ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КВАРК-ГЛЮОННОЙ ФАЗЫ ДЕКОНФАЙНМЕНТА

А. С. Вшивцев, Д. В. Перегудов

Аннотация. Предложена система гидродинамических уравнений для описания непертурбативной фазы деконфайнмента адронов, в которой кварки и глюоны взаимодействуют с глюонным конденсатом. В отличие от известной работы Ландау и существующих описаний кварк-глюонной фазы деконфайнмента адронов предложенная модель учитывает заряд, спин и изоспин кварков, а также их взаимодействие с цветовым и электромагнитным полями, моделирующими основное состояние вакуума в фазе деконфайнмента и кулоновское взаимодействие кварков.

1. Введение

Гидродинамическая модель Ландау [1] множественного рождения частиц, предложенная в 1953 г. не утратила своей актуальности и в настоящее время [2–4]. Вместе с тем, современные представления об основном состоянии вакуума [5,6] указывают на необходимость некоторого уточнения как этой модели с учетом (в рамках гидродинамического приближения) явной природы кварков и глюонов, образующихся при соударении адронов, в фазе деконфайнмента, так и уравнений состояния. Необходимость такого уточнения вызвана появившимися в настоящее время работами [7] по исследованию фазы деконфайнмента, позволившими установить температуру фазового перехода адроны-кварк-глюонная плазма и позволяющими в рамках непертурбативного подхода правильно оценить неидеальность системы, состоящей из кварков и глюонов и взаимодействующей с непертурбативным вакуумом (моделируемым некоторым цветомагнитным полем). Следует отметить, что такое описание (существенным образом отличное от прежних представлений [8]) в значительной мере отвечает численным экспериментам, проводимым в решеточных моделях [9], и хорошо с ними согласуется [7]. Именно результаты этих работ приводят к весьма простой модели гидродинамического описания фазы деконфайнмента, в которой кварки и глюоны взаимодействуют с непертурбативным вакуумом, моделируемым внешним полем. Возможно, что даже такая наивная модель поможет в решении сложной задачи описания кварк-глюонной фазы вещества, образующейся при столкновении адронов высоких энергий. Несмотря на то, что эта модель основана на классическом описании, не является ее недостатком, поскольку извесны примеры, как в квантовой электродинамике [10], так и в квантовой хромодинамике [11], когда классическое описание способствовало пониманию и формальному математическому описанию процессов, происходящих в квантовых системах.

В настоящей работе предложено выражение для тензора энергии-импульса, отвечающего равновесной фазе системы, образовавшейся в процессе соударения адронов и состоящей из кварков и глюонов. В отличие от обычной гидродинамической модели [1–4], кварки обладают изотопическими и спиновыми степенями свободы, а также взаимодействуют с электромагнитными и цветовыми полями. Последнее в некоторой степени позволяет учесть основное (вакуумное) состояние системы [12–15].

2. Гидродинамическая модель Ландау

Напомним вкратце некоторые аспекты гидродинамической модели множественного рождения частиц, предложенной Ландау [1]. Материя характеризуется пятью величинами: компонентами скорости макроскопического движения u_μ (в силу условия $u_\mu u^\mu = 1$ вектор u_μ имеет три независимые компоненты), локальной температурой θ и локальной концентрацией частиц n в сопутствующей системе отсчета. Уравнениями для определения этих величин являются: уравнение непрерывности

$$\partial_\mu (n u^\mu) = 0 \tag{1}$$

и уравнение, выражающее законы сохранения энергии и импульса

$$\partial_\mu t^{\mu\nu} = 0, \tag{2}$$

где

$$t_{\mu\nu} = (\varepsilon + p) u_\mu u_\nu - p g_{\mu\nu}, \tag{3}$$

а локальные энергия на одну частицу ε и давление p в сопутствующей системе отсчета выражаются через θ и n согласно уравнению состояния

$$p = p(\theta, n) \tag{4}$$

и калорическому уравнению

$$\varepsilon = \varepsilon(\theta, n). \tag{5}$$

В качестве последних обычно используются ультрарелятивистские соотношения для идеального газа (в кварк-глюонной фазе):

$$\varepsilon = \frac{\pi^2}{30}\left(16 + \frac{21}{2} N_f\right)\theta^4, \qquad p = \frac{\varepsilon}{3} \tag{6}$$

(N_f — число ароматов), а для адронной фазы — соотношения из модели мешков [16].

