

УДК 539.12

К ЗНАЧЕНИЮ КОНСТАНТЫ ЧЕТЫРЕЛИНЕЙНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВЕЩЕСТВЕННЫХ СКАЛЯРОВ В СТАДАРТНОЙ $SU(2) \times U(1)$ - ТЕОРИИ

^{1,2,a)}Агамалиева Л.А., ^{3,б)}Амиралиева Ш.А., ^{4,в)}Амирова Л.И.,
^{3,з)}Гасанли Г.А., ^{5,6,д)}Джафаров Р.Г., ^{4,7,е)}Муталлимов М.М.

- ¹⁾ Бакинский филиал Московского 1-го Медицинского Института им. Сеченева, БАКУ, АЗЕРБАЙДЖАН
²⁾ Кафедра строения вещества, Бакинский Государственный Университет, БАКУ, АЗЕРБАЙДЖАН
³⁾ Физический факультет, Бакинский Государственный Университет, БАКУ, АЗЕРБАЙДЖАН
⁴⁾ Институт Прикладной Математики, Бакинский Государственный Университет, БАКУ, АЗЕРБАЙДЖАН
⁵⁾ Кафедра теоретической физики, Бакинский Государственный Университет, БАКУ, АЗЕРБАЙДЖАН
⁶⁾ Институт Физических Проблем, Бакинский Государственный Университет, БАКУ, АЗЕРБАЙДЖАН
⁷⁾ Институт информационных технологий, БАКУ, АЗЕРБАЙДЖАН

^{a)}ag.leyla@hotmail.com, ^{б)}sebnememraliyev@gmail.com, ^{в)}kamhas06@rambler.ru, ^{д)}hasanlygultakin@gmail.com,
^{з)}r.g.jafarov@gmail.com, ^{е)}mutallim@mail.ru

Аннотация

В $SU(2) \times U(1)$ теории электрослабого взаимодействия исследуется константа четырехлинейного взаимодействия вещественных скалярных полей. С применением лестничного приближения находится асимптотика амплитуды рассеяния соответствующих хиггсовских скаляров через решение интегрального уравнения Бете-Солпитера в виде реджевской асимптотики, где реджевский показатель включает в себя массу хиггсовского бозона $M_{H^0} \approx 125 \text{ ГэВ}$, константы $v \approx 250 \text{ ГэВ}$ трилинейного взаимодействия вещественных скалярных, несостоявшихся голдстоуновских полей a также λ -константы четырехлинейного взаимодействия вещественных скалярных и несостоявшихся голдстоуновских полей. При этом удается определить верхний предел значений λ , согласующийся со значением нижнего предела ограничения Линде-Вайнберга.

Ключевые слова: *Спонтанное нарушение симметрии, хиггсовская частица, непертурбативные приближения*

Общие положения и введение

Согласно модели Большого Взрыва после образования кварк-глюонной плазмы, новорожденная вселенная, расширяясь, стала также равномерно заполняться так называемым полем Хиггса, которое создавало неограниченное количество чисел хиггсовских скалярных нейтральных частиц. При этом они, взаимодействуя между собой (пунктирные линии на Рис.1) и с другими ранее безмассовыми частицами (прямая линия на Рис.2), которые рождались из физического вакуума и двигаясь сквозь хиггсовские поля и приобретая инертность, тем самым становились массивными с физической точки зрения. Выражаясь иными словами, ранее безмассовая частица, оказываясь в окруженном облаке хиггсовских скаляров, проходя через вакуум и взаимодействуя с виртуальной частицей Хиггса, приобретает динамическую массу [1, 2]. При этом, если частица очень массивная, то она взаимодействует с большим количеством виртуальных хиггсовских бозонов и при наличии достаточной энергии согласно теории создаются настоящие частицы Хиггса (пунктирная линия вылетающей скалярной частицы H^0 на Рис.1 и Рис.2. Далее по тексту статьи вместо хиггсовской скалярной частицы иногда будет использоваться термин хиггсон). Первично безмассовая частица оказывается массивной, в подобие замедления частицы с избыточной

