}_5} &= \mu' + \frac{\lambda^2 v^2 \sin^2(\beta+\pi/4)}{2(\mu'-\mu_{eff})} + \frac{\lambda^2 v^2 \sin^2(\beta-\pi/4)}{2(\mu'+\mu_{eff})}. \end{aligned} \tag{15}$$

Точность, с которой вычисляются $m_{\tilde{\chi}_i}$, несколько ниже, чем в случае CP-четного хиггсовского сектора. В первую очередь это объясняется тем, что

параметры, по которым происходит разложение при диагонализации массовой матрицы нейтралино по теории возмущений, больше. Мы не будем здесь подробно останавливаться на обсуждении спектра скварков, слептонов и чарджино, так как аналитические выражения для масс этих частиц остаются теми же, что и в МССМ. При этом во всех формулах μ необходимо заменить на μ_{eff}. Отметим только, что в главном приближении массы двух дираковских чарджино и нейтралино $\tilde{\chi}_2$, $\tilde{\chi}_3$ совпадают: $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \approx \mu_{eff}$ и $m_{\tilde{\chi}_2^\pm} \approx M_2$.

5. Результаты численного анализа

Результаты численного анализа спектра хиггсовских бозонов и суперпартнеров наблюдаемых частиц в модифицированной НМССМ представлены на рис.1–3 и табл.1–3. Прежде всего необходимо отметить, что при каждом фиксированном знаке μ_{eff} существуют две разрешенные области параметрического пространства. В одной из них масса легчайшего бозона Хиггса больше, чем в МССМ (см. рис.1*а* и рис.2*а*), а в другой — меньше (см. рис.1*б* и рис.2*б*). Масса легчайшего хиггсовского бозона, вычисленная в первом порядке по теории возмущений, имеет следующий вид:

$$m_h^2 \approx V_{11} - \frac{|V_{13}|^2}{E_3^2} = M_Z^2 \cos^2 2\beta + \frac{1}{2}\lambda^2 v^2 \sin^2 2\beta + \Delta_{11} - \frac{(\lambda v X_1 + \Delta_{13})^2}{m_y^2 + \mu'^2 + B'\mu'}. \quad (16)$$

Так как матричный элемент $V_{12} \sim M_Z^2$, мы пренебрегли его вкладом в m_h. Своего наибольшего значения масса легчайшего CP–четного бозона Хиггса достигает при $\mu' = -\frac{2\mu_{eff}}{\sin 2\beta} - A_\lambda - \frac{\sqrt{2}\Delta_{13}}{\lambda v \sin 2\beta}$, когда $V_{13} = 0$ (см.рис.1*а* и 2*а*). Таким образом m_h больше в той области параметрического пространства, где знаки μ' и μ_{eff} противоположны. В пределе $\mu' \to \pm\infty$ массы CP–четного и CP–нечетного хиггсовских бозонов, соответствующих полю Y, становятся много больше шкалы нарушения суперсимметрии. При этом в области низких энергий их вклад в эффективный потенциал взаимодействия хиггсовских полей H_1 и H_2 зануляется, и масса легчайшего бозона Хиггса оказывается той же, что и в МССМ. По этой причине, как видно из графиков, приведенных на рис.1*а,б* и 2*а,б*, m_h выходит на постоянное значение при $\mu' \to \pm\infty$. Представленные на этих рисунках результаты численных расчетов свидетельствуют о том, что при вычислении массы легчайшего бозона Хиггса двухпетлевые поправки [11] играют заметную роль. В рассматриваемом случае они уменьшают его массу приблизительно на 10 ГэВ. Хотя с

увеличением шкалы нарушения СУСИ однопетлевые поправки растут логарифмически, их рост при $M_S \gg M_Z$ полностью компенсируется за счет дважды логарифмической асимптотики двухпетлевых поправок и m_h остается практически неизменной. Учет петлевых поправок приводит к тому, что при $\mu_{eff} < 0$ масса легчайшего бозона Хиггса больше, чем в случае $\mu_{eff} > 0$. Это объясняется тем, что m_h растет с увеличением смешивания в секторе суперпартнеров t–кварка ($\tilde{t}_R$ и $\tilde{t}_L$), которое определяется величиной $X_t = A_t + \mu_{eff}/\tan\beta$. Поскольку $A_t < 0$, смешивание между $\tilde{t}_R$ и $\tilde{t}_L$ по абсолютной величине больше при $\mu_{eff} < 0$. Следует отметить, что масса легчайшего бозона Хиггса практически не зависит от A и m_0, что обусловлено слабой зависимостью масс скварков от соответствующих фундаментальных параметров (см.табл.1–2).

Так как та часть параметрического пространства, в которой μ_{eff} и μ' имеют один и тот же знак, практически исключена существующими экспериментальными данными, наибольший интерес представляет исследование спектра хиггсовских бозонов в области, где масса легчайшего бозона Хиггса больше, чем в минимальной СУСИ модели. В рассматриваемой области параметрического пространства билинейные константы мягкого нарушения СУСИ и μ_{eff} имеют противоположные знаки, а вблизи максимума m_h параметр $\mu' \sim \frac{-2\mu_{eff}}{\sin 2\beta}$ ($|\mu'| > |\mu_{eff}| \sim M_S$). По этой причине самой тяжелой частицей в спектре модифицированной НМССМ является CP–четный хиггсовский бозон, соответствующий нейтральному полю Y, так как его масса в главном приближении по теории возмущений равна $m_S^2 \approx E_3^2 > \mu'^2$ и существенно больше шкалы нарушения СУСИ. Как видно из рис.1*в* и 2*в* масса другого тяжелого CP–четного бозона Хиггса (m_H) практически не зависит от μ', так как $m_S^2 \gg m_H^2$. С другой стороны спектр CP–нечетного хиггсовского сектора в значительной степени определяется выбором фундаментальных параметров. С ростом μ' масса CP–нечетного Y увеличивается и последний оказывается в числе наиболее тяжелых частиц. При значениях $\mu' \sim B'$, масса легчайшего CP–нечетного бозона Хиггса $m_{A_2}^2 \approx m_B^2$ зануляется (см. Рис.1*в* и 2*в*), что приводит к появлению ограничения на μ'. Тем не менее при таком выборе фундаментальных параметров этот хиггсовский бозон практически не участвует в электромагнитных и слабых взаимодействиях, так как основной вклад в его волновую функцию вносит CP–нечетная составляющая поля Y. Поэтому даже в случае, когда его масса относительно невелика, зарегистрировать данную частицу на эксперименте представляется весьма проблематичным. Самым тяжелым фермионом в исследуемой

модели является суперпартнер поля Y. Его масса $m_{\tilde{\chi}_5}$ пропорциональна μ' (см.(15)). Спектр остальных нейтралино, чарджино, скварков и слептонов не зависит от выбора μ'.

