

ОГРАНИЧЕНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ МИНИМАЛЬНОЙ СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

© 2018 г. А. Э. АЛЛАХВЕРДИЕВА, М. В. ДОЛГОПОЛОВ, Э. Н. РЫКОВА

Аннотация. Бозон Хиггса с массой $m_h = 126$ ГэВ был открыт на Большом адронном коллайдере в 2012 году. Это значение соответствует как стандартной модели физики элементарных частиц, так и массе легчайшего бозона Хиггса в минимальной суперсимметричной стандартной модели. В данной статье рассматривается модель МССМ с нарушением CP-инвариантности, которая содержит большое число варьируемых параметров. Используя экспериментальное значение массы бозона Хиггса, получены ограничения на параметры модели, определены феноменологические сценарии, и проведен анализ возможных областей пространства параметров.

ОГЛАВЛЕНИЕ

1. Введение		603
2. Минимальная суперсимметричная стандартная модель с явным нарушением пространственной и зарядовой симметрии (CP-инвариантности)		605
3. Ограничения на параметры модели		609
4. Заключение		612
Список литературы		613

1. ВВЕДЕНИЕ

Основная задача Большого адронного коллайдера после подтверждения бозона Хиггса — это изучение его свойств. Открытие бозона Хиггса 4 июля 2012 года завершило полувековой поиск последней частицы СМ и привело к новому этапу исследований в физике элементарных частиц, что позволило окончательно исключить ряд теорий и наложить ограничения на модели, предсказывающих данную частицу [3]. В экспериментах двух коллабораций ATLAS и CMS в каналах распада на два фотона и два Z бозона получено хорошее соответствие значения массы бозона Хиггса в районе $125 \div 126$ ГэВ. В настоящее время масса бозона Хиггса принимается равной $m_h = 125,5 \pm 1$ ГэВ.

Наиболее популярными тестируемыми моделями для изучения нарушения электрослабой симметрии являются стандартная модель физики элементарных частиц (СМ) и минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ). В отличие от СМ, в МССМ вводятся два скалярных дублета хиггсовских полей, что приводит к пяти физическим полям бозонов Хиггса. В низшем приближении в отсутствие CP-нарушения вводятся два CP-четных бозона Хиггса h и H , один CP-нечетный A и два заряженных H^\pm . Хиггсовский сектор МССМ определяется следующими параметрами: массой Z бозона m_Z , массой CP-нечетного бозона Хиггса m_A или массой заряженного бозона Хиггса m_{H^\pm} и отношением вакуумных ожиданий $\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}$. Массы CP-четных бозонов Хиггса определяются в терминах параметров МССМ, включая поправки высших порядков. Сектор Хиггса МССМ отличается от СМ, что приводит к изменению констант связи, ширин и брэнчингов распадов бозонов Хиггса. Например, открытый бозон Хиггса интерпретируется в МССМ как легкий CP-четный бозон, однако возможно и другое представление [12]: его можно сопоставить с тяжелым CP-четным бозоном с массой около 125 ГэВ, при этом каплинги взаимодействия CP-четного бозона Хиггса с калибровочными бозонами сильно подавлены, а масса CP-четного бозона Хиггса меньше нижней границы, установленной на коллайдере LEP.

Так как МССМ содержит очень много свободных параметров, хотя всего один отличающий ее сектор Хиггса от СМ, то при их анализе выделяют так называемые сценарии, соответствующие тем или иным экспериментальным данным. В статье рассмотрены ограничения на параметры модели МССМ с СР-нарушением, при которых наблюдаемый на эксперименте бозон Хиггса соответствует легкому СР-четному бозону. В разделе 2 рассмотрена модель с двумя дублетами скалярных полей и представлены параметры эффективного потенциала, а также получены массы бозонов Хиггса в МССМ с нарушением СР-инвариантности. В разделе 3 представлены ограничения на параметры модели и проведен анализ полученных результатов для бозонов Хиггса на ЛНС.

1.1. Проблемы стандартной модели. Хорошо известно, что эффекты электромагнитного, сильного и слабого взаимодействия частиц, наблюдающиеся как в экспериментах на ускорителях-коллайдерах, так и в других экспериментах (например, в экспериментальных исследованиях осцилляций нейтрино, редких распадов и космических лучей), в целом впечатляюще описываются стандартной моделью кварков и лептонов (СМ), в которой роль локальной группы симметрии выполняет группа $SU(2)_L \times U(1)_Y \times SU(3)_C$. Однако есть не решаемые СМ проблемы, которые не позволяют рассматривать ее как завершённую теорию. Прежде всего к ним относятся:

- (1) проблема калибровочных иерархий — стабильности квантовых поправок,
- (2) проблема унификации связей для трех типов взаимодействий,
- (3) проблема смешиваний и СР-нарушения.

Кроме того, СМ не включает гравитацию, в связи с чем за пределами модели находится заслуживающая самого пристального внимания проблема космологического члена¹ [16, 19] и связанные с ней вопросы, например, проблема ускоренного расширения Вселенной на современном этапе ее эволюции. Наиболее простым расширением СМ является минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ), в рамках которой удастся решить проблемы (1) и (2) и представить определенные аргументы, проливающие свет на проблему (3). В связи с экспериментальными данными последних лет об осцилляциях нейтрино (в экспериментах с выведенными пучками) было надежно установлено существование масс нейтрино и смешиваний в лептонном секторе [10, 15]. По этой причине проблема смешиваний (3) существенно усложнилась, поскольку мало ответить на традиционный вопрос, почему природе нужен механизм смешивания ароматов фундаментальных фермионов. Непонятно, почему различаются механизмы смешивания кварков и лептонов, а также каково происхождение механизма смешивания в слабых взаимодействиях, очевидно отсутствующее в других типах взаимодействий.

Нарушение симметрии взаимодействий частиц относительно преобразования Р пространственного отражения и одновременного преобразования С изменения знака заряда (нарушение СР-инвариантности) играет фундаментальную роль в космологической эволюции (см. ниже). Единственным источником нарушения СР-инвариантности в стандартной модели является матрица смешивания Кабиббо—Кобаяши—Маскава (матрица СКМ). Она естественным образом появляется в лагранжевых членах с участием заряженного тока вследствие определения массовых состояний кварков. Поворот «верхних» или же «нижних» кварков в калибровочно-инвариантных лагранжевых членах взаимодействия изодублетов и синглетов кварков со скалярным изодублетом (членом взаимодействия Юкавы), ответственных за генерацию масс кварков, необходим после спонтанного нарушения симметрии основного состояния для диагонализации матрицы, возникающей в членах второй степени по полям кварков (массовой матрицы). Другими словами, компоненты изодублетов, отвечающие преобразованиям группы локальной симметрии теории, не совпадают с полями, отвечающими определенным массовым состояниям. Для приведения $SU(2) \otimes U(1)$ состояний к массовым состояниям необходимо дополнительное линейное преобразование².