3. Учет свойств кварков в гидродинамической модели

Очевидно, что модель Ландау не учитывает специфических свойств частиц, в частности, не проводит различия между кварками и лептонами (то есть КХД и КЭД). Между тем эта разница весьма существенна. В КЭД основное состояние (вакуум) отвечает отсутствию поля, поэтому любые поля могут быть учтены по теории возмущений. В КХД ситуация иная. Согласно оценкам, полученным в работах [5,6] на основании экспериментальных данных с помощью правил сумм КХД, вакуумное среднее глюонных полей отлично от нуля и соответствует плотности энергии вакуума 0.15 ГэВ/Фм^3. Таким образом, в КХД глюонное поле не может быть учтено по теории возмущений, и учитывать его следует уже в нулевом приближении.

Нетривиальное следствие существования конденсата КХД состоит в том, что для глюонов он играет роль сверхсильного поля, как это имеет место в КЭД для электрона в поле нейтронной звезды. Поэтому мы не можем пренебречь взаимодействием с глюонным конденсатом, который в настоящей работе трактуется как внешнее поле. Это очевидно приведет к новым наблюдаемым физическим эффектам: перераспределению импульса в системе, изменению спектров и так далее. Это приводит к необходимости рассмотрения гидродинамической модели, а также ее строгого обоснования для лучшего понимания физической сути процессов на начальном этапе формирования кварк-глюонной плазмы. Наряду с доводами, указанными выше, мы можем также привести и другие аргументы, связанные с движением частицы во внешних полях. В частности, в квантовой электродинамике внешнее поле в процессах типа столкновений может рассматриваться как возмущение, что оправдано с учетом кинематических свойств частицы для длин, малых по сравнению с масштабами, на которых имеет место множественное рождение частиц. Более детально это можно проследить для классических частиц, исследуя уравнения движения заряженных частиц во внешних полях (например, уравнения Лоренца). Совершенно иная ситуация имеет место в квантовой хромодинамике. В случае полей только абелева типа пространственное и изоспиновое движения могут быть отделены и ситуация в некотором смысле аналогична электродинамике. Но если в вакууме присутствует неабелева компонента поля, то, как показывают численные расчеты в решеточных моделях и некоторые другие соображения, ситуация принципиально меняется, и движение определяется нелинейными уравнениями. В этом случае движения в координатном и изоспиновом пространствах не разделяются и имеют достаточно сложный характер. Классические уравнения движения для частицы с изоспином были впервые рассмотрены в [17]. Движение классической частицы с изоспином в различных внешних полях изучалось в [11,18]. Некоторые случаи движения частицы в неабелевых полях были рассмотрены в [12,13].

Рассмотрим, например, внешнее поле, характеризуемое неабелевыми потенциалами

$$A_1^\mu = (0,0,\sqrt{\lambda_2},0); \quad A_2^\mu = (0,0,0,\sqrt{\lambda_3}); \quad A_3^\mu = (0,0,0,0). \tag{7}$$