Поскольку в режиме сильной юкавской связи на электрослабой шкале исчезает зависимость параметров мягкого нарушения СУСИ от A, спектр суперпартнеров наблюдаемых частиц, а также μ_{eff} и B, численные значения которых определяются при решении системы уравнений (7), слабо меняются при изменении трилинейной константы взаимодействия скалярных полей от $-M_{1/2}$ до $M_{1/2}$. Несмотря на это зависимость спектра хиггсовских бозонов от A сохраняется. Главным образом она обусловлена тем, что билинейная константа взаимодействия нейтральных скалярных полей B' пропорциональна A. Используя соотношения (8), получаем

$$B'(t_0) = \frac{1}{\zeta(t_0)}B(t_0) + \left[\left(\sigma_1(t_0)\frac{\mu_0}{\mu_0'} - \frac{\sigma(t_0)}{\zeta(t_0)}\right)x + \left(\omega_1(t_0)\frac{\mu_0}{\mu_0'} - \frac{\omega(t_0)}{\zeta(t_0)}\right)\right]M_{1/2},$$

где $x = A/M_{1/2}$. С увеличением x при $\mu_{eff} < 0(\mu_{eff} > 0)$ билинейная константа взаимодействия B' уменьшается (увеличивается) по абсолютной величине и наоборот. При уменьшении $|B'|$ массы CP–четного и CP–нечетного состояний, соответствующих нейтральному полю Y, сближаются. В то же время рост B' по абсолютной величине приводит к уменьшению $m^2_{A_2}$, которая зануляется при $B' \sim \mu'$. Зависимость спектра хиггсовских бозонов от параметра A при $m_0 = 0$ исследуется на рис.1*г* и 2*г*. Параметр μ' в рассматриваемом случае выбирается таким образом, чтобы масса легчайшего хиггсовского бозона совпадала с верхним ограничением на m_h при $A = 0$.

Хотя в ряде случаев при анализе модифицированной НМССМ мы полагали $m_0 = 0$, этот предел неприемлем с физической точки зрения, поскольку в данном случае легчайшей (и, как следствие, стабильной) СУСИ частицей является суперпартнер правого τ–лептона, что противоречит существующим астрофизическим наблюдениям. Однако с увеличением m_0 масса суперпартнера правого τ-лептона возрастает, и уже при сравнительно небольших значениях $m_0/M_{1/2}$ самой легкой частицей в спектре суперпартнеров наблюдаемых частиц становится нейтралино. Исходя из результатов численных расчетов, приведенных в табл.1 и 2, можно судить о влиянии фундаментальных констант A, m_0 и $M_{1/2}$ на спектр суперпартнеров t–кварка, глюино, нейтралино, чарджино и бозонов Хиггса. Для каждого набора перечисленных выше параметров приводятся значения верхнего ограничения на массу легчайшего хиггсовского бозона, вычисленные в однопетлевом и двухпетлевом приближениях, а также соответствующие им μ_{eff}, B_0, y и μ', при ко-

торых $V_{13} = 0$. Как видно из данных, приведенных в табл.1, качественная картина спектра остается неизменной, если параметры A и m_0 варьируются в разумных пределах. При этом необходимо отметить, что с ростом m_0^2 увеличиваются массы скварков, слептонов, хиггсовских бозонов, а также тяжелых чарджино и нейтралино, в то время как спектр легчайших частиц остается неизмененным. Что касается массы заряженного хиггсовского бозона, о которой до сих пор не упоминалось, то она практически не зависит от A и μ'. Причем для массы CP–четного состояния m_H и для массы заряженного хиггсовского бозона $m_{H^\pm}$ получаются численно близкие результаты.

В данной работе мы детально исследовали спектр суперпартнеров и бозонов Хиггса при начальных значениях юкавских констант $h_t^2(0) = \lambda^2(0) = 10$, отвечающих сценарию инфракрасной квазификсированной точки в НМССМ. При этом результаты численных расчетов, приведенные в табл.1 и 2, свидетельствуют о том, что при $m_t(M_t^{pole}) = 165$ ГэВ и $M_3 \leq 2$ ТэВ масса легчайшего хиггсовского бозона не превосходит 127 ГэВ. Другие данные, представленные в табл.3, указывают на то, что отличительные особенности спектра СУСИ частиц сохраняются при $h_t^2(0) \gg \lambda^2(0)$ и $h_t^2(0) \ll \lambda^2(0)$, до тех пор пока юкавские константы на шкале великого объединения существенно больше калибровочных. Тем не менее верхнее ограничение на массу легчайшего хиггсовского бозона, величина $\tan\beta$ и массы частиц, вычисленные при $\mu' = -\frac{2\mu_{eff}}{\sin 2\beta} - A_\lambda - -\frac{\sqrt{2}\Delta_{13}}{\lambda v \sin 2\beta}$, когда $V_{13} = 0$, изменяются в зависимости от выбора $h_t^2(0)$ и $\lambda^2(0)$. Так с уменьшением $\lambda^2(0)$ от 10 до 2 верхнее ограничение на m_h при $M_3 = 1$ ТэВ убывает от 128 ГэВ до 113 ГэВ (см.табл.3). Поэтому на завершающем этапе анализа модифицированной НМССМ для каждого фиксированного $\tan\beta$ мы подобрали юкавскую константу $\lambda(t_0)$ так, чтобы m_h достигала своего наибольшего значения при условии, что теория возмущений остается применимой вплоть до шкалы великого объединения. Полученная таким образом зависимость $m_h(\tan\beta)$ представлена на рис.3. На том же рисунке мы построили верхнее ограничение на m_h в МССМ, как функцию от $\tan\beta$. Как и ожидалось, два ограничения на массу легчайшего бозона Хиггса практически совпадают при больших $\tan\beta$, когда член $\frac{\lambda^2}{2}v^2\sin^2 2\beta$ в формуле (3) зануляется. Своего максимума кривая $m_h(\tan\beta)$ в НМССМ достигает при $\tan\beta \sim 2.5$, что соответствует режиму сильной юкавской связи. Оба ограничения на массу легчайшего бозона Хиггса были получены при $M_3 \leq 2$ ТэВ. Варьируя шкалу нарушения СУСИ, можно показать, что масса легчайшего хиггсовского бозона в НМССМ не превосходит 130.5 ± 3.5 ГэВ. Неопределенность, возникающая

при вычислении верхнего ограничения на m_h, главным образом обусловлена экспериментальной ошибкой, с которой измерена масса t–кварка.

6. Заключение.

В неминимальной суперсимметричной модели масса легчайшего CP–четного хиггсовского бозона достигает своего наибольшего значения в режиме сильной юкавской связи, когда все решения уравнений ренормгруппы группируются в окрестности инфракрасной квазификсированной точки. Однако в этой области параметрического пространства в рамках НМССМ с минимальным набором фундаментальных параметров не удается получить самосогласованное решение, которое с одной стороны приводило бы к тяжелому спектру СУСИ частиц, а с другой позволяло бы получить массу легчайшего бозона Хиггса большую, чем в МССМ. Для того чтобы получить такое решение, необходимо модифицировать неминимальную СУСИ модель. В настоящей работе изучается спектр суперпартнеров и бозонов Хиггса в рамках простейшего расширения НМССМ, позволяющего получить самосогласованное решение в режиме сильной юкавской связи. Несмотря на то, что параметрическое пространство исследуемой модели существенно расширяется, теория не утрачивает своей предсказательной силы.

