

ИНСТАНТОНЫ В КВАРКОВОЙ ПЛАЗМЕ, СВЕРХТЯЖЕЛЫЕ АДРОНЫ И НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ

Э.В. Щуряк

Оценки вклада инстантонов в уравнение состояния кварковой плазмы приводят к выводу о существовании фазового перехода первого рода плазма — газ адронов. Сравнение расчета с данными по массам нейтронных звезд исключает существование многобарионных адронов из легких кварков.

В нашей предыдущей работе [1] показано, что в среде с достаточно большой плотностью барионного заряда n_B , температурой T или в сильном цветовом поле $F_{\mu\nu}^a$, происходит подавление нелинейных флуктуаций калибровочного поля — инстантонов [2]. Важнейшим следствием этого явления служит вытеснение кварков и глюонов из вакуума в "мешки" [3], представляющие собой сильно взаимодействующие частицы-адроны.

Проведенное ранее сравнение характеристик ядерной материи [4] и кварковой плазмы, вычисленных в работах [5] в рамках теории возмущений, показало, что переход между этими состояниями вещества происходит при плотности $n_B \sim n_0 = 1 \text{ ф}^{-3}$. В настоящей работе мы учитываем также вклад инстантонов, что позволяет ближе подойти к переходной области $n_B \sim n_0$ и дать более надежные соображения о природе этого перехода. В частности, приводятся аргументы, что этот переход является фазовым переходом первого рода с конечным скачком плотности. При определенных параметрах возможно образование метастабильных адронов с большим барионным зарядом, однако расчет предельных масс нейтронных звезд и анализ имеющихся экспериментальных данных [6] исключает такую возможность.

Начнем с качественных соображений о роли инстантонов в ядерной материи. Поскольку инстантоны в вакууме имеют радиус около 1 ф [7], они несколько подавляются в зазоре между нуклонами вплоть до межцентровых расстояний $2 - 3 \text{ ф}$. Разность давления вакуума на внутреннюю и наружную стороны нуклонов приводит к эффективному притяжению. Мы не знаем пока, какая часть однонуклонной потенциальной ямы $U \approx 40 \text{ МэВ}$ связана с этим эффектом при ядерной плотности $n_d = 0,17 \text{ ф}^{-3}$. Ясно однако, что с ростом плотности этот эффект быстро растет и при $n_B \gtrsim n_0$, когда заметная доля инстантонов подавлена, эффективный потенциал $U \sim \epsilon_0/n_0 \sim 400 \text{ МэВ}$, где ϵ_0 — энергия вакуума [7, 1]. Таким образом, предсказывается смягчение уравнения состояния при $n_B \sim n_0$.

Перейдем теперь к количественному анализу уравнения состояния в кварковой фазе. Согласно [1] плотность энергии ϵ и давление p можно записать в виде:

$$\epsilon = \epsilon^{(T,B)} + B - B C n_B^{-5/3}$$

$$p = p^{(T.B.)} - B + \frac{8}{3} BC n_B^{-5/3}, \quad (1)$$

где $\epsilon^{(T.B.)}$, $p^{(T.B.)}$ — вычисленные в [5] первые члены ряда теории возмущений: ($\alpha_s \equiv g^2(p_F)/4\pi$)

$$p^{(T.B.)} = \frac{3\pi^{2/3} n_B^{4/3}}{4} \left[1 - \frac{2\alpha_s}{\pi} + \frac{\alpha_s^2}{\pi^2} \ln \alpha_s + \dots \right] \approx \frac{1}{3} \epsilon^{(T.B.)} \quad (2)$$

В [2] мы пренебрегли массами u , d , s кварков. Вторые члены в [1] отвечают энергии и давлению вакуума [7, 1]:

$$B = |\epsilon_0| \approx 450 \text{ МэВ}/\Phi^{-3} = 0,0035 \text{ ГэВ}^4 \quad (3)$$

Отметим, что феноменологическое значение B [3] в несколько раз меньше. Наконец, последний член описывает вклад инстантонов в плазме согласно [1]. При больших n_B этот вклад мал, что и отражает подавление инстантонов. Параметр C пока не может быть определен теоретически (см. [1]) и остается свободным. По порядку величины он $C \sim 1 \Phi^{-5}$.