массой при движении по вязкой жидкости. Но из-за отсутствия исходной энергии, которая как бы конденсировалась, эти прояснения на наш взгляд не совсем достаточны с точки зрения стандартной физики, что и приводит к требованию дополнительного теоретического исследования взаимодействий хиггсонов как с самими собой, так и с другими частицами, вытекающими из теории со спонтанным нарушением симметрии. Теоретическое определение верхней границы массы хиггсовской частицы $< 350 \text{ ГэВ}$ (при учете малых значений константы взаимодействия по теории возмущения (ТВ)) [1] уже экспериментально подтверждена в Большом Адронном Коллайдере (БАК) при столкновениях протон-антипротон [3, 4]. При этом изредка встречаются различные мнения (см. [5] цитируемые там другие источники) о природе этой обнаруженной частицы.

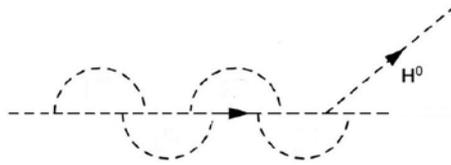


Рис.1.

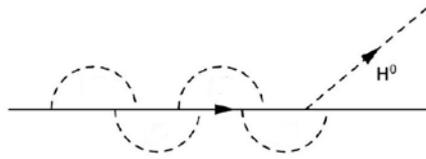


Рис.2.

Весьма целесообразно при помощи правил диаграмной техники Фейнмана определить константу взаимодействия новорожденных частиц с частицами хиггсовского поля в процессах рассеяния и распада. В пользу такого подхода теоретического определения константы взаимодействия может послужить отсутствие исходной энергии, которая конденсируется *цеплением* в массу новорожденной частицы. В пользу этих рассуждений в физике широко известны явления, будучи изначально не заложенные в природе в силу различного рода спонтанного нарушения симметрий. Одно из такого рода спонтанных нарушений симметрии заложено в основе теории электрослабого взаимодействия, квантами которой наряду с квантами электромагнитного поля A_μ , являются и векторные бозоны W , Z^0 . Теоретически можно определить константу трilinearного и четырехлинейного взаимодействий скалярных вещественных полей путем исследования допустимых сохранением квантовых чисел взаимодействий хиггсонов с различными частицами. С определением удобной калибровки можно вычислить процессы с участием хиггсонов и, тем самым, предсказать информацию для экспериментов в изучении специфики подобных процессов.

Путем исследования за рамками ТВ по константе связи уравнения Эдвардса для соответствующих вершинных функций и лестничных интегральных уравнений Бете-Солпитера (БС) для амплитуды рассеяния, можно описать, например распад хиггсона на два Z^0 -бозона, или рассеяния двух массивных Z^0 бозонов, W^\pm -бозонов и t -кварков с обменом бесконечного количества виртуальных хиггсонов (см. рис. 3, 4, 5), соответственно. Т.к., хиггсон H^0 взаимодействует с очень тяжелыми частицами, предпочтительно с W , Z^0 бозонами, или t -кварками, а затем с лептоном или b -кварком и не связан (напрямую) с безмассовыми фотонами или глюонами, то создается возможность теоретически исследовать процессы образования частиц Хиггса за пределами ТВ, как через аннигиляцию электрон-позитронной пары в возбужденный Z^0 -бозон с дальнейшим распадом на Z^0 бозон и хиггсон

H^0 и образованием пары фотонов ($H \rightarrow 2\gamma$) [1, 2, 6, 7, 8, 9] (см. рис. 6). А затем исследовать модельное рождение H^0 через треугольную диаграмму t -кварка, образованную в результате взаимодействия глюонов (см. Рис. 7).