Массовая матрица CP–четного хиггсовского сектора в модифицированной НМССМ имеет иерархическую структуру, что позволяет использовать при ее диагонализации ранее предложенный метод вычисления спектра хиггсовских бозонов, в основе которого лежит обычная теория возмущений квантовой механики. Данный метод позволяет вычислять массы бозонов Хиггса с точностью до 1 ГэВ ($\sim$ 1%). При этом масса легчайшего хиггсовского бозона в окрестности инфракрасной квазификсированной точки при $m_t(M_t^{pole}) = 165$ ГэВ и $M_3 \leq 2$ ТэВ не превосходит 127 ГэВ. Варьируя отношение юкавских констант на шкале великого объединения, можно показать, что $m_h \leq 130.5 \pm 3.5$ ГэВ, где неопределенность, возникающая при вычислении верхнего ограничения на m_h, главным образом обусловлена экспериментальной ошибкой, с которой измерена масса t–кварка. Самой тяжелой частицей в интересующей нас области параметрического пространства является CP–четный хиггсовский бозон, соответствующий нейтральному полю Y.

В настоящей работе мы использовали тот же самый метод диагонализации массовых матриц для вычисления и исследования масс нейтралино. В результате было показано, что наиболее тяжелым фермионом в домини-

рующей области параметрического пространства является $\tilde{Y}$, суперпартнер нейтрального скалярного поля Y. Для значений $m_0^2 \leq M_{1/2}^2$ глюино, скварки, тяжелые CP–четные и CP–нечетные хиггсовские бозоны оказываются существенно тяжелее слептонов, легчайших чарджино и нейтралино. Исключение составляет только один из CP–нечетных хиггсовских бозонов, масса которого сильно варьируется в зависимости от выбора параметров исследуемой модели. Однако даже если она относительно невелика — например порядка M_Z, существуют определенные проблемы, связанные с его регистрацией на эксперименте, поскольку основной вклад в его волновую функцию вносит CP–нечетная составляющая поля Y.

Верхнее ограничение на массу легчайшего хиггсовского бозона в неминимальной СУСИ модели также исследовалось в появившихся недавно работах [20] и [44]. Полученные в этих работах предсказания на $5-6$ ГэВ больше того ограничения, которое было приведено выше. Отличие в предсказаниях объясняется тем, что при вычислении верхнего ограничения на m_h, авторы публикаций [20] и [44] исходили из значения $|X_t/M_S| = \sqrt{6}$, где $M_S = \sqrt{m_{t_1} m_{t_2}}$, так как именно при этом значении X_t масса легчайшего бозона Хиггса достигает своего наибольшего значения. Однако в режиме сильной юкавской связи в модифицированной НМССМ отношение $|X_t/M_S|$ составляет $1.4 \div 1.5$. Поскольку масса легчайшего бозона Хиггса возрастает с увеличением смешивания между суперпартнерами t–кварка при $0 \leq |X_t/M_S| \leq \sqrt{6}$, а отношение $|X_t/M_S|$ значительно меньше $\sqrt{6}$, верхнее ограничение на m_h в реалистическом расширении НМССМ оказывается более жестким, чем абсолютное ограничение в неминимальной СУСИ модели.

Авторы благодарны М.И.Высоцкому, Д.И.Казакову и К.А.Тер-Мартиросяну за стимулирующие вопросы, полезные обсуждения и замечания. Один из авторов (Р.Б.Н.) выражаст благодарность Национальному институту ядерной физики Италии (отделение г.Феррара) за гостеприимство. Настоящая работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №98–02–17372, 98–02–17453, 96–15–96578, 96–15–96740), INTAS (грант №93–3316–Ext), а также совместного гранта РФФИ–INTAS–95–0567.

Приложение. Уравнения ренормгруппы для параметров μ, μ', B и B' модифицированной НМССМ и их решение

Наряду с трилинейными константами взаимодействия и массами скалярных частиц модифицированная НМССМ, в рамках которой исследуется спектр частиц, включает в себя μ, μ', B и B'. Эволюция этих констант описывается четырьмя уравнениями ренормгруппы:

$$\begin{aligned}
\frac{d\mu}{dt} &= -\frac{\mu}{2}(2Y_\lambda + 3Y_t - 3\tilde{\alpha}_2 - \frac{3}{5}\tilde{\alpha}_1)\ , \\
\frac{d\mu'}{dt} &= -2\mu'(Y_\lambda + Y_\varkappa)\ , \\
\frac{dB}{dt} &= -(2Y_\lambda B + \sqrt{Y_\lambda Y_\varkappa}B'\frac{\mu'}{\mu} + 3Y_t A_t + 2Y_\lambda A_\lambda - \\
&\quad -3\tilde{\alpha}_2 M_2 - \frac{3}{5}\tilde{\alpha}_1 M_1)\ , \\
\frac{dB'}{dt} &= -(2Y_\varkappa B' + 4\sqrt{Y_\lambda Y_\varkappa}B\frac{\mu}{\mu'} + 4Y_\lambda A_\lambda\frac{\mu}{\mu'} + 4Y_\varkappa A_\varkappa).
\end{aligned} \tag{П.1}$$

При $\varkappa = 0$ и минимальном наборе фундаментальных параметров $B(0) = B'(0) = B_0$, $A_i(0) = A$, $M_i(0) = M_{1/2}$, $\mu'(0) = \mu'_0$ и $\mu(0) = \mu_0$, можно показать, используя общее решение системы линейных дифференциальных уравнений, что $B(t), B'(t), \mu(t)$ и $\mu'(t)$ равны

$$\begin{aligned}
\mu(t) &= \xi(t)\mu_0\ , \\
\mu'(t) &= \xi_1(t)\mu'_0\ , \\
B(t) &= \zeta(t)B_0 + \sigma(t)A + \omega(t)M_{1/2}, \\
B'(t) &= B_0 + \sigma_1(t)A\frac{\mu_0}{\mu'_0} + \omega_1(t)M_{1/2}\frac{\mu_0}{\mu'_0},
\end{aligned} \tag{П.2}$$

где функции $\xi(t), \xi_1(t), \zeta(t), \sigma(t), \sigma_1(t), \omega(t)$ и $\omega_1(t)$, определяющие эволюцию фундаментальных параметров, главным образом зависят от выбора юкавских констант на шкале великого объединения и не зависят от начальных значений параметров мягкого нарушения СУСИ, μ_0 и μ'_0.