¹Наблюдаемая плотность энергии во Вселенной порядка 10^{-5} ГэВ/см³ = 10^{-46} ГэВ⁴ (в системе единиц $c = \hbar = 1$), что примерно соответствует нахождению одного протона в 1 куб. м. пространства (вместе с темной материей и темной энергией), в то время как плотность энергии основного состояния для электрослабых взаимодействий (соответствующей масштабу масс калибровочных бозонов W, Z) порядка 10^8 ГэВ⁴. Хотя это различие в 54 порядка не приводит к наблюдаемым противоречиям при расчетах в СМ, поскольку потенциальная энергия определена с точностью до константы, не ясна природа возникновения начинающегося с 53-го знака после запятой фактора, на который нужно умножить плотность энергии стандартной модели, чтобы перейти к реально наблюдаемой плотности энергии во Вселенной.

²Эта ситуация типична для любой модели и возникает не только в членах Юкавы, но также в кинетических членах скалярных полей, где для перехода к массовому базису нейтральных калибровочных полей γ и Z необходимо повернуть

Наиболее важные вопросы, на которые должны отвечать модели суперсимметрии в связи с астрофизическими наблюдениями и космологией, можно сформулировать следующим образом:

- (1) какова природа механизмов образования барионной асимметрии Вселенной?
- (2) какова природа темной материи?

Из результатов измерения реликтового фона WMAP [14, 17] и сканирования небесной сферы SDSS [4, 18] следует, что плотность¹ материи во Вселенной $\Omega_M h^2 = 0,14$, а плотность барионов $\Omega_B h^2 = 0,02$, т. е. плотность холодной темной материи равна 0,12 на уровне достоверности примерно 1σ . Эти данные достаточно точны и предъявляют специфические требования к возможным сценариям МССМ, где основными возможными кандидатами на роль темной материи являются нейтралито, гравитино и суперпартнер нейтрино.

Экспериментально наблюдаемое расширение Вселенной приводит к представлению о ее образовании в результате Большого взрыва. После раздувания (инфляционная стадия) и первичного разогрева должна происходить генерация барионной асимметрии первоначально симметричной по составу частиц и античастиц Вселенной, поскольку в наблюдаемой нами Вселенной практически нет антипротонов и антинейтронов. Принято считать, что барионная асимметрия возникает в результате электрослабого фазового перехода. Отметим, что фазовый переход в ранней Вселенной может происходить как в два этапа (фазовый переход объединения взаимодействий при температуре 10^{16} ГэВ, что, конечно, является сильным предположением, и далее электрослабый фазовый переход при температуре 10^2 ГэВ), так и одноэтапно, если максимальная температура после большого взрыва не достигала очень большого значения порядка 10^{16} ГэВ. Генерация барионной асимметрии не может произойти в рамках СМ (см. далее). После фазового перехода в ранней Вселенной происходит фазовый переход кварк-глюонной плазмы в адроны, отщепление (*freeze-out*, «закалка») нейтрино и первичный нуклеосинтез².

2. МИНИМАЛЬНАЯ СУПЕРСИММЕТРИЧНАЯ СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ С ЯВНЫМ НАРУШЕНИЕМ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ И ЗАРЯДОВОЙ СИММЕТРИИ (СР-ИНВАРИАНТНОСТИ)

В отличие от СМ, сектор Хиггса МССМ и сектор Юкавы МССМ включают два изодублета скалярных полей. Восемь степеней свободы этих изодублетов соответствуют, после спонтанного нарушения симметрии и перехода трех степеней свободы в калибровочный сектор, пяти бозонам Хиггса. В отличие от тривиального хиггсовского потенциала СМ (один бозон Хиггса, смешивания скаляров отсутствуют, потенциал СР-инвариантен) в МССМ картина гораздо сложнее и богаче по возможным следствиям. Потенциал Хиггса МССМ в общем случае построен из трех сверток изодублетов размерности 2 и семи сверток размерности 4. Таким образом, по сравнению с двумя параметрами μ и λ потенциала СМ мы имеем в случае общей двухдублетной модели десятипараметрическое (в случае действительных независимых параметров) выражение для плотности свободной энергии. Факторы при членах размерности 2 обозначаются μ_1, μ_2, μ_{12} ; факторы при членах размерности 4 обозначаются $\lambda_1, \dots, \lambda_7$. В двухдублетном потенциале возникают смешивания скалярных полей, его СР-инвариантность явно нарушена (вследствие того, что параметры $\mu_{12}, \lambda_5, \lambda_6, \lambda_7$ комплексные), основное состояние характеризуется двумя вакуумными средними, одно из которых в общем случае комплексное, что приводит к спонтанному нарушению СР-инвариантности. Двухдублетный сектор Хиггса МССМ с явным нарушением и спонтанным нарушением СР-инвариантности, массовые состояния бозонов Хиггса и смешивания изучались и были рассчитаны в работах [5–8, 11], поскольку можно было рассчитывать на прямую реконструкцию матрицы СКМ в двухдублетном секторе Юкавы за счет спонтанного нарушения симметрии, смешиваний и явного нарушения СР-инвариантности в двухдублетном эффективном хиггсовском потенциале. Получены аналитические выражения для массовых состояний и углов смешивания, соответствующие диагонализации эффективного однопетлевого хиггсовского потенциала МССМ в локальном минимуме.

калибровочное поле группы $U(1)$ и третью компоненту поля в присоединенном представлении группы $SU(2)$ на угол Вайнберга.

¹Здесь h обозначает постоянную Хаббла в единицах $100 \text{ км}/(\text{Мпк}\cdot\text{сек})$

²«Закалкой» (*freeze-out*) частиц называется прекращение их взаимной аннигиляции в горячей космической плазме при температуре порядка массы частиц или несколько меньшей.

Для анализа, отражающего основные черты феноменологии моделей суперсимметрии, необходимо использовать параметрически ограниченные разновидности МССМ [2]. В работах [5–8, 11] использовалась параметрически ограниченная разновидность МССМ, напоминающая mSUGRA (*minimal supergravity*, или *gravity mediated supersymmetry breaking*) [9, 13]. Отметим, что обычно используемые сценарии МССМ с точным сохранением CP-симметрии эффективного потенциала не выглядят естественно при передаче спонтанного нарушения в сектор SM как гравитационным, так и калибровочным взаимодействием. «Точная настройка» нулевых фаз не связана с какой-либо известной симметрией.