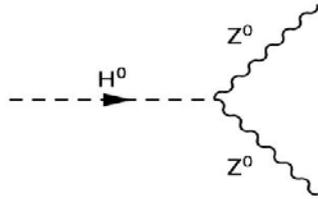


Рис.3

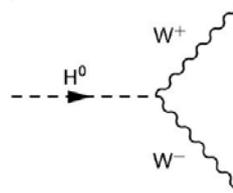


Рис.4

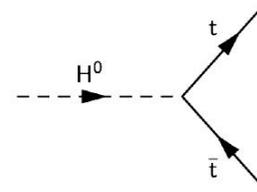


Рис.5

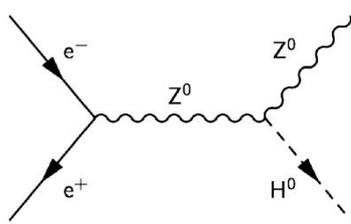


Рис.6

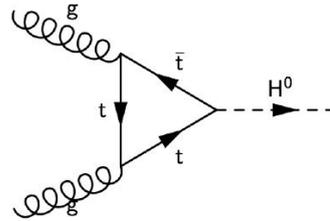


Рис.7

Прежде всего представляет методологический интерес исследовать процессы рассеяния хиггсонов (в силу их физического образования согласно механизму Рис.1) и распада хиггсона на две массивные скалярные частицы и заряженные векторные частицы (см. Рис.3 и Рис.4 согласно приобретению ими физических масс по механизму Рис.2). Измерение константы связи хиггсона в стандартной модели (СМ) может быть аргументом в пользу его природы в этой же модели[3, 4]. Хотя открытие этой скалярной частицы, безусловно, подтверждает наше понимание о генерации массы частиц, тем не менее, она ограничивает типы теорий, которые могли бы быть предложены за рамками СМ. Например, некоторые простейшие суперсимметричные модели предсказывают массу хиггсона меньше измеренного значения массы $M_{H^0} \approx 125 \div 126 \text{ ГэВ}$ (см. например [6]). Такая ситуация требует более детального исследования измерения массы и константы взаимодействия хиггсона в различных приближениях. Для достижения этой цели в настоящее время предпринимаются различные подходы (см.[5] и цитируемые там источники). Есть мнение, что рассеяния частиц в глубоко-неупругой области изменения импульса передается обменом целой траектории частиц [10, 11, 12]. При этом вычисления амплитуд рассеяний частиц в основном ведутся в рамках метода ТВ. Общеизвестно, что выход за рамки ТВ в калибровочной теории поля приводит к нетривиальным результатам (см. например [13] и цитируемые там источники). Также известно, что суммирование диаграмм лестничного типа всегда приводит к интегральным уравнениям типа БС для амплитуды рассеяния [14, 15, 16, 17] в различных моделях квантовой теории поля (КТП). При вычислении асимптотики амплитуды рассеяния конкретных процессов при высоких энергиях, с технической точки зрения, удобным является метод, предложенный в [16] и развитый в последующих работах [17]. В силу вышеизложенного отметим, что применения непertурбативных методов на основе интегральных уравнений могут оказаться полезными и при изучении квантовых флуктуаций. Одним из этих методов является метод изучения вершинной функции в лестничном приближении на основе уравнения Эдвардса, в результате применения которого и был обнаружен не физический полюс Ландау даже вне рамок ТВ (см.[18] и цитируемые там источники).

Можно предположить, что как составная частица H^0 – бозон возникает как связанное или резонансное состояние и является следствием взаимодействия между элементарными

частицами. Эти составные частицы будут лежать на траекториях, по аналогии с тем, как это представляется в потенциальном рассеянии. Для того чтобы получить такие составные частицы, необходимо рассмотреть бесконечные совокупности фейнмановских диаграмм, где ряду ТВ можно придать некоторый смысл, и он кажется весьма правдоподобным. При этом более интересным может стать приближение суммирования диаграмм лестничного и радужного типов. В большинстве вероятных механизмов рождение хиггсовской частицы через взаимодействия с тяжелыми фермионами и калибровочными бозонами менее подавлено [1]. Даже в процессе $ee^+ \rightarrow Z^0 H^0$ при полной энергии $\sqrt{s} \approx 200 \text{ ГэВ}$ возможно рождение хиггсовской частицы с массой около 100 ГэВ и сечением более 10^{-37} см^2 , которое соответствует одному событию в день. [19]. Как известно, в СМ нет физической заряженной хиггсовской частицы. Но во многих расширениях модели такие частицы имеются, что и приводит к более богатой феноменологии [20]. Так как значения масс и констант связи этих частиц не сильно ограничиваются теорией, то они также могут рождаться в электрон-позитронной аннигиляции фотонного обмена. С другой стороны, согласно модели техницвета хиггсовские бозоны являются очень тяжелыми $m_{H^0} \approx 1 \text{ ТэВ}$ и составными частицами, которые предполагаются как техникварки, взаимодействующие между собой техноглюонами с радиусом конфайнмента для техницветового взаимодействия порядка 1 ТэВ^{-1} . Как известно, в случае хиггсовских бозонов с массами порядка 1 ТэВ должно иметь место сильное взаимодействие между H^0 , W и Z^0 [9].