Таблица 1. Спектр масс суперпартнеров наблюдаемых частиц и бозонов Хиггса при $\lambda^2(0) = h_t^2(0) = 10$ и $\mu_{eff} > 0$ в зависимости от выбора фундаментальных параметров A, m_0 и $M_{1/2}$ (все параметры и массы в ГэВ).

m_0^2	0	$M_{1/2}^2$	0	0	0	0
A	0	0	$-M_{1/2}$	$0.5M_{1/2}$	0	0
$M_{1/2}$	-392.8	-392.8	-392.8	-392.8	-785.5	-196.4
$m_t(t_0)$	165	165	165	165	165	165
$\tan\beta$	1.883	1.883	1.883	1.883	1.883	1.883
μ_{eff}	728.6	841.7	726.8	730.1	1361.2	380.4
B_0	-1629.1	-1935.4	-1260.0	-1813.2	-3064.4	-861.8
y	-0.00037	-0.00021	-0.00043	-0.00035	-0.00006	-0.00233
$\mu'(t_0)$	-1899.8	-2176.7	-1905.9	-1898.3	-3544.6	-993.1
$m_h(t_0)$ (1–loop)	**125.0**	**125.1**	**125.0**	**125.0**	**134.9**	**114.8**
$m_h(t_0)$ (2–loop)	**118.4**	**118.5**	**118.4**	**118.4**	**123.2**	**111.9**
M_3(1 ТэВ)	1000	1000	1000	1000	2000	500
$m_{\tilde{t}_1}$(1 ТэВ)	840.6	889.7	841.1	840.3	1652.0	447.4
$m_{\tilde{t}_2}$(1 ТэВ)	695.1	713.6	696.6	694.3	1366.2	371.6
m_H(1 ТэВ)	898.5	1080.5	895.4	900.3	1691.0	468.8
m_S(1 ТэВ)	2623.4	3034.3	2452.2	2706.0	4901.7	1378.0
m_{A_1}(1 ТэВ)	953.9	1113.8	1245.7	925.2	1722.6	538.2
m_{A_2}(1 ТэВ)	704.3	762.7	872.0	318.2	1366.2	302.2
$m_{\tilde{\chi}_1}(t_0)$	164.6	164.4	164.6	164.6	326.9	84.3
$m_{\tilde{\chi}_2}(t_0)$	327.8	327.6	327.8	327.8	649.4	170.1
$m_{\tilde{\chi}_3}$(1 ТэВ)	755.1	870.8	753.3	756.7	1404.2	400.9
$\lvert m_{\tilde{\chi}_4}$(1 ТэВ)$\rvert$	755.9	872.6	755.1	758.4	1405.0	404.3
$\lvert m_{\tilde{\chi}_5}$(1 ТэВ)$\rvert$	1931.8	2212.3	1938	1930.3	3599.0	1015.4
$m_{\tilde{\chi}_1^\pm}(t_0)$	327.8	327.6	327.8	327.8	649.4	169.9
$m_{\tilde{\chi}_2^\pm}$(1 ТэВ)	757.0	872.6	755.2	758.5	1405.2	404.5

Таблица 2. То же, что в таблице 1, но при $\mu_{eff} < 0$.

m_0^2	0	$M_{1/2}^2$	0	0	0	0
A	0	0	$-M_{1/2}$	$M_{1/2}$	0	0
$M_{1/2}$	-392.8	-392.8	-392.8	-392.8	-785.5	-196.4
$m_t(t_0)$	165	165	165	165	165	165
$\tan\beta$	1.883	1.883	1.883	1.883	1.883	1.883
μ_{eff}	-727.8	-840.9	-726.0	-731.2	-1360.7	-378.9
B_0	1008	1320.3	1366.7	647.9	2050.4	495.8
y	-0.00149	-0.001	-0.00128	-0.00177	-0.00020	-0.0112
$\mu'(t_0)$	1671.5	1950.6	1656.8	1690.3	3172.7	857.8
$\mathbf{m_h(t_0)}$ **(1–loop)**	**134.1**	**134.9**	**134.0**	**134.2**	**143.1**	**124.1**
$\mathbf{m_h(t_0)}$ **(2–loop)**	**124.4**	**124.8**	**124.3**	**124.5**	**127.2**	**119.6**
M_3(1 ТэВ)	1000	1000	1000	1000	2000	500
$m_{\tilde{t}_1}$(1 ТэВ)	890.2	935.6	890.5	889.8	1682.8	507.9
$m_{\tilde{t}_2}$(1 ТэВ)	630.3	652.2	632.2	628.0	1328.1	283.5
m_H(1 ТэВ)	896.2	1078.5	893.5	899.3	1689.9	464.4
m_S(1 ТэВ)	2147.4	2565.9	2309.2	1972.3	4126.5	1097.7
m_{A_1}(1 ТэВ)	1123.2	1219.3	931.0	1437.9	1984.8	623.1
m_{A_2}(1 ТэВ)	857.6	1017.8	545.0	886.9	1657.5	412.8
$m_{\tilde{\chi}_1}(t_0)$	160.0	160.5	160.0	160.0	324.4	74.9
$m_{\tilde{\chi}_2}(t_0)$	311.1	313.7	311.0	311.2	639.9	141.4
$\lvert m_{\tilde{\chi}_3}$(1 ТэВ)$\rvert$	753.7	896.6	751.9	757.2	1403.4	398.5
$m_{\tilde{\chi}_4}$(1 ТэВ)	764.7	878.1	763.0	768.1	1410.0	416.7
$m_{\tilde{\chi}_5}$(1 ТэВ)	1700.7	1983.2	1685.8	1719.6	3221.8	879.1
$m_{\tilde{\chi}_1^\pm}(t_0)$	310.7	313.4	310.7	310.8	639.8	139.4
$m_{\tilde{\chi}_2^\pm}$(1 ТэВ)	763.3	877.0	761.6	766.7	1409.1	414.5

Таблица 3. То же, что в таблицах 1–2, но для различных начальных значений $h_t^2(0)$ и $\lambda^2(0)$ при $A = m_0 = 0$ и m_t(174 ГэВ)=165 ГэВ.