Чрезвычайное многообразие параметрических сценариев МССМ при нулевой температуре $T = 0$ и отсутствие каких-либо жестких возможностей дискриминации этих сценариев приводит к мысли о включении в анализ высокотемпературной эволюции Вселенной от постинфляционного разогрева при температуре в широком интервале $10^3 - 10^{16}$ ГэВ до охлаждения до нуля с промежуточным электрослабым фазовым переходом; известные константы SM определяют для температурной эволюции эффективного потенциала граничными условиями при $T = 0$. Картина такого рода представляется более объемной, лучше определенной и естественно возникает в рамках сценария космологической эволюции, неотъемлемой частью которого является термодинамическая эволюция системы образовавшихся после первичного разогрева частиц.

2.1. Параметры эффективного потенциала МССМ. Рассмотрим общую двухдублетную модель с нарушением CP-инвариантности и введем эффективный потенциал с действительными параметрами $\lambda_{1,\dots,4}$ и комплексными параметрами $\lambda_{5,6,7}$:

$$\begin{aligned}
 U(\Phi_1, \Phi_2) = & -\mu_1^2(\Phi_1^\dagger\Phi_1) - \mu_2^2(\Phi_2^\dagger\Phi_2) - \mu_{12}^2(\Phi_1^\dagger\Phi_2) - \mu_{12}^{*2}(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + \\
 & + \frac{\lambda_1}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2}(\Phi_2^\dagger\Phi_2)^2 + \lambda_3(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) + \lambda_4(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + \\
 & + \frac{\lambda_5}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_1^\dagger\Phi_2) + \frac{\lambda_5^*}{2}(\Phi_2^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + \\
 & + \lambda_6(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_1^\dagger\Phi_2) + \lambda_6^*(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + \lambda_7(\Phi_2^\dagger\Phi_2)(\Phi_1^\dagger\Phi_2) + \lambda_7^*(\Phi_2^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1). \quad (2.1)
 \end{aligned}$$

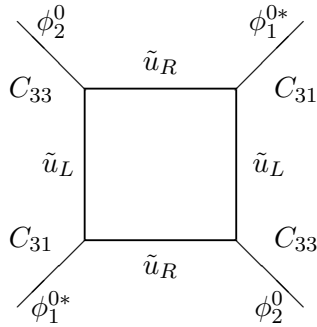
В древесном приближении на масштабе энергий M_{SUSY} все параметры $\lambda_{1,\dots,7}$ действительные и выражаются через константы связи g_1 и g_2 электрослабой группы калибровочной симметрии $SU(2) \otimes U(1)$:

$$\begin{aligned}
 \lambda_1^{M_{\text{SUSY}}} = \lambda_2^{M_{\text{SUSY}}} = \frac{1}{4}(g_2^2 + g_1^2) = \frac{m_Z^2}{2v^2}, \\
 \lambda_3^{M_{\text{SUSY}}} = \frac{1}{4}(g_2^2 - g_1^2) = \frac{8m_W^2 - 4m_Z^2}{4v^2}, \quad \lambda_4^{M_{\text{SUSY}}} = -\frac{1}{2}g_2^2 = -\frac{2m_W^2}{v^2}, \\
 \lambda_5^{M_{\text{SUSY}}} = \lambda_6^{M_{\text{SUSY}}} = \lambda_7^{M_{\text{SUSY}}} = 0. \quad (2.2)
 \end{aligned}$$

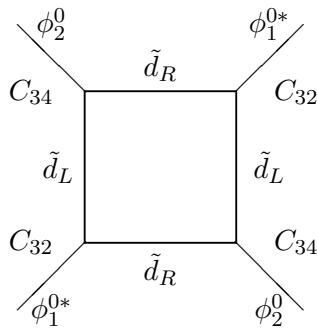
Нарушения CP-инвариантности потенциала на масштабе M_{SUSY} нет. Радиационные поправки к параметрам эффективного потенциала приводят к проявлению нарушения CP-инвариантности и могут быть получены явным расчетом однопетлевых диаграмм с двумя и четырьмя внешними линиями, обусловленных взаимодействием бозонов Хиггса с третьим поколением скалярных кварков. Для получения однопетлевых поправок к параметрам эффективного потенциала необходимо рассмотреть суперсимметричный скалярный потенциал взаимодействия бозонов Хиггса с третьим поколением суперпартнеров кварков, вершины взаимодействия которых для удобства представлены в табл. 1. В качестве примера ниже приведены однопетлевые диаграммы Фейнмана для расчета поправок к параметру λ_5 эффективного потенциала.

$\varphi_1^0 \tilde{u}_L \tilde{u}_R$	$-h_u \mu$	C_{31}
$\varphi_1^{0*} \tilde{d}_L \tilde{d}_R$	$h_d A_d$	C_{32}
$\varphi_2^{0*} \tilde{u}_L \tilde{u}_R$	$h_u A_u$	C_{33}
$\varphi_2^0 \tilde{d}_L \tilde{d}_R$	$-h_d \mu$	C_{34}
$\varphi_1^{0*} \varphi_1^0 \tilde{u}_L^* \tilde{u}_L$	$\frac{g_2^2}{4} - \frac{g_1^2}{12}$	C_{41}
$\varphi_1^{0*} \varphi_1^0 \tilde{d}_L^* \tilde{d}_L$	$-\frac{g_1^2}{12} - \frac{g_2^2}{4} + h_d^2$	C_{42}
$\varphi_1^{0*} \varphi_1^0 \tilde{u}_R^* \tilde{u}_R$	$\frac{g_1^2}{3}$	C_{43}
$\varphi_1^{0*} \varphi_1^0 \tilde{d}_R^* \tilde{d}_R$	$h_d^2 - \frac{g_1^2}{6}$	C_{44}
$\varphi_2^{0*} \varphi_2^0 \tilde{u}_L^* \tilde{u}_L$	$\frac{g_1^2}{12} - \frac{g_2^2}{4} + h_u^2$	C_{45}
$\varphi_2^{0*} \varphi_2^0 \tilde{d}_L^* \tilde{d}_L$	$\frac{g_1^2}{12} + \frac{g_2^2}{4}$	C_{46}
$\varphi_2^{0*} \varphi_2^0 \tilde{u}_R^* \tilde{u}_R$	$h_u^2 - \frac{g_1^2}{3}$	C_{47}
$\varphi_2^{0*} \varphi_2^0 \tilde{d}_R^* \tilde{d}_R$	$\frac{g_1^2}{6}$	C_{48}

Таблица 1. Вершины взаимодействия бозонов Хиггса с третьим поколением суперпартнеров кварков



$$C_{31}^2 C_{33}^2 I_2[m_Q, m_U]$$



$$C_{32}^2 C_{34}^2 I_2[m_Q, m_D]$$

После вычисления однопетлевых диаграмм получаем следующие поправки к параметрам эффективного потенциала λ_i :