В настоящей работе в рамках стандартной теории $SU(2) \times U(1)$ электрослабого взаимодействия с R_ξ калибровкой нами предпринята попытка определить значение константы четырехлинейного взаимодействия хиггсовских бозонов в лестничном приближении [1] через амплитуды рассеяния, что может быть базой для изучения процессов типа $ee^+ \rightarrow Z^{0*} \rightarrow Z^0 H^0$, а также вне рамок ТВ исследования рождения хиггсовского бозона СМ в инклюзивном канале протон-антипротонного ($p\bar{p}$) столкновений [3, 4].

1. Модель

В стандартной теории электрослабых взаимодействий скалярные поля между собой взаимодействуют трilinearно и четырехлинейно с константами взаимодействий ν и λ соответственно. Если известна определенная информация о константе трilinearного взаимодействия ν , то встречается о константе четырехлинейного взаимодействия λ очень мало информации.

Также из СМ известно, что масса физической хиггсовской скалярной частицы определяется как [1],

$$M_{H^0} = (2\lambda)^{1/2} \nu. \quad (1)$$

Используя экспериментальные значения массы физической хиггсовской скалярной частицы [3,4]

$$M_{H^0} \approx 125 \text{ ГэВ}, \quad (2)$$

и экспериментальное значение константы $\nu \approx 250 \text{ ГэВ}$ [1], удается получить простое

определение значения константы $\lambda = \frac{M_{H^0}^2}{2\nu^2} \approx 0.125$, которое явно противоречит ограничению

Линде-Вайнберга [1, 21, 22, 23], основная идея которого заключается в нижнем лимите значения константы λ . Таким образом, если константа λ слишком мала ($\lambda < 1$), то однопетлевые вклады (в частном случае петли калибровочного бозона) в эффективном потенциале $V(\phi)$, соответствующие беспетлевому и однопетлевым вкладам [1, 21],

становятся более существенными и приводят к тому, что $V(\langle\phi\rangle \neq 0)$ становится больше, чем $V(\langle\phi\rangle = 0)$. Это является прямым доказательством исчезновения спонтанного нарушения симметрии. В случае суммирования бесконечного числа однопетлевых диаграмм с четырёхлинейными вершинами, если комплексные скалярные поля ϕ разложить на вещественные поля [1]

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_3 + i\phi_4 \\ \phi_1 + i\phi_2 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

то получается

$$\phi \equiv \phi^+ \phi = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^4 \phi_i^2, \quad (4)$$

где $\langle\phi^2\rangle_0 = \frac{1}{2} \langle\phi_1\rangle_0^2 = \frac{\nu^2}{2}$ эффективный потенциал может зависеть только от ϕ^2 . Тогда достаточно вычислить в явном виде однопетлевые диаграммы (или суммирование лестничных и петлевых диаграмм) с внешними линиями ϕ_1 и учитывая, что поля ϕ_1 и ϕ_2 в $\phi = \phi_1 + i\phi_2$ нормированы как все поля в (3), то вполне реально использовать правила Фейнмана для $SU(2) \times U(1)$ теории в ковариантной R_ξ калибровке.

Предпримем попытку определения большие значения константы λ четырёхлинейного взаимодействия хиггсовских скалярных полей на основе рассеяния хиггсонов в лестничном приближении $H^0 H^0 \rightarrow H^{0*} \rightarrow H^0 H^0$ в R_ξ калибровке [1]. Это может быть также базой для изучения процесса типа аннигиляции хиггсонов в возбужденный хиггсон, как двухчастичный (bubble exchange) с дальнейшим распадом на два хиггсона СМ. Т.к. такая вершина $V_{H^0 H^0 H^0 H^0} = -bi\lambda$ в отличие вершины $V_{H^0 H^0 H^0} = -bi\nu\lambda$ не включает в себя константу трилинейного взаимодействия ν , (т.е. ν никак не влияет на теоретическое определение значения λ) и может быть полезной для более корректного определения верхней границы значения константы четырёхлинейного взаимодействия вещественных скалярных бозонов.

