

ДЕКОГЕРЕНЦИЯ КВАНТОВЫХ СОСТОЯНИЙ В ВАКУУМЕ КХД

В. Кувшинов, Е. Багашов*

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

В данной работе стохастический вакуум квантовой хромодинамики используется в качестве окружающей среды для кварков, которые рассматриваются как векторы цветового состояния. Показано, что при взаимодействии со стохастическим вакуумом информация о цветовом состоянии кварка с течением времени теряется (происходит декогеренция вектора состояния кварка), что означает невозможность обнаружения кварка как цветной частицы в свободном виде (конфайнмент).

In this paper, we use the model of stochastic vacuum of quantum chromodynamics and treat it as an environment for quarks, considered as color state vectors. It is shown that the information on quark color state is being lost as a result of the interaction with the stochastic vacuum (decoherence of quark state vector is taking place), which means that it is impossible to detect the quark in free state (confinement).

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

ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие квантовой системы с окружающей средой может быть эффективно описано добавлением стохастических слагаемых в гамильтониан системы. При этом матрица плотности системы получается усреднением по степеням свободы окружения.

Взаимодействие с окружающей средой приводит к декогеренции и исчезновению квантовых суперпозиций. По прошествии достаточно большого времени информация о начальном состоянии квантовой системы теряется. Квантовая декогеренция — это потеря когерентности или упорядоченности фазовых сдвигов между составляющими системы в квантовой суперпозиции. Декогеренция происходит при взаимодействии системы с окружением термодинамически необратимым образом. Этот процесс можно рассматривать как потерю информации [1].

*E-mail: kuvshinov2003@gmail.com

1. СТОХАСТИЧЕСКИЙ ВАКУУМ КХД

В рамках модели стохастического вакуума квантовой хромодинамики принимаются во внимание лишь полевые корреляторы не выше второго порядка [2] (гауссова доминантность). Данная модель подтверждается расчетами на решетке [3]. Одним из важных следствий из нее является казимировский скейлинг [4].

Модель основывается на предположении возможности расчета вакуумных ожидаемых значений калибровочно-инвариантных величин как ожидаемых значений относительно некоторого «хорошо ведущего себя» стохастического калибровочного поля.

Известно, что подобный вакуум приводит к конфайнменту, порождая струны КХД с постоянным натяжением в асимптотике больших расстояний.

Мы будем рассматривать стохастический вакуум КХД как окружение для цветных квантовых частиц и проводить усреднение по его степеням свободы, вместо того чтобы рассматривать непертурбативную динамику самих полей Янга–Миллса.

В результате мы придем к декогеренции состояния кварка, релаксации квантовых суперпозиций, потере информации и конфайнменту цвета и получим на выходе бесцветные объекты, описываемые матрицей плотности.

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЦЫ С ВАКУУМОМ

Как показано в [5], процесс распространения бесспиновой тяжелой частицы в стохастическом вакууме КХД вдоль пути γ может быть описан следующим выражением:

$$\hat{\rho}_f = N_c^{-1} + (\hat{\rho}_{\text{in}} - N_c^{-1})W_{\text{adj}}(\gamma), \quad (1)$$

где $\hat{\rho}_{\text{in}}$ и $\hat{\rho}_f$ — матрицы плотности начального и конечного состояний соответственно; N_c — число цветов; W_{adj} — петля Вильсона [6] в присоединенном представлении. Для получения этого выражения проводилось усреднение решений уравнений переноса по степеням свободы вакуума (т. е. функциональное интегрирование по полевым переменным). Учитывая, что прямоугольную петлю Вильсона размерами T и R можно представить в виде $e^{-\sigma_{\text{adj}}RT}$ (где σ_{adj} — натяжение струны КХД в присоединенном представлении), получим в данном случае

$$\hat{\rho}_f = N_c^{-1} + (\hat{\rho}_{\text{in}} - N_c^{-1})e^{-\sigma_{\text{adj}}RT}. \quad (2)$$

Видно, что в пределе $RT \rightarrow \infty$ (т. е. в области конфайнмента) петля Вильсона обращается в нуль и выражение сводится к $\hat{\rho}_f = N_c^{-1}$ (это пропорциональная единичной матрица). С другой стороны, при $RT \rightarrow 0$, т. е. в отсутствие взаимодействия выражение дает тривиальное $\hat{\rho}_f = \hat{\rho}_{\text{in}}$.