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_1 &= C_{31}^4 I_2[m_Q, m_U] + C_{32}^4 I_2[m_Q, m_D] + \\ &\quad + C_{31}^2 (C_{41} I_1[m_Q, m_U] + C_{43} I_1[m_U, m_Q]) + \\ &\quad + C_{32}^2 (C_{42} I_1[m_Q, m_D] + C_{44} I_1[m_D, m_Q]); \\ \Delta\lambda_2 &= C_{33}^4 I_2[m_Q, m_U] + C_{34}^4 I_2[m_Q, m_D] + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + C_{33}^2(C_{45}I_1[m_Q, m_U] + C_{47}I_1[m_U, m_Q]) + \\
& + C_{34}^2(C_{46}I_1[m_Q, m_D] + C_{48}I_1[m_D, m_Q]); \\
\Delta(\lambda_3 + \lambda_4) & = C_{31}^2 C_{33}^2 I_2[m_Q, m_U] + C_{32}^2 C_{34}^2 I_2[m_Q, m_D] + \\
& + (C_{31}^2 C_{45} + C_{33}^2 C_{41})I_1[m_Q, m_U] + (C_{31}^2 C_{47} + C_{33}^2 C_{43})I_1[m_U, m_Q] + \\
& + (C_{32}^2 C_{46} + C_{34}^2 C_{42})I_1[m_Q, m_D] + (C_{32}^2 C_{48} + C_{34}^2 C_{44})I_1[m_D, m_Q]; \\
\Delta\lambda_5 & = C_{31}^2 C_{33}^2 I_2[m_Q, m_U] + C_{32}^2 C_{34}^2 I_2[m_Q, m_D]; \\
\Delta\lambda_6 & = C_{31}^3 C_{33} I_2[m_Q, m_U] + C_{32}^3 C_{34} I_2[m_Q, m_D] + \\
& + C_{31} C_{33} (C_{41} I_1[m_Q, m_U] + C_{43} I_1[m_U, m_Q]) + \\
& + C_{32} C_{34} (C_{42} I_1[m_Q, m_D] + C_{44} I_1[m_D, m_Q]); \\
\Delta\lambda_7 & = C_{31} C_{33}^3 I_2[m_Q, m_U] + C_{32} C_{34}^3 I_2[m_Q, m_D] + \\
& + C_{31} C_{33} (C_{45} I_1[m_Q, m_U] + C_{47} I_1[m_U, m_Q]) + \\
& + C_{32} C_{34} (C_{46} I_1[m_Q, m_D] + C_{48} I_1[m_D, m_Q]).
\end{aligned}$$

При расчетах константы связи Юкавы для третьего поколения скалярных кварков определены стандартным образом:

$$h_t = \frac{\sqrt{2} m_t}{v \sin \beta}, \quad h_b = \frac{\sqrt{2} m_b}{v \cos \beta}.$$

Трилинейные константы взаимодействия в скалярном секторе A_t , A_b и массовый параметр хиггсина μ в секторе взаимодействия скалярных кварков с хиггсовскими полями могут быть комплексными, приводя к нарушению СР-инвариантности в эффективном скалярном потенциале. Интегралы $I_1[m_i, m_j]$ и $I_2[m_i, m_j]$ ($i, j = (m_Q, m_U, m_D)$) в данной работе вычисляются для случая $m_Q = m_U = m_D = M_{SUSY}$:

$$\begin{aligned}
I_1[m_i, m_i] & = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{1}{(k^2 - m_i^2)^3} = \frac{1}{16\pi^2} \frac{1}{2m_i^2}, \\
I_2[m_i, m_i] & = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{1}{(k^2 - m_i^2)^4} = \frac{1}{16\pi^2} \left(-\frac{1}{6m_i^2} \right).
\end{aligned}$$

2.2. Массовые состояния бозонов Хиггса. Компоненты комплексных полей в $SU(2)$ -дублетах Φ_1 и Φ_2 не являются физическими полями, поэтому необходимо провести диагонализацию массового члена эффективного хиггсовского потенциала МССМ в локальном минимуме. В случае СР-сохранения сектор Хиггса двухдублетной модели содержит два заряженных бозона H^\pm , псевдоскалярный A и два скалярных h и H с $m_H > m_h$. В случае комплексных параметров μ и $A_{t,b}$ появляются также мнимые части параметров $\Delta\lambda_{5,6,7}$ и в массовом члене эффективного потенциала возникают зависящие от них смешанные слагаемые hA и HA , и массовая матрица бозонов Хиггса становится недиагональной. Для устранения недиагональных членов hA и HA проводится ортогональное преобразование в секторе h, H, A

$$(h, H, A) M^2 \begin{pmatrix} h \\ H \\ A \end{pmatrix} = (h_1, h_2, h_3) a_{ik}^T M_{kl}^2 a_{lj} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \\ h_3 \end{pmatrix}, \quad (2.3)$$

где массовая матрица имеет вид

$$M^2 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} m_h^2 & 0 & c_1 \\ 0 & m_H^2 & c_2 \\ c_1 & c_2 & m_A^2 \end{pmatrix}, \quad (2.4)$$

в результате чего появляются физические бозоны Хиггса h_1, h_2, h_3 , не обладающие определенной СР-четностью.

Квадраты масс физических бозонов Хиггса являются корнями кубического уравнения

$$(m_{h_i}^2)^3 + a_2(m_{h_i}^2)^2 + a_1(m_{h_i}^2) + a_0 = 0 \quad (2.5)$$

и определяются формулами Кардано ($m_{h_1}^2 \leq m_{h_2}^2 \leq m_{h_3}^2$)

$$m_{h_1}^2 = 2\sqrt{-q} \cos\left(\frac{\Theta + 2\pi}{3}\right) - \frac{a_2}{3}, \quad (2.6)$$

$$m_{h_2}^2 = 2\sqrt{-q} \cos\left(\frac{\Theta - 2\pi}{3}\right) - \frac{a_2}{3}, \quad (2.7)$$

$$m_{h_3}^2 = 2\sqrt{-q} \cos\left(\frac{\Theta}{3}\right) - \frac{a_2}{3}, \quad (2.8)$$

где

$$\Theta = \arccos \frac{r}{\sqrt{(-q^3)}}, \quad r = \frac{1}{54}(9a_1a_2 - 27a_0 - 2a_2^3), \quad q = \frac{1}{9}(3a_1 - a_2^2),$$

$$a_1 = m_h^2 m_H^2 + m_h^2 m_A^2 + m_H^2 m_A^2 - c_1^2 - c_2^2, \quad a_2 = -m_h^2 - m_H^2 - m_A^2,$$

$$a_0 = c_1^2 m_H^2 + c_2^2 m_h^2 - m_h^2 m_H^2 m_A^2.$$

3. ОГРАНИЧЕНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИ

Используя экспериментальное значение для массы бозона Хиггса $m_h = 125,5$ ГэВ, можно получить ограничения на параметры рассматриваемой модели. В работе построены контурные графики массы легчайшего бозона Хиггса для значений, лежащих в интервале $125 \text{ ГэВ} < m_h < 126 \text{ ГэВ}$ в зависимости от выбранных параметров.

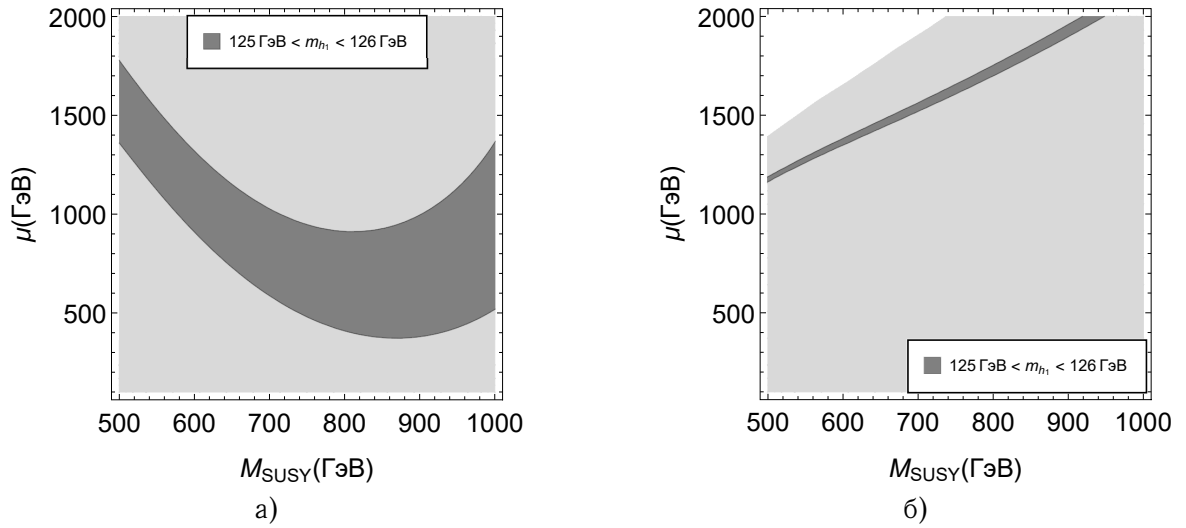


Рис. 1. Контурный график в плоскости μ – M_{SUSY} с выделенной областью $125 \text{ ГэВ} < m_{h_1} < 126 \text{ ГэВ}$ (темная область) при значениях параметров: $A_{t,b} = 1000 \text{ ГэВ}$, $m_{H^\pm} = 300 \text{ ГэВ}$, $\varphi = \frac{\pi}{3}$.

На рис. 1 представлены контурные графики в плоскости μ – M_{SUSY} . Остальные параметры зафиксированы при следующих значениях:

$$A_{t,b} = 1000 \text{ ГэВ}, \quad m_{H^\pm} = 300 \text{ ГэВ}, \quad \varphi = \frac{\pi}{3}.$$

При $\text{tg } \beta = 5$ (рис. 1(а)) видно, что физическое состояние бозона Хиггса с $125 \text{ ГэВ} < m_{h_1} < 126 \text{ ГэВ}$ возможно при любом значении $500 \text{ ГэВ} < M_{SUSY} < 1000 \text{ ГэВ}$. При увеличении $\text{tg } \beta$ до 50 необходимая область сужается и уменьшается допустимый диапазон $1100 \text{ ГэВ} < \mu < 2000 \text{ ГэВ}$ (рис.1(б)).

На рис. 2 представлены контурные графики в плоскости μ – A . Остальные параметры зафиксированы при следующих значениях: $M_{SUSY} = 500 \text{ ГэВ}$, $m_{H^\pm} = 300 \text{ ГэВ}$, $\varphi = \frac{\pi}{3}$, $\text{tg } \beta = 5$. Параметр μ может принимать любые значения. Однако на параметр $A_{t,b}$ накладываются сильные

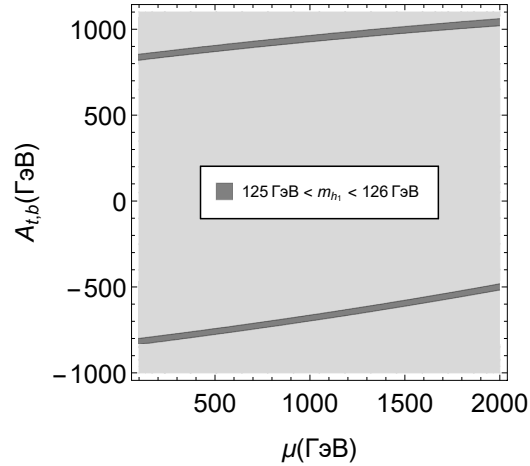


Рис. 2. Контурный график в плоскости μ — $A_{t,b}$ с выделенной областью $125 \text{ ГэВ} < m_{h_1} < 126 \text{ ГэВ}$ (темная область) при значениях параметров: $M_{SUSY} = 500 \text{ ГэВ}$, $m_{H^\pm} = 300 \text{ ГэВ}$, $\varphi = \frac{\pi}{3}$, $\text{tg } \beta = 5$.

ограничения: область, где $125 \text{ ГэВ} < m_{h_1} < 126 \text{ ГэВ}$ существует лишь при $|A_{t,b}| > 500 \text{ ГэВ}$ при заданных фиксированных параметрах.

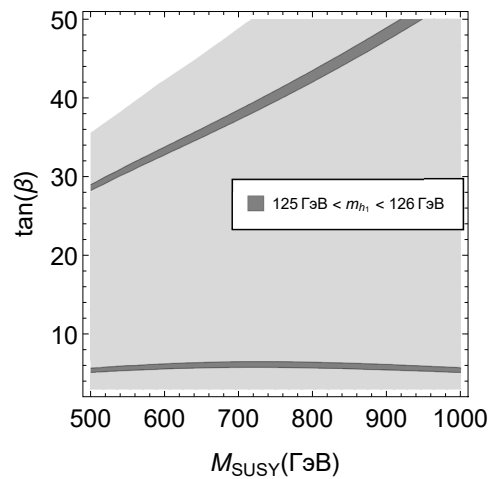


Рис. 3. Контурный график в плоскости M_{SUSY} — $\text{tg } \beta$ с выделенной областью $125 \text{ ГэВ} < m_{h_1} < 126 \text{ ГэВ}$ (темная область) при значениях параметров: $\mu = 2000 \text{ ГэВ}$, $A_{t,b} = 1000 \text{ ГэВ}$, $m_{H^\pm} = 300 \text{ ГэВ}$, $\varphi = \frac{\pi}{3}$.