В предложенной модели суммируются лестничные диаграммы для стандартной $SU(2) \times U(1)$ - теории в R_ξ - ковариантной калибровке со спонтанным нарушением симметрии с лагранжианом взаимодействия (L_{int})

$$L_{int} = gA_\mu (\partial^\mu \phi_1' \phi_2' - \partial^\mu \phi_2' \phi_1') + \frac{1}{2} g^2 A_\mu A^\mu (\phi_1'^2 + \phi_2'^2) - \frac{\lambda}{4} (\phi_1'^2 + \phi_2'^2)^2 + g^2 \nu A^\mu A_\mu \phi_1' - \lambda \nu \phi_1' (\phi_1'^2 + \phi_2'^2),$$

где A_μ - канонические переменные электромагнитного поля, $\phi' = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$ - скалярные

поля, соответствующие частицам Хиггса, ϕ_2 - несостоявшиеся голдстоуновские бозоны и g, λ, ν - соответствующие константы взаимодействия между полями. При этом не учитываются диаграммы, приведенные на Рис.8.

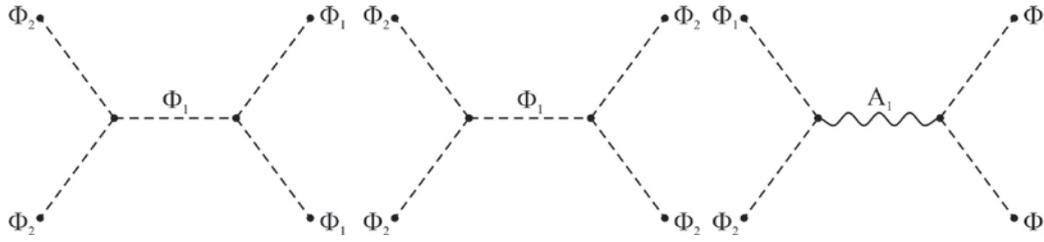


Рис.8.

2. Уравнение для амплитуды рассеяния и значения константы четырехлинейного взаимодействия хиггсовских полей

Уравнение БС для амплитуды $F(s, p^2, p'^2)$ рассеяния вперед имеет вид

$$F(s, p^2, p'^2) = V^2(\lambda, \nu)\Delta(p, p') + \frac{1}{(2\pi)^4} \int d^4q F(s', q^2, p'^2) V^2(\lambda, \nu) \Delta^2(p - q) \Delta(q), \quad (5)$$

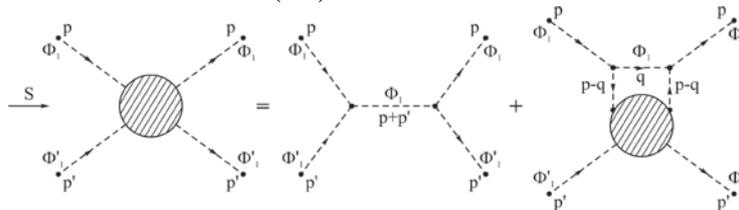


Рис.9. Графический вид уравнения (5)

где $V_{H^0 H^0 H^0} = -6i\nu\lambda$ - трилинейная вершина вещественных скаляров, $\Delta(k) = [k^2 - M_{H^0}^2]^{-1}$ - пропагатор хиггсовской частицы, s - полная энергия, p, p' - четыре импульса налетающих скалярных частиц.

В работе [24] на базе уравнения (5) согласно правилам Куткосского [25] построено уравнение для мнимой части амплитуды $A(s) = A|_{p^2=M_{H^0}^2, p'^2=M_{H^0}^2} + \Delta A|_{p^2 \neq M_{H^0}^2, p'^2 \neq M_{H^0}^2}$, с учетом того, что поправка к амплитуде ΔA за счет выхода на массовую поверхность при высоких энергиях $s \rightarrow \infty$ очень мала (порядка $(p^2 - M_{H^0}^2)/s, (p'^2 - M_{H^0}^2)/s$). Найдено решение в виде реджевской асимптотики $A(s) = s^\alpha$, где реджевский показатель имеет вид [24]:

$$\alpha = \frac{1}{2} \left(3 \pm \sqrt{1 + \left(\frac{3\lambda\nu}{\pi M_{H^0}} \right)^2} \right). \quad (6)$$

Оно имеет хорошую согласованность с выводами, проделанными в рамках полюсов Редже [16, 17, 18, 26] и согласно экспериментальным данным [26] при заданном реджевском показателе $\alpha = 1/2, 1, 2, 3$ и с учетом массы $M_{H^0} = 125 \div 126 \text{ ГэВ}$, обнаруженной в БАК [2,3] частицы, также по экспериментальному значению константы $\nu \approx 250 \text{ ГэВ}$ [1] позволяет делать качественные оценки для константы λ . Согласно экспериментам реджевский показатель α обычно колеблется от $1/2$ до 2 [26]. При $\alpha = 1$ и $\alpha = 2$ уравнение (6) тривиализируется, а в промежутке от $\alpha = 1/2$ до $\alpha = 5/2$ (см. Рис.10) согласно ограничению Линде-Вайнберга спонтанное нарушение симметрии вовсе не существует.

3. Вместо заключения

При относительно низких энергиях (т.е. $1/2 < \alpha$) и сверх высоких энергиях ($\alpha > 5/2$), λ принимает значения выше единицы, и тем самым, согласно ограничению Линде-Вайнберга [21, 22, 23], спонтанное нарушение симметрии восстанавливается (см.Рис.10).

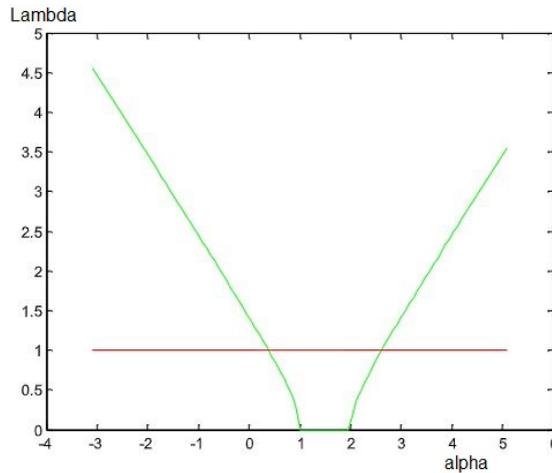


Рис.10.