Таким образом, из (2) следует, что вне зависимости от вида начального состояния $\hat{\rho}_{in}$ конечное состояние является полностью смешанным состоянием с равной вероятностью для всех цветов.

В работах [7–9] данные выводы были обобщены на случаи суперпозиции цветовых состояний, а также на случаи двух, трех частиц или произвольного числа частиц в начальном состоянии.

3. ОПИСАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Описанный процесс превращения начального состояния (например, чистого) в полностью смешанное соответствует декогеренции: информация о квантовых суперпозициях теряется, как и возможная перепутанность частиц, присутствовавшая в начальном состоянии. При этом скорость декогеренции может быть оценена исходя из понятия степени чистоты (*англ.* purity) [10]:

$$P = \text{Tr } \hat{\rho}^2. \quad (3)$$

У чистого состояния в силу идемпотентности матрицы плотности ($\hat{\rho}^2 = \hat{\rho}$) $P = 1$. С другой стороны, в асимптотике $RT \rightarrow \infty$ будем иметь $P = N_c^{-1}$, что соответствует полностью смешанному состоянию, максимально далекому от чистого. Характерное время декогеренции на пространственном масштабе R , как видно из (2), — $(\sigma_{adj} R)^{-1}$.

Потерю информации о цвете кварка можно оценить с помощью энтропии фон Неймана:

$$S = -\text{Tr } \hat{\rho} \ln \hat{\rho}. \quad (4)$$

Чистое состояние имеет нулевую энтропию в силу уже упомянутой идемпотентности матрицы плотности. Энтропия же полностью смешанного состояния максимальна (в силу равной вероятности всех состояний) и равна $S = \ln N_c$.

Таким образом, например, при переходе из начального чистого состояния в асимптотическое полностью смешанное (в результате взаимодействия со стохастическим вакуумом и сопутствующей декогеренции) вся квантовая информация, содержащаяся в начальном состоянии, теряется.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вакуум квантовой хромодинамики может рассматриваться как окружающая среда (в смысле квантовой теории информации) для цветных частиц. Ключевым параметром, отвечающим за процесс взаимодействия цветной частицы со стохастическим вакуумом (в котором учитываются полевые корреляторы не выше второго порядка), является петля Вильсона. Через нее выражаются и другие величины, позволяющие описать взаимодействие: в частности, степень чистоты и энтропия фон Неймана.

Взаимодействие цветной частицы со стохастическим вакуумом КХД приводит к декогеренции и превращению квантового состояния частицы в смешанное — полностью смешанное в асимптотике больших промежутков времени и/или больших расстояний. При этом информация о начальном цветовом состоянии частицы теряется, что означает отсутствие цветовых зарядов в свободном состоянии (конфайнмент).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *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.
2. *Симонов Ю. А.* Конфайнмент // УФН. 1996. Т. 166, № 4. С. 337–362.
3. *Giacomo A. D. et al.* Field Correlators in QCD. Theory and Applications // Phys. Rep. 2002. V. 372, No. 4. P. 319–368.
4. *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.
5. *Kuvshinov V. I., Buividovich P. V.* White Mixed States in QCD Stochastic Vacuum // Nonlin. Phenom. Complex Syst. 2005. V. 8, No. 3. P. 313–316.
6. *Wilson K. G.* Confinement of Quarks // Phys. Rev. D. 1974. V. 10, No. 8. P. 2445–2459.
7. *Kuvshinov V. I., Bagashov E. G.* Evolution of Colour Superposition in the Stochastic QCD Vacuum // Nonlin. Phenom. Complex Syst. 2013. V. 16, No. 3. P. 242–246.
8. *Кувшинов В. И., Багашов Е. Г.* Конфайнмент цветных состояний в стохастическом вакууме квантовой хромодинамики // ТМФ. 2015. Т. 184, № 3. С. 475–482.
9. *Kuvshinov V. I., Bagashov E. G.* Confined and Chaotic Behaviour of Quantum Colour Particles in QCD Vacuum // Nonlin. Phenom. Complex Syst. 2015. V. 18, No. 3. P. 326–334.
10. *Haake F.* Quantum Signatures of Chaos. Berlin: Springer-Verlag, 1991. 242 p.