На рис. 3 представлены контурные графики в плоскости M_{SUSY} — $\text{tg } \beta$. Остальные параметры зафиксированы при следующих значениях: $\mu = 2000 \text{ ГэВ}$, $A_{t,b} = 1000 \text{ ГэВ}$, $m_{H^\pm} = 300 \text{ ГэВ}$, $\varphi = \frac{\pi}{3}$. Анализ показывает, что при выбранных фиксированных параметрах области, соответствующие экспериментальному значению массы легчайшего бозона Хиггса, возможны только при малых $\text{tg } \beta < 5$ и больших $\text{tg } \beta > 28$ значениях. При заданных параметрах исключена область $5 < \text{tg } \beta < 28$.

На рис. 4 представлены контурные графики в плоскости φ — $\text{tg } \beta$. Остальные параметры зафиксированы при следующих значениях: $\mu = 2000 \text{ ГэВ}$, $A_{t,b} = 1000 \text{ ГэВ}$, $M_{SUSY} = 500 \text{ ГэВ}$, $m_{H^\pm} = 300 \text{ ГэВ}$. При любом φ возможны физические состояния бозона Хиггса с массой легчайшего бозона Хиггса, соответствующей экспериментальному значению. Однако на $\text{tg } \beta$ накладываются ограничения. Искомая область существует только при малых $\text{tg } \beta < 10$ и при больших $26 < \text{tg } \beta < 30$ значениях при заданных параметрах.

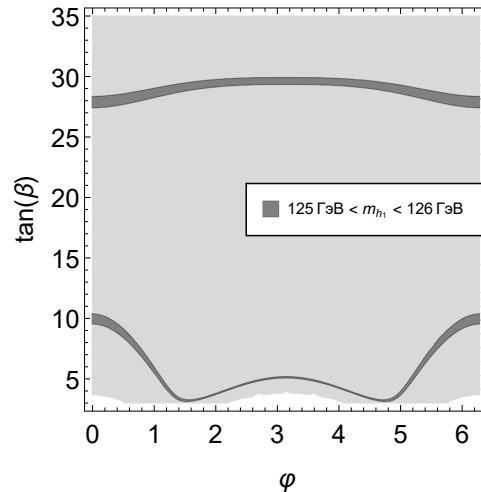


Рис. 4. Контурный график в плоскости φ — $\text{tg } \beta$ с выделенной областью $125 \text{ ГэВ} < m_{h_1} < 126 \text{ ГэВ}$ (темная область) при значениях параметров: $\mu = 2000 \text{ ГэВ}$, $A_{t,b} = 1000 \text{ ГэВ}$, $M_{SUSY} = 500 \text{ ГэВ}$, $m_{H^\pm} = 300 \text{ ГэВ}$.

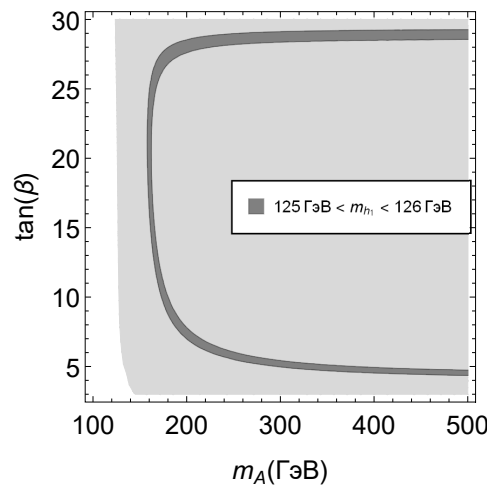


Рис. 5. Контурный график в плоскости m_A — $\text{tg } \beta$ с выделенной областью $125 \text{ ГэВ} < m_{h_1} < 126 \text{ ГэВ}$ (темная область) при значениях параметров: $\mu = 2000 \text{ ГэВ}$, $A_{t,b} = 1000 \text{ ГэВ}$, $M_{SUSY} = 500 \text{ ГэВ}$, $\varphi = \frac{\pi}{3}$.

На рис. 5 представлены контурные графики в плоскости m_A — $\text{tg } \beta$. Остальные параметры зафиксированы при следующих значениях: $\mu = 2000 \text{ ГэВ}$, $A_{t,b} = 1000 \text{ ГэВ}$, $M_{SUSY} = 500 \text{ ГэВ}$, $\varphi = \frac{\pi}{3}$. При $m_A < 150 \text{ ГэВ}$ параметр $\text{tg } \beta$ может принимать любые значения из диапазона 2–30, но при $m_A > 150 \text{ ГэВ}$ имеем только малые $\text{tg } \beta < 6$ или большие $\text{tg } \beta > 27$ значения.

На рис. 6 представлены контурные графики в плоскости m_A — $\text{tg } \beta$. Остальные параметры зафиксированы при следующих значениях: $\mu = 2000 \text{ ГэВ}$, $A_{t,b} = 1000 \text{ ГэВ}$, $M_{SUSY} = 500 \text{ ГэВ}$, $\varphi = \frac{\pi}{3}$. При любом m_A возможны физические состояния легкого бозона Хиггса в пределах $40 \text{ ГэВ} < m_{h_1} < 50 \text{ ГэВ}$. Однако необходимая область существует только в очень ограниченном диапазоне $43 < \text{tg } \beta < 46$.

На рис. 7 представлены двумерные графики в плоскости φ — $\text{tg } \beta$. Остальные параметры зафиксированы при следующих значениях: $\mu = 2000 \text{ ГэВ}$, $A_{t,b} = 1000 \text{ ГэВ}$, $M_{SUSY} = 500 \text{ ГэВ}$, $m_{H^\pm} = 300 \text{ ГэВ}$. Физические состояния легкого бозона Хиггса в пределах $40 \text{ ГэВ} < m_{h_1} < 50 \text{ ГэВ}$ возможны при любых значениях m_A . Однако необходимая область существует только в очень ограниченном диапазоне $43 < \text{tg } \beta < 46$.

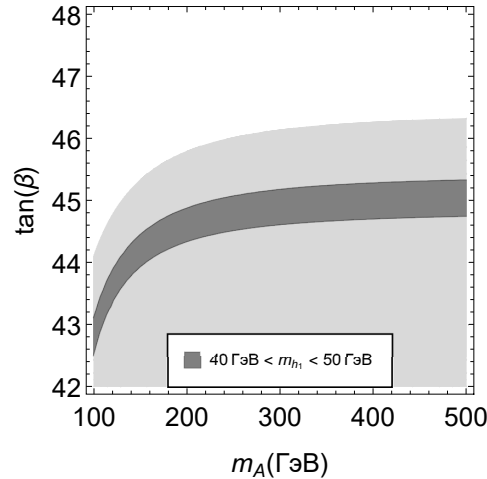


Рис. 6. Контурный график в плоскости $m_A - \text{tg } \beta$ с выделенной областью $40 \text{ ГэВ} < m_{h_1} < 50 \text{ ГэВ}$ (темная область) при значениях параметров: $\mu = 2000 \text{ ГэВ}$, $A_{t,b} = 1000 \text{ ГэВ}$, $M_{SUSY} = 500 \text{ ГэВ}$, $\varphi = \frac{\pi}{3}$.

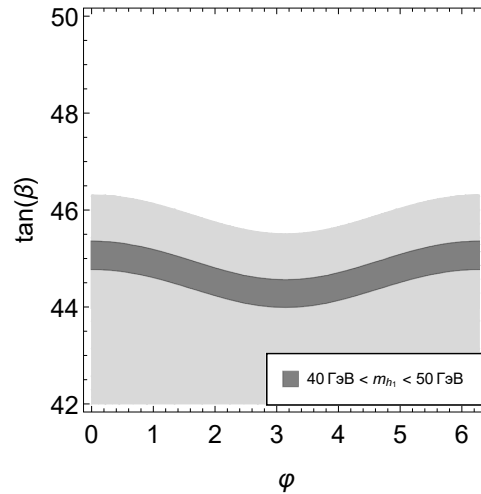


Рис. 7. Контурный график в плоскости $\varphi - \text{tg } \beta$ с выделенной областью $40 \text{ ГэВ} < m_{h_1} < 50 \text{ ГэВ}$ (темная область) при значениях параметров: $\mu = 2000 \text{ ГэВ}$, $A_{t,b} = 1000 \text{ ГэВ}$, $M_{SUSY} = 500 \text{ ГэВ}$, $m_{H^\pm} = 300 \text{ ГэВ}$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье рассмотрен общий скалярный сектор Хиггса с нарушением CP-инвариантности в МССМ. Представлен эффективный потенциал МССМ, включающий возможные однопетлевые поправки. Определены массовые состояния и однопетлевые поправки в безразмерные параметры эффективного потенциала в рамках минимальной суперсимметричной модели. Получены ограничения на параметры МССМ, представлены области параметров, допускающие соответствие экспериментальным результатам для массы бозона Хиггса. Отмечены ограничения на параметры модели МССМ с CP-нарушением, при которых наблюдаемый на эксперименте бозон Хиггса соответствует легкому CP-четному бозону.

Благодарности. Авторы выражают искреннюю признательность организаторам международной конференции Uzbek-Israel Scientific Conference «Contemporary Problems in Mathematics and Physics» (6–10 октября 2017 г.) за возможность представить и обсудить результаты исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Голенев Е. А., Гурская А. В., Долгополов М. В., Рыкова Э. Н.* Потенциал Хиггса в неминимальной суперсимметричной модели при температуре фазового перехода// В сб.: «Contemporary Problems in Mathematics and Physics: Abstracts of the Uzbek-Israel International Conference». — Ташкент: Национальный ун-т Узбекистана, 2017. — С. 152–155.
2. *Дубинин М. Н., Петрова Е. Ю.* Упрощенные параметрические сценарии МССМ после открытия бозона Хиггса// Ядер. физ. — 2017. — 79, № 4. — С. 302–314.
3. *Казаков Д. И.* Хиггсовский бозон открыт. Что дальше?// Усп. физ. наук. — 2014. — 184, № 9. — С. 1004–1016.
4. *Aihara H. и др.* The eighth data release of the Sloan Digital Sky Survey: first data from SDSS-III// *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2011. — 193, № 2. — DOI: 10.1088/0067-0049/193/2/29.
5. *Akhmetzyanova E. N., Dolgoplov M. V., Dubinin M. N.* Higgs bosons in the two-doublet model with CP violation// *Phys. Rev. D.* — 2005. — 71, № 7. — 075008.
6. *Akhmetzyanova E. N., Dolgoplov M. V., Dubinin M. N.* Higgs bosons in the two-doublet model involving CP violation// *Phys. Atom. Nucl.* — 2005. — 68, № 11. — С. 1851–1865.
7. *Akhmetzyanova E. N., Dolgoplov M. V., Dubinin M. N.* Self-couplings of Higgs bosons in the scenarios with CP-even/CP-odd mixing// В сб.: «CP studies and non-standard Higgs physics. Proc. of CERN Workshop». — Geneva: CERN, 2006. — С. 133–139.
8. *Akhmetzyanova E. N., Dolgoplov M. V., Dubinin M. N.* Violation of CP invariance in the two-doublet Higgs sector of the MSSM// *Phys. Part. Nucl.* — 2006. — 37. — С. 677–734.
9. *de Boer W.* Grand unified theories and supersymmetry in particle physics and cosmology// *Prog. Part. Nucl. Phys.* — 1994. — 33. — С. 201–301.
10. *Dolgov A. D., Hansen S. H., Pastor S., Semikoz D. V.* Unstable massive tau-neutrinos and primordial nucleosynthesis// *Nucl. Phys. B.* — 1999. — 548, № 1–3. — С. 385–407.
11. *Dubinin M. N., Semenov A. V.* Triple and quartic interactions of Higgs bosons in the two-Higgs-doublet model with CP violation// *Eur. Phys. J.* — 2003. — 28, № 2. — С. 223–236.
12. *Gurskaya A. V., Dolgoplov M. V., Rykova E. N.* Higgs bosons in Standard Model extensions// *Phys. Part. Nucl.* — 2017. — 48, № 5. — С. 822–826.
13. *Hall L., Lykken J., Weinberg S.* Supergravity as the messenger of supersymmetry breaking// *Phys. Rev. D.* — 1983. — 27, № 10. — С. 2359–2378.
14. *Komatsu E. и др.* Seven-year Wilkinson microwave anisotropy probe (WMAP) observations: cosmological interpretation// *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2011. — 192, № 2. — DOI: 10.1088/0067-0049/192/2/18.
15. *Lesgourgues J., Pastor S.* Massive neutrinos and cosmology// *Phys. Rep.* — 2006. — 429, № 6. — С. 307–379.
16. *Sahni V., Starobinsky A. A.* The case for a positive cosmological Λ -term// *Int. J. Mod. Phys. D.* — 2000. — 9, № 4. — С. 373–444.
17. *Spergel D. N. и др.* First year Wilkinson microwave anisotropy probe (WMAP) observations: determination of cosmological parameters// *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2003. — 148, № 1. — С. 175–194.
18. *Tegmark M. и др.* Cosmological parameters from SDSS and WMAP// *Phys. Rev. D.* — 2004. — 69, № 10. — 103501.
19. *Weinberg S.* The cosmological constant problem// *Rev. Mod. Phys.* — 1989. — 61, № 1. — С. 1–23.