В этом случае ненулевые компоненты тензора поля есть $G_3^{32} = -G_3^{23} = g\sqrt{\lambda_2\lambda_3} = H$. Вводя параметр $\psi = (gH/m)\int_0^\tau T_3(\tau')\,d\tau'$, находим

$$u_0 = u_0(0); \quad u_2 = u_2(0)\cos\psi + u_3(0)\sin\psi; \tag{8}$$

$$u_1 = u_1(0); \quad u_3 = -u_2(0)\sin\psi + u_3(0)\cos\psi, \tag{9}$$

или $u_2 = u_\perp \cos\varphi$; $u_3 = u_\perp \sin\varphi$; $\varphi = \varphi_0 - \psi$; $u_2(0) = u_\perp \cos\varphi_0$; $u_3(0) = u_\perp \sin\varphi_0$. Заметим, что движение частицы в изоспиновом пространстве сложно запутано с движением в координатном через параметр $\varphi(\tau) = \varphi_0 - \psi(\tau)$, который, в свою очередь, удовлетворяет уравнению

$$\ddot{\varphi} + [\lambda_2 u_2(0)\sin\varphi - \lambda_2 u_3(0)\cos\varphi]u_\perp + \tfrac{1}{2}u_\perp^2(\lambda_2 - \lambda_3)\sin 2\varphi = 0. \tag{10}$$

Это уравнение аналогично уравнению движения электрона в поле электромагнитной волны эллиптической поляризации. Его решение может быть записано с помощью эллиптических функций. Например, если $\lambda_2 = \lambda_3 = \lambda$:

$$\varphi = \delta + 2\arcsin\{k\,\mathrm{sn}[(\tau - \tau_0)\omega_0; k]\}, \tag{11}$$

где $\delta = \mathrm{arctg}(u_2(0)/u_3(0))$, $\omega_0 = \lambda\sqrt{u_2^2(0) + u_3^2(0)}$, k и τ_0 — начальные условия.

С другой стороны, численные расчеты, проводимые для решеточных моделей теории поля [9], указывают на то, что конденсат, имеющий место в адронной фазе, при увеличении температуры выше критической "испаряется" за счет своей хромоэлектрической компоненты, составляющей приблизительно 50% этой компоненты. В этом случае исчезает связанное с этой компонентой поля явление конфайнмента [7], и появляется возможность (в силу малости константы связи при высоких температурах) использовать пертурбативные методы расчетов [19]. Это оказывается необходимым, поскольку "оставшаяся" хромомагнитная компонента конденсата существенным образом влияет на динамику глюонов и кварков, что проявляется как на классическом, так и на квантовом уровнях. На классическом уровне это легко видеть при решении классических уравнений движения частиц в абелевых и неабелевых полях [12,17], а на квантовом — в зависимости спектра от внешнего поля [7,13,18]. Последнее обстоятельство приводит к отклонению от идеальности термодинамических характеристик кварк-глюонной плазмы, моделируемой в численных экспериментах [9] на КХД-решетках. Теоретическое описание этого эффекта можно найти, например, в работах [7]. Вместе с тем, модель Ландау в своем исходном виде не позволяет учесть отмеченные характерные особенности кварков, глюонов и основного вакуумного конденсата, так как она была построена еще до создания КХД, когда самой проблемы еще не существовало. С учетом свойств КХД, необходимо расширить модель Ландау путем включения в нее глюонных полей и взаимодействия материи с этими полями.

С этой целью введем дополнительные величины, характеризующие материю: спин s_μ, изоспин T_a ($a = 1\ldots 8$, в качестве калибровочной группы выбрана $SU(3)$), электромагнитное поле $F_{\mu\nu}$ и цветовое поле A^a_μ (потенциалы электромагнитного поля отсутствуют, так как они не требуются при формулировке модели). Вновь введенные величины подчиняются уравнениям [12,13]:

уравнение для спина

$$2mu_\alpha\partial^\alpha s^\mu = -\tilde{g}(gG_a^{\mu\nu}T^a + eF^{\mu\nu})s_\nu + (\tilde{g} - 2)(gG_a^{\alpha\beta}T^a + eF^{\alpha\beta})u_\alpha s_\beta u^\mu, \tag{12}$$

уравнение для изоспина

$$u_\mu\partial^\mu T_a = -gf_{abc}T_c\left(A^b_\mu u^\mu + \frac{\tilde{g}}{2m}\tilde{G}^b_{\mu\nu}u^\mu s^\nu\right), \tag{13}$$

уравнение для электромагнитного поля

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} = enu^\nu, \qquad \partial_\mu \tilde{F}^{\mu\nu} = 0, \tag{14}$$

уравнения для цветового поля

$$\nabla_\mu^{ab}\left(G_b^{\mu\nu} - \frac{\tilde{g}n}{2m}S^{\mu\nu}T_b\right) = nu^\nu T_a, \tag{15}$$

где $S^{\mu\nu} = -\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}u_\alpha s_\beta$.