	$\mu_{eff} < 0$				$\mu_{eff} > 0$			
$\lambda^2(0)$	0	2	10	10	0	2	10	10
$h_t^2(0)$	10	10	10	2	10	10	10	2
$M_{1/2}$	-392.8	-392.8	-392.8	-392.8	-392.8	-392.8	-392.8	-392.8
$\tan\beta$	1.614	1.736	1.883	2.439	1.614	1.736	1.883	2.439
μ_{eff}	-821.5	-771.4	-727.8	-641.8	822.7	772.4	728.6	642.3
B_0	471.7	622.5	1008.0	886.2	-743.1	-988.1	-1629.1	-1583.3
y	—	-0.0014	-0.0015	-0.0012	—	-0.0003	-0.0004	-0.0005
$\mu'(t_0)$	—	1693.9	1671.5	1749.8	—	-1941.4	-1899.8	-1943.1
$m_h(t_0)$ (1–loop)	**103.5**	**123.6**	**134.1**	**137.6**	**88.1**	**112.4**	**125.0**	**131.2**
$m_h(t_0)$ (2–loop)	**90.3**	**113.0**	**124.4**	**127.8**	**79.7**	**105.5**	**118.4**	**123.6**
M_3(1 ТэВ)	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000
$m_{\tilde{t}_1}$(1 ТэВ)	894.0	891.6	890.2	890.5	834.6	837.0	840.6	853.5
$m_{\tilde{t}_2}$(1 ТэВ)	613.5	622.2	630.3	648.5	692.2	693.8	695.1	696.4
m_H(1 ТэВ)	1033.4	961.0	896.2	758.5	1035.7	963.3	898.5	761.1
m_S(1 ТэВ)	—	1999.8	2147.4	2187.2	—	2405.3	2623.4	2663.8
m_{A_1}(1 ТэВ)	1029.7	1374.8	1123.2	1294.0	1031.3	1390.6	953.9	965.1
m_{A_2}(1 ТэВ)	—	949.8	857.6	735.6	—	951.6	704.3	674.3
$m_{\tilde{\chi}_1}(t_0)$	160.3	160.1	160.0	159.9	164.6	164.6	164.6	164.4
$m_{\tilde{\chi}_2}(t_0)$	312.7	311.9	311.1	309.4	328.2	328.1	327.8	326.4
$\lvert m_{\tilde{\chi}_3}$(1 ТэВ)$\rvert$	842.8	795.8	753.7	665.8	844.4	797.2	755.1	668.1
$\lvert m_{\tilde{\chi}_4}$(1 ТэВ)$\rvert$	856.4	807.8	764.7	677.1	850.6	800.9	755.9	666.7
$\lvert m_{\tilde{\chi}_5}$(1 ТэВ)$\rvert$	—	1711.2	1700.7	1790.0	—	1960.7	1931.8	1986.5
$m_{\tilde{\chi}_1^\pm}(t_0)$	312.4	311.6	310.7	309.0	328.2	328.1	327.8	326.4
$m_{\tilde{\chi}_2^\pm}$(1 ТэВ)	854.2	806.0	763.3	676.7	849.5	800.4	757.0	669.0

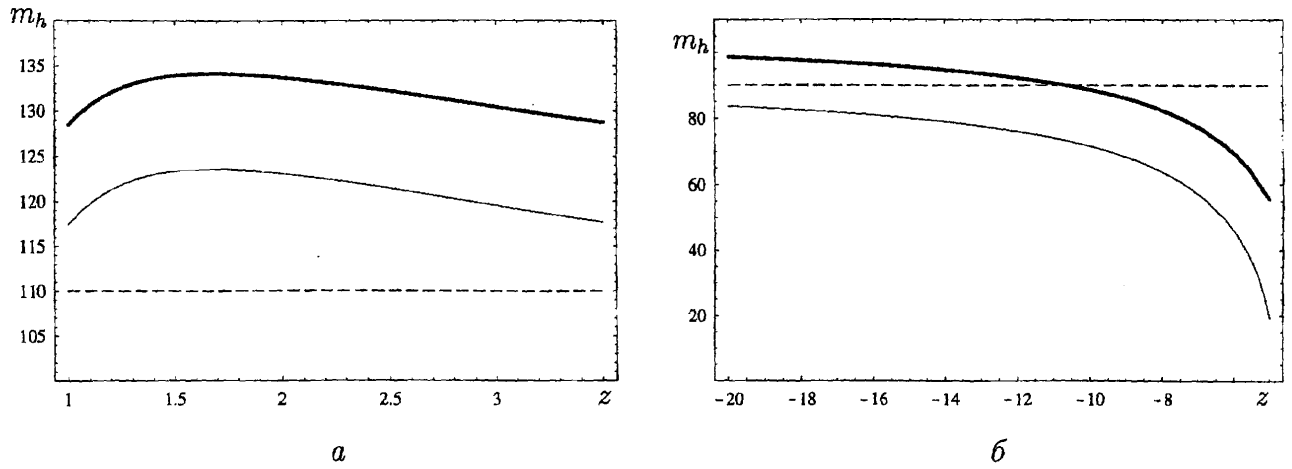
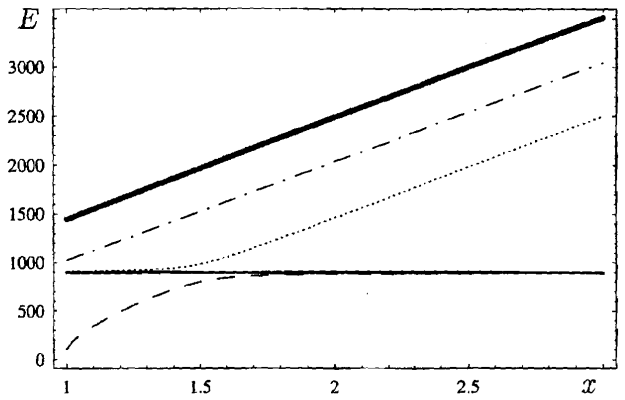
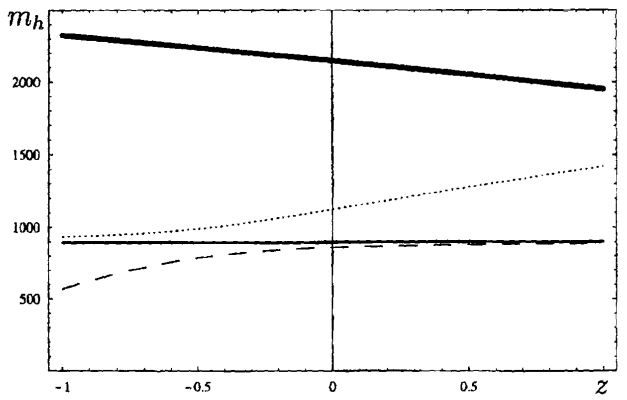


Рис.1(а,б). Масса легчайшего хиггсовского бозона в модифицированной НМССМ, вычисленная в однопетлевом (жирная линия) и двухпетлевом (сплошная линия) приближении в зависмости от $z = \mu'/1$ ТэВ и $x = A/M_{1/2}$ при $h_t^2(0) = \lambda^2(0) = 10$, $m_0^2 = 0$, $M_3 = 1$ ТэВ и $\mu_{eff} \leq 0$.