А. Э. Аллахвердиева

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С. П. Королева, кафедра общей и теоретической физики, 443011, г. Самара, ул. Академика Павлова, д. 1
E-mail: elzarykova@gmail.com

М. В. Долгополов

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С. П. Королева, лаборатория математической физики, 443011, г. Самара, ул. Академика Павлова, д. 1
E-mail: mikhaildolgoplov68@gmail.com

Э. Н. Рыкова

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С. П. Королева, лаборатория математической физики, 443011, г. Самара, ул. Академика Павлова, д. 1
E-mail: elzarykova@gmail.com

Restrictions on Parameters of Minimal Supersymmetric Standard Model

© 2018 **A. E. Allakhverdieva, M. V. Dolgoplov, E. N. Rykova**

Abstract. Higgs boson with mass $m_h = 126$ GeV was discovered at Large Hadron Collider in 2012. Its mass corresponds both to Standard Model of elementary-particles physics and to the mass of the most lightweight Higgs boson in the minimal supersymmetric Standard Model. In this paper, we consider the MSSM model not preserving CP-invariance that contain a large number of parameters to be varied. Using the experimental value of the Higgs boson mass, we obtain the restrictions on the parameters of the model, describe phenomenological scenarios, and analyze possible areas of the space of parameters.

REFERENCES

1. E. A. Golenev, A. V. Gurskaya, M. V. Dolgoplov, and E. N. Rykova, "Potentsial Khiggsa v neminimal'noy supersimmetrichnoy modeli pri temperature fazovogo perekhoda" [Higgs potential in nonminimal supersymmetric model at the temperature of the phase change], In: *Contemporary Problems in Mathematics and Physics: Abstracts of the Uzbek-Israel International Conference*, Uzbekistan Nat. Univ., Tashkent, 2017, pp. 152–155 (in Russian).
2. M. N. Dubinin and E. Yu. Petrova, "Uproshchennye parametricheskie stsenarii MSSM posle otkrytiya bozona Khiggsa" [Simplified parametric scenarios of MSSM after the Higgs boson discovery], *Yader. fiz.* [Nucl. Phys.], 2017, **79**, No. 4, 302–314 (in Russian).
3. D. I. Kazakov, "Khiggsovskiy bozon otkryt. Chto dal'she?" [Higgs boson has been discovered. What next?], *Usp. fiz. nauk* [Progr. Phys. Sci.], 2014, **184**, No. 9, 1004–1016 (in Russian).
4. H. Aihara et al., "The eighth data release of the Sloan Digital Sky Survey: first data from SDSS-III," *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 2011, **193**, No. 2, DOI: 10.1088/0067-0049/193/2/29.
5. E. N. Akhmetzyanova, M. V. Dolgoplov, and M. N. Dubinin, "Higgs bosons in the two-doublet model with CP violation," *Phys. Rev. D*, 2005, **71**, No. 7, 075008.
6. E. N. Akhmetzyanova, M. V. Dolgoplov, and M. N. Dubinin, "Higgs bosons in the two-doublet model involving CP violation," *Phys. Atom. Nucl.*, 2005, **68**, No. 11, 1851–1865.
7. E. N. Akhmetzyanova, M. V. Dolgoplov, and M. N. Dubinin, "Self-couplings of Higgs bosons in the scenarios with CP-even/CP-odd mixing," In: *CP studies and non-standard Higgs physics. Proc. of CERN Workshop*, CERN, Geneva, 2006, pp. 133–139.
8. E. N. Akhmetzyanova, M. V. Dolgoplov, and M. N. Dubinin, "Violation of CP invariance in the two-doublet Higgs sector of the MSSM," *Phys. Part. Nucl.*, 2006, **37**, 677–734.
9. W. de Boer, "Grand unified theories and supersymmetry in particle physics and cosmology," *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 1994, **33**, 201–301.
10. A. D. Dolgov, S. H. Hansen, S. Pastor, and D. V. Semikoz, "Unstable massive tau-neutrinos and primordial nucleosynthesis," *Nucl. Phys. B*, 1999, **548**, No. 1–3, 385–407.
11. M. N. Dubinin and A. V. Semenov, "Triple and quartic interactions of Higgs bosons in the two-Higgs-doublet model with CP violation," *Eur. Phys. J.*, 2003, **28**, No. 2, 223–236.
12. A. V. Gurskaya, M. V. Dolgoplov, and E. N. Rykova, "Higgs bosons in Standard Model extensions," *Phys. Part. Nucl.*, 2017, **48**, No. 5, 822–826.
13. L. Hall, J. Lykken, and S. Weinberg, "Supergravity as the messenger of supersymmetry breaking," *Phys. Rev. D*, 1983, **27**, No. 10, 2359–2378.
14. E. Komatsu et al., "Seven-year Wilkinson microwave anisotropy probe (WMAP) observations: cosmological interpretation," *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 2011, **192**, No. 2, DOI: 10.1088/0067-0049/192/2/18.
15. J. Lesgourgues and S. Pastor, "Massive neutrinos and cosmology," *Phys. Rep.*, 2006, **429**, No. 6, 307–379.
16. V. Sahni and A. A. Starobinsky, "The case for a positive cosmological Λ -term," *Int. J. Mod. Phys. D*, 2000, **9**, No. 4, 373–444.
17. D. N. Spergel et al., "First year Wilkinson microwave anisotropy probe (WMAP) observations: determination of cosmological parameters," *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 2003, **148**, No. 1, 175–194.
18. M. Tegmark et al., "Cosmological parameters from SDSS and WMAP," *Phys. Rev. D*, 2004, **69**, No. 10, 103501.
19. S. Weinberg, "The cosmological constant problem," *Rev. Mod. Phys.*, 1989, **61**, No. 1, 1–23.

A. E. Allakhverdieva
Samara National Research University, Samara, Russia
E-mail: elzarykova@gmail.com

M. V. Dolgoplov
Samara National Research University, Samara, Russia
E-mail: mikhaildolgopolov68@gmail.com

E. N. Rykova
Samara National Research University, Samara, Russia
E-mail: elzarykova@gmail.com