Зависимость $p(n_B)$ показана на рис. 1 для различных C . Видно наличие минимума при $n_B \sim n_0$, который является следом существования связанных состояний такой плотности. При $C < 0,095$ минимум доходит до нуля, что говорит о возможности существования адронов с большим барионным зарядом. Такие адроны в любом случае метастабильны, так как их распад на нуклоны энергетически выгоден.

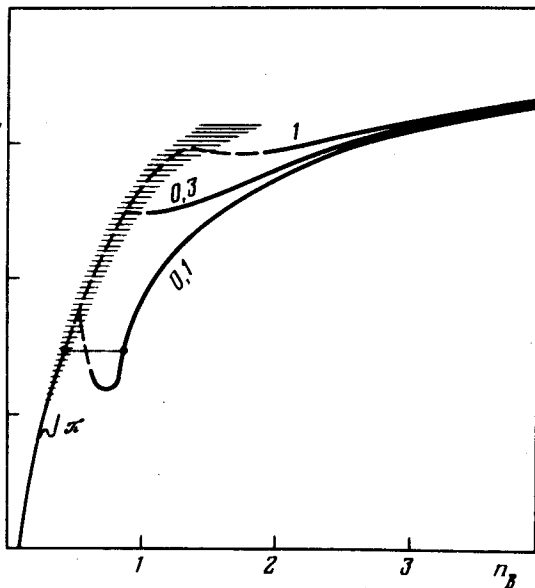


Рис. 1. Зависимость давления p (МэВ/ Φ^{-3}) от плотности барионного заряда n_B (Φ^{-3}). Сплошные кривые отвечают формуле (1), цифры при кривых — значениям параметра C (Φ^{-5}). Заштрихованная область отвечает расчетам ядерной материи [4], штриховые кривые — предполагаемому ходу кривой. Точки на нижней кривой отвечают границам устойчивой области. Кривая, помеченная значком " π ", отвечает учету π -конденсации.

Применимость формул (1) кончается при плотностях, при которых третий член становится сравним со вторым. В этом случае инстантонов в плазме почти столько же, как в вакууме, и необходим учет их взаимодействия. Как это сделать пока не известно, но физически ясно, что происходит переход к "аномальной" фазе — газу нуклонов. Предпо-

ложительный ход кривых показан на рис. 1 штриховыми линиями, излом на них — фазовый переход второго рода, связанный с "пленением" цвета.

Важно, что состояние вещества в этой области неустойчиво и не реализуется, поскольку происходит обычный фазовый переход первого рода со скачком плотности (см. рис. 1). Давление отвечающее точке перехода, определяется обычным правилом площадей Максвелла. По этой причине давление, а особенно скачок плотности не очень чувствительны к деталям кривой.

Итак, с приведенными выше оговорками можно считать наличие фазового перехода первого рода достоверным при $C \lesssim 1$, что служит дополнительным аргументом в пользу модели достаточно резкого мешка для адронов из легких кварков.

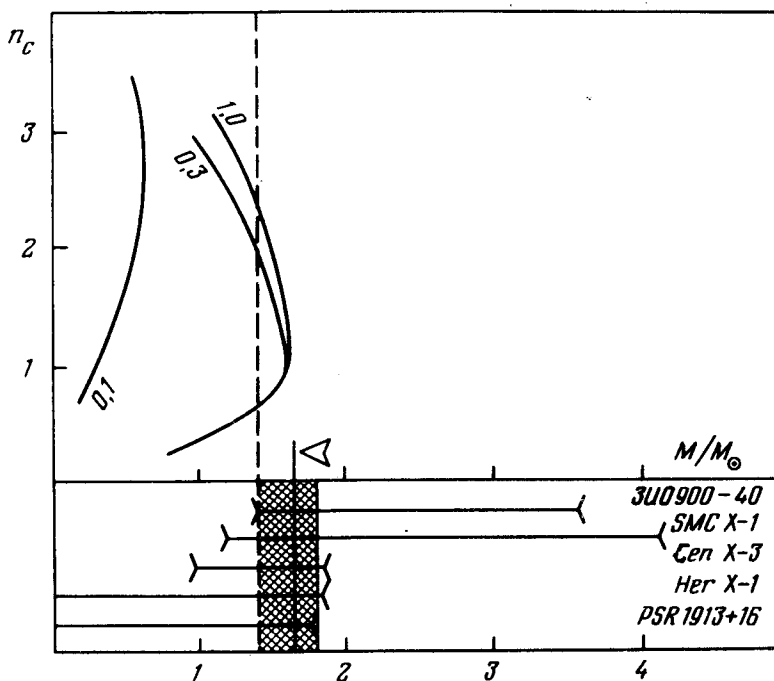


Рис. 2. Зависимость центральной плотности звезды n_c (Φ^{-3}) от ее массы M (в единицах массы Солнца M_\odot). В нижней части рисунка показаны экспериментальные ограничения [6] на массы двойных пульсаров. Штриховая прямая отвечает наибольшей нижней границе, стрелка и сплошная прямая — максимальной массе, полученной из расчета

Величиной, весьма чувствительной к уравнению состояния в интересующей нас области плотностей, является предельная масса холодных звезд. Решение уравнения Толмена — Оппенгеймера — Волкова дало результаты, показанные на рис. 2. Различные кривые отвечают различным значениям параметра C , область за максимумом неустойчива относительно коллапса в черную дыру. В нижней части рисунка

показаны экспериментальные ограничения на массу двойных пульсаров [6]. Заштрихованная область — наиболее вероятная по совокупности данных. Штриховая прямая при $M = 1,4M_{\odot}$ отвечает нижней границе массы самой тяжелой звезды. Варианты, не достигающие этой границы, находятся в противоречии с экспериментом. Следовательно, можно заключить что $C \geq 0,15$, откуда следует важное физическое следствие: сверхтяжелых адронов из легких кварков нет. Готовящиеся эксперименты по соударению тяжелых ионов высокой энергии проверят этот вывод.

После завершения настоящей работы нам стала известна работа [8], основная идея которой: подавление инстантонов внутри адронов как причина возникновения "мешков", — та же, что и в нашей работе [1]. Авторы [8] изучали также эффекты взаимодействия инстантонов и обнаружили фазовый переход первого рода по внешнему полю, качественно сходный с переходом, обсуждавшимся выше. Кроме того, они дали теоретическую оценку параметра $B = 130 \bar{\mu}^4$, что при рекомендованном ими значении $\bar{\mu} = 73$ Мэв дает $B = 0,0027$ ГэВ⁴ в хорошем соответствии с [3], полученным совсем иным путем [7, 1] и резком расхождении с феноменологическим значением 0,0005 ГэВ [3]. Это соответствие важно не только для настоящей работы, поскольку B является фундаментальной постоянной физики сильных взаимодействий.

Институт ядерной физики
Сибирское отделение
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
24 ноября 1978 г.

Литература

- [1] E.V. Shuryak. Suppression of instantons as an origin of quark confinement. Novosibirsk preprint 78-54, May 1978; Phys. Lett., in press.
- [2] A.M. Polyakov. Phys. Lett., 59B, 82, 1975; A.A. Belavin, A.M. Polyakov, A.A. Schwartz, Yu.S. Tyupkin. Phys. Lett., 59B, 85, 1975.
- [3] A. Chodos, R.L. Jaffe, K. Johnson, C.B. Thorn, V.F. Weisskopf. Phys. Rev. D9, 3471, 1974.
- [4] V.A. Pandaripande. Nuclear Physics A178, 123, 1971. H.A. Bethe, M.B. Johnson. Nuclear Physics A230, 1, 1974; I.D. Walecka. Ann. Phys. N. Y. 83, 491, 1974.
- [5] I.C. Collins, M.I. Perry. Phys. Rev. Lett., 34, 1353, 1975; M. Nauenberg, G. Chapline, Nature 264, 235, 1976; G. Baym, S.A. Chin. Phys. Lett., 62B, 241, 1976; Э.В. Шуряк. ЖЭТФ, 74, 477, 1978; B.A. Fridman, I.D. McLerran. Phys. Rev. D16, 1130, 1147, 1169, 1978. V. Baluni. Phys. Rev. D17, 2092, 1978.
- [6] P.C. Joss, S.A. Rappaport. Nature 264, 219, 1976.
- [6] А.И. Вайнштейн, В.И. Захаров, М.А. Шифман. Письма в ЖЭТФ, 27, 60, 1978; Препринты ИТЕР 73, 80, 81, 94, 1978.
- [8] G. Callan, R. Dashen, D.J. Gross. IAS preprint "Theory of hadronic structure", June 1978.