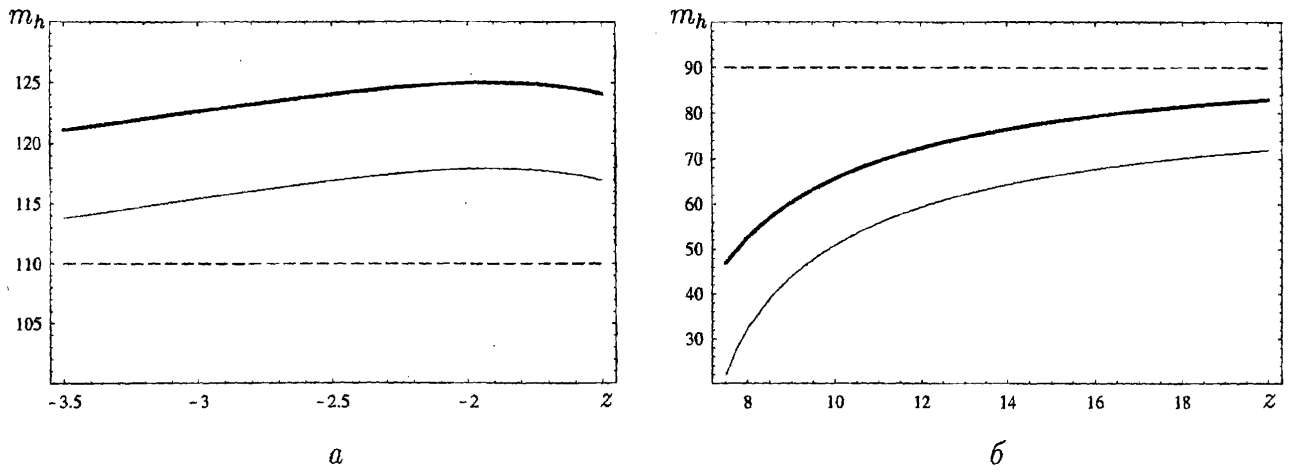


в



г

Рис.1(в,г). Спектр масс в модифицированной НМССМ в зависимости от $z = \mu'/1$ ТэВ и $x = A/M_{1/2}$ при $h_t^2(0) = \lambda^2(0) = 10$, $m_0^2 = 0$, $M_3 = 1$ ТэВ и $\mu_{eff} \leq 0$. Жирная и сплошная линии отвечают массам тяжелых CP–четных хиггсовских бозонов, пунктирная и штриховая — массам CP–нечетных хиггсовских бозонов, штрих–пунктирная — массе самого тяжелого нейтралино.



а *б*

Рис.2. Масса легчайшего хиггсовского бозона в модифицированной НМССМ в зависимости от от z и x при $h_t^2(0) = \lambda^2(0) = 10$, $m_0^2 = 0$, $M_3 = 1$ ТэВ и $\mu_{eff} \geq 0$. Обозначения те же, что и на рис.1(*а*,*б*).

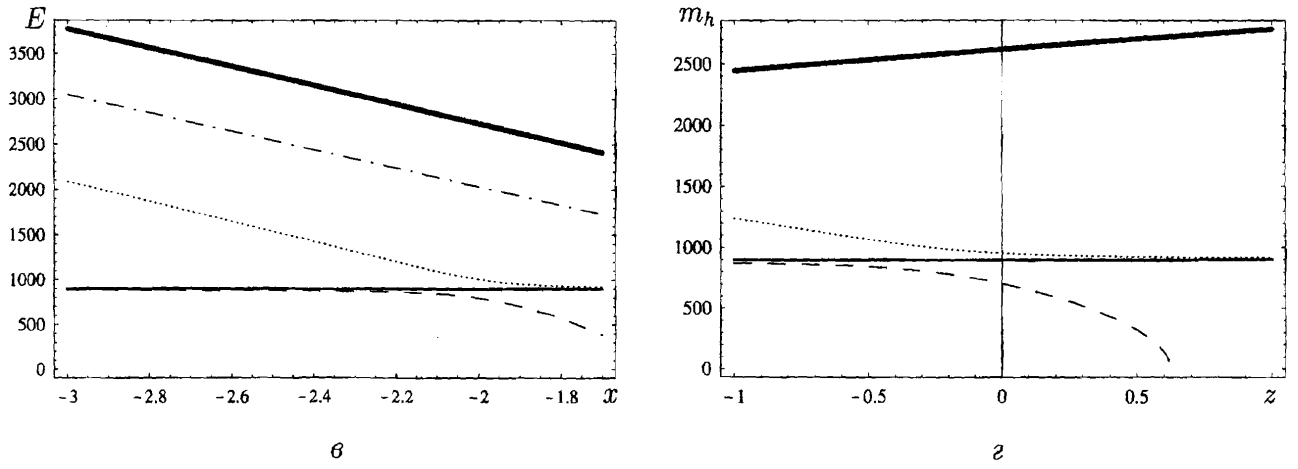


Рис.2. Спектр масс в модифицированной НМССМ в зависимости от z и x при $h_t^2(0) = \lambda^2(0) = 10$, $m_0^2 = 0$, $M_3 = 1$ ТэВ и $\mu_{eff} \geq 0$. Обозначения те же, что и на рис.1(*в*,*г*).

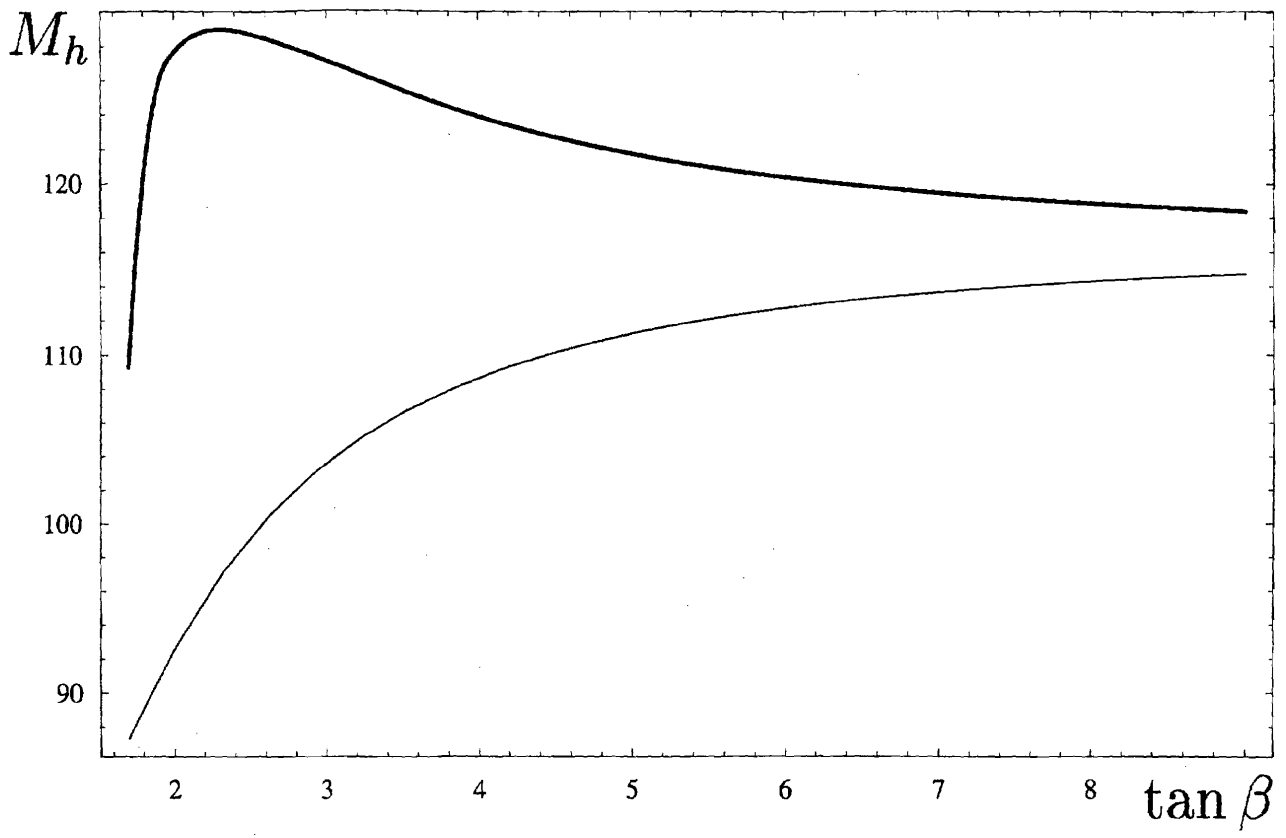


Рис.3. Верхнее ограничение на массу легчайшего хиггсовского бозона в МССМ (сплошная линия) и в модифицированной НМССМ (жирная линия) в зависимости от $\tan\beta$ при $M_3 = 2$ ТэВ.

Литература

[1] E.Gross, in *Proc. of Int. Europhysics Conference on High Energy Physics (HEP 99)*, Tampere, Finland (1999), to be published.

[2] N.Cabibbo, L.Maiani, G.Parisi, R.Petronzio, Nucl.Phys. B **158**, 295 (1979). M.A.Beg, C.Panagiotakopolus, A.Sirlin, Phys.Rev.Lett. **52**, 883 (1984). M.Lindner, Z.Phys. C **31**, 295 (1986). B.Schrempp, F.Schrempp, Phys.Lett. B **299**, 321 (1993). B.Schrempp, M.Wimmer, Prog.Part.Nucl.Phys. **37**, 1 (1996). T.Hambye, K.Reisselmann, Phys.Rev. D **55**, 7255 (1997).

[3] P.Q.Hung, G.Isidori, Phys.Lett. B **402**, 122 (1997). D.I.Kazakov, Phys.Rep. **320**, 187 (1999)

[4] M.Sher, Phys.Rep. **179**, 273 (1989). M.Lindner, M.Sher, H.W.Zaglauer, Phys.Lett. B **228**, 139 (1989). M.Sher, Phys.Lett. B **317**, 159 (1993). ibid. **331**, 448 (1994). C.Ford, D.R.T.Jones, P.W.Stephenson, M.B.Einhorn, Nucl.Phys. B **395**, 17 (1993). G.Altarelli, G.Isidori, Phys.Lett. B **337**, 141 (1994).

[5] N.V.Krasnikov, S.Pokorski, Phys.Lett. B **288**, 184 (1991). J.A.Casas, J.R.Espinosa, M.Quiros, Phys.Lett. B **342**, 171 (1995).

[6] M.A.Diaz, T.A.Ter Veldius, T.J.Weiler, Phys.Rev. D **54**, 5855 (1996).

[7] U.Amaldi, W.De Boer, H.Fürstenau, Phys.Lett. B **260**, 447 (1991). P.Langaker, M.Luo, Phys.Rev. D **44**, 817 (1991). J.Ellis, S.Kelley, D.V.Nanopoulos, Nucl.Phys. B **373**, 55 (1992).

[8] E.Gildener, S.Weinberg, Phys.Rev. D **13**, 3333 (1976).

[9] K.Inoue, A.Kakuto, H.Komatsu, S.Takeshita, Prog.Theor.Phys., **67**, 1889 (1982). R.Flores, M.Sher, Ann.Phys. **148**, 95 (1983).

[10] H.E.Haber, R.Hempfling, Phys.Rev.Lett. **66**, 1815 (1991). Y.Okada, M.Yamaguchi, T.Yanagida, Prog.Theor.Phys. **85**, 1 (1991). J.Ellis, G.Ridolfi, F.Zwirner, Phys.Lett. B **257**, 83 (1991). J.Ellis, G.Ridolfi, F.Zwirner, Phys.Lett. B **262**, 477 (1991). R.Barbieri, M.Frigeni, F.Caravaglios, Phys.Lett. B **258**, 167 (1991). Y.Okada, M.Yamaguchi, T.Yanagida, Phys.Lett. B **262**, 54 (1991). M.Drees, M.Nojiri, Phys.Rev. D **45**, 2482 (1992). D.M.Pierce, A.Papadopoulos, S.Johnson, Phys.Rev.Lett. **68**, 3678 (1992). P.H.Chankowski, S.Pokorski, J.Rosiek, Phys.Lett. B

274, 191 (1992). H.E.Haber, R.Hempfling, Phys.Rev. D **48**, 4280 (1993). P.H.Chankowski, S.Pokorski, J.Rosiek, Nucl.Phys. B **423**, 437 (1994). A.Yamada, Z.Phys. C **61**, 247 (1994). A.Dabelstein, Z.Phys. C **67**, 495 (1995). D.M.Pierce, J.A.Bagger, K.Matchev, R.Zhang, Nucl.Phys. B **491**, 3 (1997).

[11] J.R.Espinosa, M.Quiros, Phys.Lett. B **266**, 389 (1991). R.Hempfling, A.H.Hoang, Phys.Lett. B **331**, 99 (1994). M.Carena, J.R.Espinosa, M.Quiros, C.E.M.Wagner, Phys.Lett. B **355**, 209 (1995). J.A.Casas, J.R.Espinosa, M.Quiros, A.Riotto, Nucl.Phys. B **436**, 3 (1995). M.Carena, M.Quiros, C.E.M.Wagner, Nucl.Phys. B **461**, 407 (1996). H.E.Haber, R.Hempfling, A.H.Hoang, Z.Phys. C **75**, 539 (1997). S.Heinemeyer, W.Hollik, G.Weiglein, Phys.Rev. D **58**, 091701 (1998). S.Heinemeyer, W.Hollik, G.Weiglein, Phys.Lett. B **440**, 296 (1998). R.Zhang, Phys.Lett. B **447**, 89 (1999). S.Heinemeyer, W.Hollik, G.Weiglein, Phys.Lett. B **455**, 179 (1999).

[12] B.Brahmachari, Mod.Phys.Lett. A **12**, 1969 (1997).

[13] J.A.Casas, J.R.Espinosa, H.E.Haber, Nucl.Phys. B **526**, 3 (1998). G.K.Yeghiyan, M.Jurčišin, D.I.Kazakov, Mod.Phys.Lett. A **14**, 601 (1999). S.Codoban, M.Jurčišin, D.Kazakov, E–prints archive, hep-ph/9912504 (1997).

[14] P.Fayet, Nucl.Phys. B **90**, 104 (1975). М.И.Высоцкий, К.А.Тер-Мартиросян, ЖЭТФ. **90**, 838 (1986).

[15] J.Ellis, J.F.Gunion, H.E.Haber, L.Roszkowski, F.Zwirner, Phys.Rev. D **39**, 844 (1989).

[16] L.Durand, J.L.Lopez, Phys. Lett. B **217**, 463 (1989). L.Drees, Int.J.Mod.Phys. A **4**, 3635 (1989).

