Письма в ЭЧАЯ. 2016. Т. 13, № 3(201). С. 471–476

СТОХАСТИЧЕСКИЙ ВАКУУМ КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКИ КАК ОКРУЖЕНИЕ ДЛЯ ЦВЕТНЫХ ЧАСТИЦ

В. Кувшинов[1], *Е. Багашов*

Объединенный институт энергетических и ядерных исследований — Сосны
НАН Белоруссии, Минск

Подходы, используемые в квантовой механике и связанных дисциплинах (квантовая оптика и квантовая теория информации), применяются в данной работе к описанию поведения кварков. Стохастический вакуум квантовой хромодинамики предлагается рассматривать как окружающую среду (замкнутый резервуар) для цветных частиц (кварков). В результате взаимодействия происходит потеря информации о цветовом состоянии кварка, и, как следствие, в асимптотике оно не наблюдается (конфайнмент кварков). Для описания процессов используются величины, применяемые в квантовой теории информации: энтропия фон Неймана, степень согласованности и степень чистоты.

In this work we apply the approaches used in quantum mechanics (and also quantum optics and quantum information theory) for the description of the behaviour of quarks. We treat stochastic vacuum of quantum chromodynamics as an environment for colour particles (quarks). We show that during their interaction the information about quark colour state is lost and thus cannot be extracted, which effectively leads to the confinement of colour quarks. Quantum characteristics (von Neumann entropy, fidelity and purity) are used to describe the aforementioned process.

PACS: 03.65.Ta; 03.65.Yz; 03.67.-a; 12.38.Aw; 12.40.-y

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, квантовая механика при описании поведения изучаемых ею объектов оперирует абстрактным понятием состояния [1]. В ряде случаев состояние оказывается возможным описать комплексной функцией координат, называемой волновой функцией. В таком случае состояние называется чистым. Физически это соответствует изолированной системе, эволюция которой описывается уравнением Шредингера.

В случае, если рассматриваемая система взаимодействует с какой-либо внешней по отношению к ней системой, описание ее с помощью волновой функции становится невозможным, и необходимо использовать формализм матрицы плотности — самосопряженного оператора с единичным следом. Соответствующие же этому случаю состояния системы называются смешанными.

[1]E-mail: kuvshinov2003@gmail.com

Процесс взаимодействия системы с окружающей средой приводит в общем случае к обмену между ними веществом, энергией и информацией. При этом квантовое состояние системы меняется необратимым образом: происходит так называемая декогеренция [2]. В процессе декогеренции чистое состояние переходит в смешанное. Декогеренцию можно рассматривать как потерю информации системой вследствие взаимодействия с окружающей средой [2].

Как будет показано ниже, данный подход удобно использовать не только в области квантовой оптики и квантовой теории информации, но и в физике сильных вазимодействий.

1. СТОХАСТИЧЕСКИЙ ВАКУУМ

Модель стохастического вакуума квантовой хромодинамики (КХД) [3–6] является одним из вариантов феноменологического подхода к описанию явления конфайнмента. Действуя в ее рамках, мы предполагаем, что возможно вычисление вакуумных значений калибровочно-инвариантных величин как ожидаемых величин с учетом некоторого «хорошо ведущего себя» стохастического слагаемого в гамильтониане системы. Он выбирается таким образом, чтобы отличными от нуля оказывались только корреляторы второго порядка. Главным результатом этого является то, что возникает эффект удержания (конфайнмента), поскольку возникают КХД-струны с постоянным натяжением на больших расстояниях [4]. Эти струны препятствуют бесконечно далекому разделению кварков. В результате в свободном состоянии могут наблюдаться только белые бесцветные объекты.

Модель стохастического вакуума основывается на методе вакуумных корреляторов, который был предложен в работах Доша и Симонова [3, 6]. При этом предполагается гауссова доминантность или стохастичность вакуума, т. е. считается, что основной вклад в физические величины дается низшим билокальным коррелятором, а учет высших корреляторов приводит к небольшим поправкам. Данная модель вакуума позволяет успешно описать большое число явлений в КХД [4, 6].

2. СВОЙСТВА ЦВЕТНЫХ ЧАСТИЦ В ВАКУУМЕ

2.1. Конфайнмент и петля Вильсона. Отметим некоторые важные для дальнейшего свойства явления конфайнмента [4]. Во-первых, как уже отмечалось, потенциал взаимодействия цветных зарядов линейно растет на больших расстояниях. Чтобы придать этому утверждению точный смысл, который можно проверить в вычислениях на решетке, удобно ввести так называемую петлю Вильсона [7], через которую определяется потенциал. Делается это следующим образом [4]. Возьмем тяжелые кварк Q и антикварк $\bar{Q}$ и рассмотрим процесс, в котором пара $Q\bar{Q}$ рождается в одной точке x, затем пара расходится на некоторое расстояние r, а спустя время T аннигилирует в точке y.

Траектории частиц при этом образуют петлю (начинающуюся в точке x и заканчивающуюся в точке y), а амплитуда (функция Грина) такого процесса пропорциональна фазовому или швингеровскому множителю $W \propto \exp\,(i\alpha \int d^4x j_\mu \hat{A}_\mu)$, где A_μ — цветной вектор-потенциал, α — константа взаимодействия и j_μ — ток пары $Q\bar{Q}$, соответствующий движению частиц по петле. В итоге

$$W = \mathrm{Tr}\left[\mathcal{P}\exp\left(i\alpha\int \hat{A}_\mu\, dx_\mu\right)\right]. \tag{1}$$

В фазе конфайнмента действует так называемый закон площадей [4]: для достаточно больших контуров петля Вильсона экспоненциально затухает с охватываемой петлей площадью.

2.2. Взаимодействие цветового состояния с вакуумом. Рассмотрим теперь поведение цветового состояния кварка, интерпретируя стохастический вакуум КХД как его окружение. Для этого проделаем следующую операцию: перенесем кварк из точки x в ту же точку вдоль некоторого контура γ (замкнутость контура требуется для сохранения калибровочной инвариантности) при определенной реализации вакуума. Затем усредним полученный результат по всем возможным реализациям вакуума.

Если начальное состояние кварка описывалось вектором $|\phi_{\mathrm{in}}\rangle$ или матрицей плотности $\hat{\rho}_{\mathrm{in}}$, то после описанного процесса его состояние будет выглядеть как [8]

$$\hat{\rho}(\gamma) = N_c^{-1} + (|\phi_{\mathrm{in}}\rangle\langle\phi_{\mathrm{in}}| - N_c^{-1})W_{\mathrm{adj}}(\gamma), \tag{2}$$

где N_c — число цветов, а W_{adj} — петля Вильсона в присоединенном представлении.

Более подробный вывод выражения (2) см. в работах [8–12]. В [13] показано, что аналогичный результат достигается и в том случае, когда начальное состояние было представлено суперпозицией цветовых состояний.

При учете экспоненциального затухания петли Вильсона с ростом площади контура γ приходим к следующему выражению:

$$\hat{\rho}(\gamma) = N_c^{-1} + (\hat{\rho}_{\mathrm{in}} - N_c^{-1})\exp\left(-\sigma_{\mathrm{adj}}RT\right). \tag{3}$$

Здесь в качестве контура γ для удобства выбран прямоугольник, охватывающий временной интервал T и расстояние R; σ_{adj} — натяжение струны в присоединенном представлении.

С учетом (3) можно видеть, что при больших значениях времени или расстояния второе слагаемое стремится к нулю, и мы имеем

$$\hat{\rho}(\gamma : RT \to \infty) = N_c^{-1}, \tag{4}$$

т. е. матрица плотности становится пропорциональной единичной. Цветовое состояние при этом становится полностью смешанным.

2.3. Энтропия и информация. Как отмечалось выше, при взаимодействии системы с окружением может происходить потеря информации. Основная характеристика, используемая здесь, — энтропия фон Неймана [14]:

$$S = -\mathrm{Tr}\,\hat{\rho}\ln\,\hat{\rho}. \tag{5}$$

Очевидно, что в случае, если начальное состояние чистое (матрица плотности идемпотентна: $\hat{\rho}_{\mathrm{in}}^2 = \hat{\rho}_{\mathrm{in}}$), его энтропия равна нулю: $S = 0$.

В асимптотике $RT \to \infty$ (и, соответственно, $\hat{\rho} = N_c^{-1}$) получим максимально возможную для этого состояния энтропию: $S = \ln\, N_c$.

С физической точки зрения происходит потеря информации о квантовых свойствах, в том числе (в случае многочастичных систем [15]) о наличии перепутанности в системе. Максимальному значению энтропии соответствует одинаковая вероятность для всех возможных состояний системы (цветов).

2.4. Неустойчивость движения частиц. Для описания устойчивости движения квантовых частиц можно использовать понятие степени согласованности (*англ.* fidelity) [16]. Определение петли Вильсона в КХД схоже с определением степени согласованности (под которым в данном случае понимается скалярное произведение векторов состояния возмущенного и невозмущенного движения кварка) [17]. Конечное выражение степени согласованности в случае частицы, движущейся в стохастическом вакууме, выглядит как [10]

$$f = \exp\left(-\frac{1}{2}\alpha^2 l_{\mathrm{corr}}^2 F^2 S_\gamma\right), \tag{6}$$

где S_γ — площадь поверхности, натянутой на контур γ; F^2 — среднее значение второго кумулянта тензора кривизны; l_{corr} — корреляционная длина в стохастическом вакууме КХД.

Другими словами, при движении частиц степень согласованности затухает экспоненциально с ростом площади контура. Движение становится все более неустойчивым в области конфайнмента ($RT \to \infty$).

2.5. Сохранение цвета. Закон сохранения цветового заряда — важное свойство квантовой хромодинамики, аналогичное закону сохранения электрического заряда в электродинамике. Разница, как известно, заключается в том, что фотоны не обладают электрическим зарядом, а глюоны несут цветовой заряд.

Чистое состояние кварка при взаимодействии со стохастическим вакуумом переходит в полностью смешанное состояние с равной вероятностью цветов, т. е. на выходе мы получаем полностью смешанное состояние с равными вероятностями (N_c^{-1}) для каждого из цветов кварка.

Таким образом, при рассмотрении кварковой подсистемы наблюдается неунитарная эволюция [2], сопровождающаяся ростом энтропии и потерей информации о цвете первоначального кварка.

2.6. Перепутанные состояния. При рассмотрении систем многих частиц (двух, трех и более кварков) появляется возможность задания в качестве начальных перепутанных состояний [15, 18].

Пусть начальным состоянием системы двух кварков было перепутанное состояние — например, состояние Белла [19]:

$$|\Phi^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|AB\rangle + |\bar{A}\bar{B}\rangle\right), \tag{7}$$

где векторы $|A\rangle$ и $|B\rangle$ обозначают состояния кварков A и B с определенным цветом, а $|\bar{A}\rangle$ и $|\bar{B}\rangle$ — с антицветом соответственно.

Поскольку состояние вида (7) является чистым (как линейная суперпозиция чистых состояний), его матрица плотности будет задаваться выражением

$$\hat{\rho}_{\mathrm{in}} = |\Phi^+\rangle\langle\Phi^+| = \frac{1}{2}\left(|AB\rangle\langle BA| + |\bar{A}\bar{B}\rangle\langle\bar{B}\bar{A}| + |AB\rangle\langle\bar{B}\bar{A}| + |\bar{A}\bar{B}\rangle\langle BA|\right). \tag{8}$$

При взаимодействии со стохастическим вакуумом КХД это состояние перейдет в смешанное состояние, матрица плотности которого будет описываться выражением [15]

$$\hat{\rho}(\gamma) = N_c^{-2} + (\hat{\rho}_{\text{in}} - N_c^{-2}) W_{\text{adj}}^2(\gamma). \tag{9}$$

В асимптотике $RT \to \infty$ ($W_{\text{adj}} \to 0$) получаем полностью смешанное состояние вида $\hat{\rho} = N_c^{-2}$.

Очевидно, что при переходе $\hat{\rho}_{\text{in}} \to N_c^{-2}$, имеющем место при взаимодействии начального состояния (8) со стохастическим вакуумом, перепутанность теряется (полностью смешанное состояние не может быть перепутанным, поскольку его матрица плотности в любом базисе представляет собой диагональную матрицу, пропорциональную единичной).

Таким образом, взаимодействие со стохастическим вакуумом системы из двух кварков, находящихся в перепутанном состоянии, приводит к исчезновению квантовых свойств (в том числе и перепутанности) в кварковой подсистеме [15]. Возможно обобщение и на случай N_p частиц — в таком случае матрица плотности конечного состояния (2) будет иметь соответствующую размерность ($N_p \times N_p$) и примет вид [18]

$$\hat{\rho}(\gamma) = N_c^{-N_p} + (\hat{\rho}_{\text{in}} - N_c^{-N_p}) W_{\text{adj}}^{N_p}(\gamma). \tag{10}$$

В асимптотике больших отрезков времени и больших расстояний петля Вильсона в (10) затухает и система переходит в полностью смешанное состояние:

$$\hat{\rho}(\gamma : RT \to \infty) = N_c^{-N_p}. \tag{11}$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Одним из эффективных способов описания целого ряда непертурбативных эффектов в квантовой хромодинамике является описание с использованием модели стохастического вакуума КХД.

В работе показано, что стохастический вакуум КХД можно рассматривать как окружающую среду для цветных частиц. При этом взаимодействие цветной частицы со стохастическим вакуумом КХД приводит к декогеренции и возникновению полностью смешанного цветового состояния с равными вероятностями каждого из цветов.

В данном процессе информация, которая содержалась в недиагональных компонентах начальной матрицы плотности, стирается, и этот факт связан со свойством конфайнмента вакуума КХД. С помощью понятий квантовой оптики, таких как степень согласованности, энтропия фон Неймана и степень чистоты [11], можно получить описание происходящих процессов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. Квантовая механика (нерелятивистская теория). М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989. 768 с.
2. *Zurek W. H. et al.* Quantum Decoherence. Poincaré Seminar 2005 / Eds.: B. Duplantier, J.-M. Raimond, V. Rivasseau. Basel: Birkhäuser Verlag, 2007. X, 192 p.

3. *Кузьменко Д. С., Симонов Ю. А., Шевченко В. И.* Вакуум, конфайнмент и структуры КХД в методе вакуумных корреляторов // УФН. 2004. Т. 174, № 1. С. 3–18.
4. *Симонов Ю. А.* Конфайнмент // УФН. 1996. Т. 166, № 4. С. 337–362.
5. *Ambjørn J., Olesen P.* On the Formation of a Color Magnetic Quantum Liquid in QCD // Nucl. Phys. B. 1980. V. 170, No. 1. P. 60–78.
6. *Giacomo A. D. et al.* Field Correlators in QCD. Theory and Applications // Phys. Rep. 2002. V. 372, No. 4. P. 319–368.
7. *Wilson K. G.* Confinement of Quarks // Phys. Rev. D. 1974. V. 10, No. 8. P. 2445–2459.
8. *Buividovich P. V., Kuvshinov V. I.* Asymptotic Behavior of Wilson Loops from Schrödinger Equation on the Gauge Group // Phys. Lett. B. 2006. V. 634, No. 2–3. P. 262–266.
9. *Kuvshinov V. I.* Confinement, Decoherence, Chaos, Higgs Boson, Entanglement and So On // Nonlin. Phenomena in Complex Systems. 2013. V. 16, No. 1, P. 1–6.
10. *Кувшинов В. И., Кузьмин А. В.* Калибровочные поля и теория детерминированного хаоса. Минск: Белорус. наука, 2006. 268 с.
11. *Kuvshinov V. I., Buividovich P. V.* White Mixed States in QCD Stochastic Vacuum // Nonlin. Phenomena in Complex Systems. 2005. V. 8, No. 3. P. 313–316.
12. *Kuvshinov V. I., Buividovich P. V.* Decoherence of Quark Colour States in QCD Vacuum // Acta Phys. Polon. B (Proc. Suppl.). 2008. V. 1, No. 3. P. 579–582.
13. *Kuvshinov V. I., Bagashov E. G.* Evolution of Colour Superposition in the Stochastic QCD Vacuum // Nonlin. Phenomena in Complex Systems. 2013. V. 16, No. 3. P. 242–246.
14. *Zachos C. K.* A Classical Bound on Quantum Entropy // J. Phys. A: Math. Theor. 2007. V. 40, No. 21. P. F407–F412.
15. *Kuvshinov V. I., Bagashov E. G.* Confined and Chaotic Behaviour of Quantum Colour Particles in QCD Vacuum // Nonlin. Phenomena in Complex Systems. 2015. V. 18, No. 3. P. 326–334.
16. *Peres A.* Stability of Quantum Motion in Chaotic and Regular Systems // Phys. Rev. A. 1984. V. 30, No. 4. P. 1610–1615.
17. *Kuvshinov V. I., Kuzmin A. V.* Stability of Holonomic Quantum Computations // Phys. Lett. A. 2003. V. 316, No. 6. P. 391–394.
18. *Кувшинов В. И., Багашов Е. Г.* Конфайнмент цветных состояний в стохастическом вакууме квантовой хромодинамики // ТМФ. 2015. Т. 184, № 3. С. 475–482.
19. *Килин С. Я.* Квантовая информация // УФН. 1999. Т. 169, № 5. С. 507–527.

Получено 11 декабря 2015 г.