Существенно изменяется выражение для тензора энергии—импульса:

$$\begin{aligned} t^{\mu\nu} = {} & p(u^\mu u^\nu - g^{\mu\nu}) + \\ & + n(\varepsilon_0^* g^{\mu\lambda} - u^\alpha \partial_\alpha S^{\mu\lambda})u_\lambda u^\nu + \\ & + \frac{\tilde{g}n}{m}[S^{\alpha\nu}(gG^a{}_\alpha{}^\mu T^a + eF_\alpha{}^\mu) - \\ & - S^{\alpha\mu}(gG^a_{\alpha\lambda}T^a + eF_{\alpha\lambda})u^\lambda u^\nu] - \\ & - \left(G_a^{\nu\lambda}G_a{}^\mu{}_\lambda - \frac{1}{4}g^{\mu\nu}G_a^{\alpha\beta}G^a_{\alpha\beta}\right) - \\ & - \left(F^{\nu\lambda}F^\mu{}_\lambda - \frac{1}{4}g^{\mu\nu}F^{\alpha\beta}F_{\alpha\beta}\right), \end{aligned} \tag{16}$$

$$\varepsilon_0^* = \frac{\varepsilon}{n} + \frac{\tilde{g}}{2m}S^{\alpha\beta}(gG^a_{\alpha\beta}T^a + eF_{\alpha\beta}). \tag{17}$$

В вышеприведенных соотношениях e и g — электрический и цветовой заряды, m и $\tilde{g}$ — масса и гиромагнитное отношение для кварка, f_{abc} — структурные постоянные группы $SU(3)$, $\nabla_\mu^{ab} = \partial_\mu \delta^{ab} + gf^{acb}A_\mu^c$ — ковариантная производная, $G^a_{\mu\nu} = \partial_\mu A^a_\nu - \partial_\nu A^a_\mu + gf_{abc}A^b_\mu A^c_\nu$ — тензор цветового поля. Нетрудно убедиться, что модель является калибровочно-инвариантной (малые преобразования имеют вид $\delta T_a = gf_{abc}T_b\delta\alpha_c$, $\delta A^a_\mu = \nabla^{ab}_\mu \delta\alpha_b$), поэтому следует еще наложить дополнительное калибровочное условие, например:

$$\partial_\mu A_a^\mu = 0. \tag{18}$$

Уравнения состояния содержат теперь зависимость от полей

$$p = p(\theta, n, F_{\mu\nu}, A^a_\mu), \qquad \varepsilon = \varepsilon(\theta, n, F_{\mu\nu}, A^a_\mu), \tag{19}$$

причем следует выбирать поля в сопутствующей системе отсчета, поэтому в неявной форме ε и p зависят также и от u_μ. Термодинамика кварков в различных внешних полях изучалась в работах [7,18,20], в которых, в частности, учитывались как непертурбативные свойства вакуума, так и отклонения кварк-глюонной фазы от идеального газа. Заметим также, что, несмотря на имеющийся ряд хорошо изученных внешних полей, моделирующих основное состояние КХД, большая их часть еще только ждет своего изучения.