[17] M.S.Chanowitz, J.Ellis, M.K.Gaillard, Nucl.Phys. B **128**, 506 (1977). A.J.Buras, J.Ellis, M.K.Gaillard, D.V.Nanopoulos, Nucl.Phys. B **135**, 66 (1978).

[18] Р.Б.Невзоров, М.А.Трусов, Препринт ИТЭФ №5 (2000). Р.Б.Невзоров, М.А.Трусов, Препринт ИТЭФ №6 (2000).

[19] П.А.Коваленко, Р.Б.Невзоров, К.А.Тер–Мартиросян, ЯФ. **61**, 898 (1998).

[20] M.Masip, R.Muñoz–Tapia, A.Pomarol, Phys.Rev. D **57**, 5340 (1998).

[21] J.R.Espinosa, M.Quiros, Phys. Lett. B **279**, 92 (1992). T.Moroi, Y.Okada, Phys. Lett. B **295**, 73 (1992). G.L.Kane, C.Kolda, J.D.Wells, Phys. Rev. Lett. **70**, 2686 (1993). J.R.Espinosa, M.Quiros, Phys. Lett. B **302**, 51 (1993). J.R.Espinosa, Phys. Lett. B **353**, 243 (1995). D.Comelli, J.R.Espinosa, Phys.Lett. B **388**, 793 (1996). Y.Sakamura, Mod.Phys.Lett. A **14**, 721 (1999).

[22] J.R.Espinosa, M.Quiros, Phys.Rev.Lett. **81**, 516 (1998). M.Masip, Phys.Lett. B **444**, 352 (1998).

[23] S.K.Kang, Phys.Rev. D **54**, 7077 (1996). S.K.Kang, G.T.Park, Mod.Phys.Lett. A **12**, 553 (1997). D.Dooling, K.Kang, S.K.Kang, Int.J.Mod.Phys. A **14**, 1605 (1999). D.Dooling, K.Kang, S.K.Kang, Phys.Rev. D **60**, 017701 (1999).

[24] H.P.Nilles, M.Srednicki, D.Wyler, Phys.Lett. B **120**, 345 (1983). R.Barbieri, S.Ferrara, C.Savoy, Phys.Lett. B **119**, 343 (1982). A.H.Chamseddine, R.Arnowitt, P.Nath, Phys.Rev.Lett. **49**, 970 (1982).

[25] V.S.Kaplunovsky, J.Louis, Phys.Lett. B **306**, 269 (1993). A.Brignole, L.E.Ibañez, C.Muñoz, Nucl.Phys. B **422**, 125 (1994). ibid. **436**, 747 (1995). K.Choi, H.B.Kim, C.Muñoz, Phys.Rev. D **57**, 7521 (1998). A.Lukas, B.A.Ovrut, D.Waldram, Phys.Rev. D **57**, 7529 (1998). T.Li, Phys.Rev. D **59**, 107902 (1999).

[26] S.F.King, P.L.White, Phys.Rev. D **52**, 4183 (1995).

[27] J.-P.Derendinger, C.A.Savoy, Nucl.Phys. B **237**, 307 (1984).

[28] F.Franke, H.Fraas, Phys.Lett. B **353**, 234 (1995). S.F.King, P.L.White, Phys.Rev. D **53**, 4049 (1996).

[29] S.W.Ham, S.K.Oh, B.R.Kim, Phys.Lett. B **414**, 305 (1997).

[30] P.N.Pandita, Phys.Lett. B **318**, 338 (1993). P.N.Pandita, Z.Phys. C **59**, 575 (1993). S.W.Ham, S.K.Oh, B.R.Kim, J.Phys. G **22**, 1575 (1996).

[31] T.Elliott, S.F.King, P.L.White, Phys.Lett. B **314**, 56 (1993). U.Ellwanger, Phys.Lett. B **303**, 271 (1993). U.Ellwanger, M.Lindner, Phys.Lett. B **301**, 365 (1993). T.Elliott, S.F.King, P.L.White, Phys.Rev. D **49**, 2435 (1994).

[32] S.W.Ham, S.K.Oh, H.S.Song, E–prints archive, hep-ph/9910461 (1999).

[33] A.Pomarol, Phys.Rev. D **47**, 273 (1993). K.S.Babu, S.M.Barr, Phys.Rev. D **49**, 2156 (1994). G.M.Asatrian, G.K.Egiian, Mod.Phys.Lett. A **10**, 2943 (1995). G.M.Asatrian, G.K.Egiian, Mod.Phys.Lett. A **11**, 2771 (1996). N.Haba, M.Matsuda, M.Tanimoto, Phys.Rev. D **54**, 6928 (1996).

[34] I.V.Gaidaenko, A.V.Novikov, V.A.Novikov, A.N.Rozanov, M.I.Vysotsky, JETP Lett. **67**, 761 (1998).

[35] P.Langacker, N.Polonsky, Phys.Rev. D **47**, 4028 (1993). P.Langacker, N.Polonsky, Phys.Rev. D **52**, 3081 (1995).

[36] *Review of Particle Properties*, Eur.Phys.J. C **3**, 1 (1998).

[37] T.Elliott, S.F.King, P.L.White, Phys.Lett. B **305**, 71 (1993). U.Ellwanger, M.Rausch de Traubenberg, C.A.Savoy, Phys.Lett. B **315**, 331 (1993). T.Elliott, S.F.King, P.L.White, Phys.Lett. B **351**, 213 (1995). U.Ellwanger, M.Rausch de Traubenberg, C.A.Savoy, Nucl.Phys. B **492**, 21 (1997).

[38] U.Ellwanger, C.Hugonie, Phys.Lett. B **457**, 299 (1999).

[39] B.Ananthanarayan, P.N.Pandita, Phys.Lett. B **371**, 245 (1996). B.Ananthanarayan, P.N.Pandita, Int.J.Mod.Phys. A **12**, 2321 (1997).

[40] P.Brax, U.Ellwanger, C.A.Savoy, Phys.Lett. B **347**, 269 (1995).

[41] R.Tarrach, Nucl.Phys. B **183**, 384 (1981). S.Narison, Phys.Lett. B **197**, 405 (1987). N.Gray, D.J.Broadhurst, W.Grafe, K.Schilcher, Z.Phys. C **48**, 673 (1990).

[42] M.Jones, in *Proc. of XXXIIIrd Recontres de Moriond (Electroweak Interactions and Unified Theories)*, Les Arcs, France (1998) to be published.

[43] B.C.Allanach, S.F.King, Phys.Lett. B **328**, 360 (1994).

[44] G.K.Yeghiyan, E–prints archive, hep-ph/9904488 (1999). U.Ellwanger, C.Hugonie, E–prints archive, hep-ph/9909260 (1999).

Подписано к печати I6.03.00 Формат 60x90 I/I6
Усл.-печ.л.2,0. Уч.-изд.л.I,4. Тираж I00 экз. Заказ 8.
Индекс 3649

Отпечатано в ИТЭФ, II7259, Москва, Б.Черемушкинская, 25