Из выражения (6) явно видно, что при нашем вычислительном подходе лестничного трилинейного взаимодействия значение ν существенно влияет на окончательный результат для λ . Поэтому имеется весьма резкий резон исследовать амплитуды рассеяния хиггсовских частиц с двухчастичным обменом с вершиной $V_{H^0H^0H^0H^0} = -bi\lambda$ где отсутствует константа ν , что является предметом наших следующих исследований. Следует также отметить, что применение этого метода решения модельного уравнения для амплитуды рассеяния работ в случаях с пузырьковым обменом (bubble exchange) и с обменом двух хиггсовских частиц (double-particle exchange) [27, 28] в отличие от гипотезы Линде, соответствующей беспетлевым или однопетлевым вкладам с вершиной $V_{H^0H^0H^0H^0}$, где отсутствует множитель ν приведет к более значимому верхнему лимиту для константы λ четырехлинейного контактного взаимодействия хиггсовских частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ченг Т.-П., Ли Л.-Ф. Калибровочные теории в физике элементарных частиц – Москва. Мир, 1987. – 624 С.
2. Пескин М.Е., Шредер Д.В. Введение в квантовую теорию поля – Ижевск. Научно-издательский центр “Регулярная и хаотическая динамика”, 2001. –783 С.
3. Chatrchyan S. et al. (CMS collaboration), Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC, // Phys. Lett. – 2012. – В71630. – P. 30–61.
4. Aad G. et al. (ATLAS Collaboration) Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC // Phys.Lett. – 2012. – В716 – P.1-29.
5. Chiang Cheng-Wei, Kuo An-Li. Can the 750-GeV diphoton resonance be the singlet Higgs boson of custodial Higgs triplet model? // Preprint arXiv:1601.06394 [hep-ph] – 14P.; Huseynov A. Vali Determination of spin and other quantum characteristics of neutral boson with mass around 126 GeV discovered in CMS and ATLAS experiments and its identification//Abstract Book of VI Azerbaijan Republic Internal Conference “Modern Problems of Physics”, Institute for Physical Problems of Baku State University, 14-15 December, 2012, P.253 (Preprint arXiv:1212.5830 [physics.gen-ph] – 18 P.
6. Arbey A., Battaglia M., Djouadi A., Mahmoudi F. and Quevillon J. , Implications of a 125 GeV Higgs for supersymmetric models // Phys.Lett. – 2012. – В708. – P. 162-169.
7. Рубаков В А К открытию на Большом адронном коллайдере новой частицы со свойствами бозона Хиггса// УФН. – 2012. – Т. 182. – С. 1017–1025.
8. Окунь Л Б Перспективы физики частиц: август 1981 года // УФН. – 2012. – Т. 182. – С. 1026–1031.
9. Окунь Л Б Лептоны и кварки– Москва. Наука, 1990. – 337 С.
10. Вайнштейн А.И., Волошин М.Б., Захаров В.И., Шифман М.А. Низкоэнергетические теоремы для взаимодействия хиггсовского мезона с фотонами // ЯФ. – 1979. – Т. 30. – С. 1368–1378.
11. Ioffe V.L., Fadin V.S., Lipatov L.N. Quantum chromodynamics: Perturbative and nonperturbative aspect. – Cambridge monographs on particle physics and nuclear physics. –2010, 585 P.
12. Bartels J., Fadin V.S., Lipatov L.N., Vacca G.P. Analytic Properties of Production Amplitudes in N = 4 SUSY. // Preprint (hep-th) arXiv:1210.0797. – 286 P.
13. Rochev V.E. On Higgs Mechanism in Non-Perturbative Region // Preprint (hep-th) arXiv:9812315. – 13P.
14. Арбузов Б.А., Логунов А.А., Тавхелидзе А.Н., Фаустов Р.Н., Филиппов А.Т. Квазиоптическая модель и асимптотика амплитуды рассеяния. // ЖЭТФ. –1963. – Т. 44. – С. 1409–1411.; Арбузов Б.А., Логунов А.А., Тавхелидзе А.Н., Фаустов Р.Н. Полюса Редже и уравнение Бете-Солпитера // ДАН СССР. – 1963. – Т. 150. – С. 764–766.; Amati D., Fubini S., Stanghellini A. Theory of high energy scattering and multiple production. // Nuovo Cimento. – 1962. – V. 26. – P.896–954.; Bertocchi L., Fubini S.,Tonin M. Integral equations for high energy pion-pion scattering.// Nuovo Cim. – 1962. – V. 25. – P. 626–654.
15. Арбузов Б.А., Рочев В.Е. Уравнение для мнимой части амплитуды рассеяния в лестничном приближении.// ЯФ. – 1975. – Т. 21. – С. 883–889.; Клименко К.Г., Рочев В.Е. О диагонализации лестничных уравнений для мнимой части амплитуды рассеяния. // ТМФ. – 1977. – Т. 30. – С. 191–198.; Арбузов Б.А., Дьяконов В.Ю., Рочев В.Е. Решение уравнения для мнимой части амплитуды рассеяния вперед для теорий с взаимодействием $\lambda\varphi^n$. // ЯФ. –1976. – Т.23. – С. 904–910.; Callan Curtis G., Jr. and Goldberger M.L. Model calculations of electroproduction and inclusive annihilation cross sections.// Phys. Rev. D. – 1975.– V.11. – P. 1553–1562.; Muzinich Ivan J. and Tsao Hung-Sheng. Fixed Regge singularity and small-distance behavior in renormalizable field theories: A model in ϕ_6^3 . // Phys. Rev. D. – 1975. – V.11. – P. 2203–2208.; Kugler M., Nussinov S. . Scaling and dilation invariance. // Nucl. Phys. B. – 1971. –

- V. 28. – P. 97–108.; Клименко К.Г., Рочев В.Е. Модели Бете-Солпитера и асимптотическая свобода. // ЯФ. – 1980. – Т.31. – С. 448–454.
16. Гаджиев С.А., Джафаров Р.Г. О реджевской асимптотике амплитуды рассеяния скалярных частиц на произвольные углы. // Краткие сообщения по физике ФИАН СССР. 1986. – No11. – С. 25–28.
17. Гаджиев С.А., Джафаров Р.Г. Ливашвили А.И. Асимптотика амплитуды рассеяния в скалярной теории поля // Изв. Вузов СССР, Физика. 1989, – No 5. – С.49 –52.; Гаджиев С.А., Джафаров Р.Г. О диагонализации уравнения Бете-Солпитера для мнимой части амплитуды рассеяния // Изв. Вузов СССР. – Физика. 2001. – No5. – С.14–19.; Гаджиев С.А., Джафаров Р.Г., Ливашвили А.И. Асимптотическое решение пертурбативного лестничного уравнения Бете-Солпитера для амплитуды рассеяния при высоких энергиях // ГЭНЖ, Физика. – 2010 – No2(4) –С. 33–37.
18. Agham-Alieva L. A., Jafarov R.G. et al Problem of the Landau Poles in Quantum Field Theory: from N. N. Bogolyubov to the Present Day. // Russian Physics Journal. – 2017, No. – 11(59). – P. 1971-1980.; Garibli A.A., Jafarov R.G, Rochev V.E. Mean-field expansion, Regularization Issue, and Multi-Quark Functions in Nambu–Jona-Lasinio Model. // Symmetry (special issue “Nambu–Jona-Lasinio Model and its applications”, Ed. T. Inagaki). 2019. – 11(5), P. 668.
19. Ellis J., Gaillard M.K., Nanopoulos D.V. A Phenomenological Profile of the Higgs Boson // Nucl. Phys. B. – 1976. – V. B10. – P. 292–302.
20. Donoghue J.F., Li L. –F. Properties of charged Higgs bosons // Phys. Rev. D. – 1979. – V.D9. – P. 945-955.; Golowich E., Yang T.C. Charged Higgs bosons and decays of heavy flavored mesons // Phys. Lett. – 1979. – V.B80. – P. 245-248.
21. Линде А.Д. Динамическое восстановление симметрии и ограничения на массы и константы связи в модели Хиггса // Письма в ЖЭТФ, 1976. – Т.23. – С. 73-76.
22. Weinberg S. Mass of the Higgs Boson // Phys. Rev. Lett. 1976. – 36. – P. 294-296
23. Coleman S., Weinberg S. Radiative Corrections as the Origin of Spontaneous Symmetry Breaking. // Phys. Rev. 1973, v.D7, p.1888-1910; Weinberg S. Gauge Hierarchies. // Phys. Lett. 1979. – 82B. – P. 387-391.
24. Агамалиева Л.А., Амирова Л.И., Джафаров Р.Г., Муталлимов М.М. К решению модельного уравнения Бете-Солпитера для амплитуды рассеяния хиггсовских бозонов // Изв. Вузов.Физика, 2022. – 65. – No 9. – P.101-105.
25. Cutkosky R.E. // Singularities and discontinuities of Feynman amplitudes J. Math. Phys. 1960. – V.1. –P. 429-433.
26. Кайдалов А.Б. Особенность померанчука и взаимодействия адронов при высоких энергиях// УФН. 2003. – Т. 173. – С.1153 – 1170.
27. Agamalieva L. A., Gadjiev S. A., Jafarov R.G. Toward a solution of the Edwards equation for the vertex function of quantum electrodynamics in the region of large momenta //Russian Physics Journal. 2016. – No11(58). – P.1493-1497.
28. Гаджиев С.А., Джафаров Р.Г., Мамедова С.Н. Модельное вычисление асимптотики амплитуды рассеяния φ^4 -теории. // Известия Вузов.Физика. 2013. – No1, т.56. – С.37-42.