4. Заключение

Как видно из предложенной выше структуры тензора энергии—импульса и уравнения движения частиц в случае основного вакуумного состояния, моделируемого неабелевыми компонентами калибровочного поля A^a_μ траекторные и изоспиновые движения не разделяются. Возможно этот факт окажется существенным при описании расширения системы, которое ранее излагалось на основе релятивистской гидродинамической модели идеальной жидкости, и это позволит получить дополнительную информацию о распределении величины $\langle p_\perp \rangle$ в зависимости от E_L (начальной энергии в l-системе, определение смотри в [3]). Вместе с тем, возможно, что данная модификация не решает всех сложностей гидродинамического подхода к описанию множественного рождения адронов (например, ввиду неясности критерия конфайнмента на языке КТП и классической гидродинамической теории), и потребуется дополнительное гидродинамическое описание множественной фазы адронов с учетом их характеристик, переформулированных на языке классической теории. Однако мы надеемся, что последовательное теоретико-полевое описание множественного рождения адронов может быть сформулировано корректно в рамках классической гидродинамической теории на основе реализации соответствующих приближений в цепочке уравнений Боголюбова [21]. Возможно, что изучение гидродинамической модели будет полезным при обсуждении свойств кварковой материи в сильных магнитных полях, имеющих место вблизи поверхности нейтронных звезд [22].

Литература

1. Л. Д. Ландау, Изв. АН СССР **17** (1953), no. 2, 51–62.
2. Е. Л. Фейнберг, УФН **139** (1983), 5.
3. И. Л. Розенталь, Ю. А. Тарасов, ЖЭТФ **11** (1985), 1535–1543.
4. J. Cleymans, R. V. Gavai, E. Suhonen, Phys. Rep. **130** (1986), no. 4, 217–292.
5. M. A. Shifman, A. I. Vainstein, V. I. Zakharov, Nucl. Phys. **B147** (1979), 385–391.
6. S. Kalara, J. Chakrabarti, Phys. Rev. **D24** (1981), 3268–3272.
7. N. O. Agasyan, D. Ebert, E. M. Ilgenfritz, Yu. A. Simonov, *The phase transition between hadron and quark-gluon matter and nonperturbative effects above T_c in the stochastic vacuum approach*, (to be published).
8. Э. В. Шуряк, Физика многочастичных систем. Сборник научных трудов АН УССР. (1986), no. 10, ИТФ. Киев. Наукова думка, 19;E. V. Shuryak, Nucl. Phys. **203B** (1982), no. 1, 93, 116, 140.
9. F. Karsch, QCD: 20 years later (P. M. Zerwas and H. A. Kastrup, eds.), World Scientific, 1993, p. 717;G. Boyd et al, Preprint BITP-96/04, Bieterfield, 1996.
10. В. С. Попов, ЖЭТФ **61** (1971), no. 4, 1334.
11. Ш. С. Агаев, А. С. Вшивцев, В. Ч. Жуковский, ЯФ **36** (1982), no. 4, 1023.
12. В. Г. Багров, А. С. Вшивцев, С. В. Кетов, *Дополнительные главы математической физики (калибровочные поля)*, Томск, Изд. Томского ун-та, 1990.
13. В. Г. Багров, О. В. Бабурова, А. С. Вшивцев, Б. Н. Фролов, Препринт 33-88 (1988), Томский научный центр СО АН СССР.
14. А. С. Вшивцев, Д. В. Перегудов, ТМФ **104** (1995), no. 3, 435–450.
15. В. В. Владимирский, ЯФ **58** (1995), no. 1, 107–112.
16. М. И. Горенштейн, Г. М. Зиновьев, В. К. Петров, В. П. Шелест, ТМФ **52** (1982), no. 3, 346–362.
17. S. K. Wong, Nuovo Cim. **65A** (1970), no. 4, 689.
18. А. С. Вшивцев, Автореферат докторской диссертации (1991), С.-Петербург.
19. J. Kapusta, *Finite Temperature Field Theory*, Cambrige Univ. Press, 1989.

20. Yu. A. Simonov, ЯФ **58** (1995), no. 2, 157.
21. Н. Н. Боголюбов (мл.), Б. И. Садовников, А. С. Шумовский, *Математические методы статистической механики модельных систем*, М. Наука, 1989.
22. S. Chakrabarty, Phys. Rev. **D54** (1996), no. 2, 1306–1316.

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет)