

## О ВОЗМОЖНОСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ МЕЗОНОВ НОВОГО ТИПА

*Н. А. Воронов, И. Ю. Кобзарев, Н. Б. Конюхова*

Численным экспериментом для скалярного поля со спонтанным нарушением симметрии показано существование трехмерных солитоноподобных систем. Такие объекты могли бы проявляться на опыте как тяжелые долгоживущие мезоны.

Многими авторами обсуждалась гипотеза, согласно которой классические решения релятивистских уравнений с вырожденным вакуумом могут описывать адронные состояния [1 – 3]. В частности, Шапиро предположил, что такого рода решения описывают  $\Psi$ -мезоны [4]. Для одномерного случая известны как полностью устойчивые (солитонные), так и квазистабильные (солитоноподобные) решения [5 – 7]. Однако в реальном трехмерном случае до сих пор не было получено ни стабильных, ни квазистабильных решений, за исключением решений типа монополя, не переходящих на бесконечности в обычный вакуум [2]. Ниже изложены результаты численного эксперимента, показывающего, что для поля с двумя вакуумами существуют пульсирующие квазистабильные трехмерные решения с обычным вакуумом на бесконечности; их свойства существенно отличаются от свойств одномерных решений [5 – 7]. Таким объектам могут соответствовать тяжелые мезоны со спином нуль.

Мы рассматриваем уравнение

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \Delta u = -4\lambda^2 u(u^2 - \eta^2), \quad (1)$$

имеющее два вакуумных решения  $u = \pm \eta$  с нулевой энергией. Нас будет интересовать решение типа пузыря [8], которое близко к одному из вакуумов всюду, кроме конечной односвязной области, внутри которой оно близко ко второму вакууму. Энергия пузыря сосредоточена в переходном слое между вакуумами – стенке.

В работе [8] было рассмотрено схлопывание сферического пузыря в приближении  $R \gg l$ , где  $R$  – радиус пузыря,  $l$  – толщина стенки ( $l \sim \frac{1}{\lambda \eta}$ ). Легко показать, что в этом приближении уравнение движения стенки имеет вид

$$\frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{2}{R} \left[ 1 - \left( \frac{dR}{dt} \right)^2 \right] = 0. \quad (2)$$

Решая (2), получаем

$$R = R_0 \operatorname{cn} \left( \frac{\sqrt{2} t}{R_0}, \frac{1}{2} \right), \quad (3)$$

где  $\operatorname{cn}(x, 1/2)$  – эллиптический косинус с модулем  $k^2 = 1/2$ . Выражение (3) удовлетворительно описывает сжатие или расширение пузыря, но так как оно не применимо при  $R \sim l$ , то (3) не может описывать переход от сжатия к расширению. Для того, чтобы выяснить вопрос о возможности такого перехода, который приводит к пульсирующему поведению  $R$ , обратимся непосредственно к уравнению (1).

Численно задача решалась методом прямых, т. е. сведением уравнения в частных производных (1) к системе обыкновенных дифференциальных уравнений, заданных на полупрямых  $t = nh$  ( $n = 1, 2, \dots$ ;  $h$  – постоянная, которая выбиралась за шаг по времени). Перенос граничных условий из особых точек  $r = 0$  и  $r = \infty$  в конечные точки  $r_0$  и  $r_\infty$  осуществлялся для всей системы в целом, используя метод, разработанный в [9]. Для решения нелинейной краевой задачи на каждой прямой применялся сходящийся итеративный процесс, аналогичный описанному в [10]. Линейная краевая задача при каждой итерации считалась методом устойчивой прогонки Абрамова [11]. На каждой прямой вычислялись интеграл энергии и потоки в точках  $r_0$  и  $r_\infty$ .

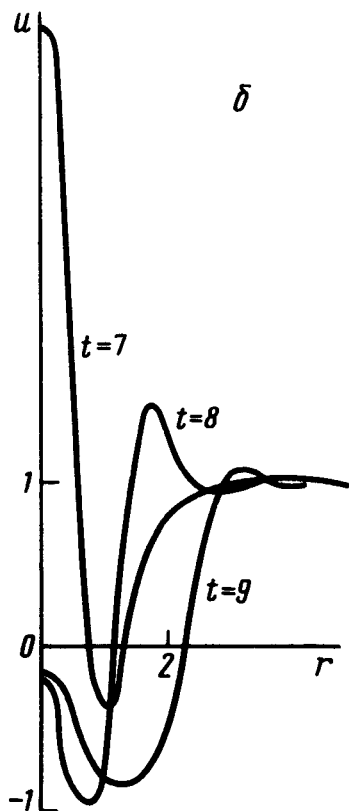
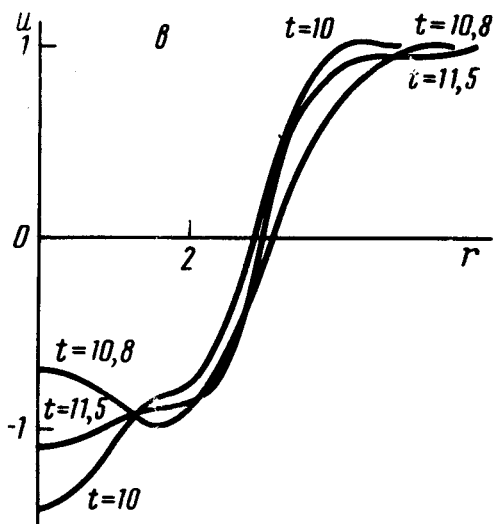
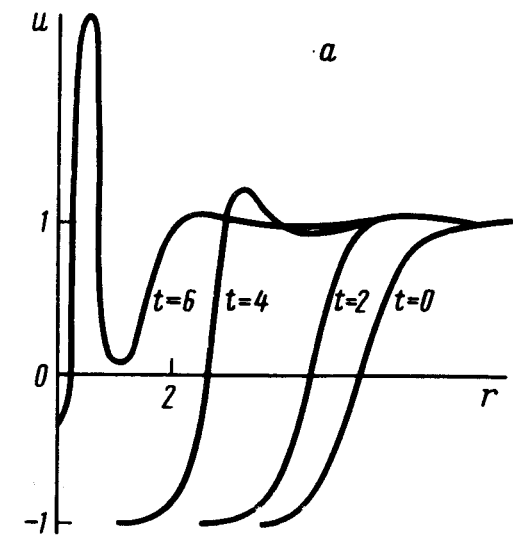
Преобразованиями подобия уравнение (1) сводится к случаю  $\lambda = 1$ ,  $\eta = 1$ , который в дальнейшем и обсуждается. Выберем следующие начальные условия

$$u(r, 0) = \operatorname{th} \sqrt{2}(r - R_0), \quad u_t(r, 0) = 0.$$

Результаты численных расчетов с  $R_0 = 5$  приведены на рисунке. При  $6 < t < 8$  функция  $u$  образует выброс в окрестности  $r = 0$  с  $u_{max} \approx 3,9$ , после чего опять появляется расширяющийся пузырь. При  $t \approx 10,8$  он останавливается вновь; заметим, что функция  $u$  в этот момент времени обращается в нуль в точке  $R_1 \approx 3$ . Уже для  $t = 11,5$  заметно обратное движение пузыря к центру.

Большое отличие  $R_1$  от  $R_0$  – начального радиуса – объясняется разрушением интеграла энергии. Энергия, равная в начальный момент  $E_0 = 6 \cdot 10^2$ , довольно хорошо сохраняется до  $t \sim 4$ , а затем быстро падает при  $4 < t < 9$  до  $E_1 = 2,4 \cdot 10^2$ , после чего вновь стабилизируется до конца счета. Заметим далее, что  $E_0 / E_1 \approx R_0^2 / R_1^2$ , откуда и следует столь заметное уменьшение  $R$ . Существенно, что уменьшение  $E$  не связано с

излучением; полная излучаемая энергия равна  $9 \cdot 10^{-2}$ . Как видно из приведенных на рисунке графиков, разрушение энергии происходит при больших  $du/dt$ , что объясняется малой точностью вычисления производных по времени в программе (с точностью  $h$ , где  $h$  — шаг по времени). Проверялась также зависимость решения от  $r_{\infty}^*$ : увеличение  $r_{\infty}^*$  в 1,5 раза (от 8 до 12) совершенно не отразилось на функции  $u$ . Таким образом, существование пульсаций можно считать установленным.



Поведение решения при  $6 < t < 8$  можно качественно описать с помощью следующего рассуждения. Рассечем пузырь по диаметру и рассмотрим его противоположные стенки. Предположим, что они свободно проходят друг через друга, сохраняя форму, с которой они подошли к центру. Тогда, как легко видеть, функция  $u$  образует плато на уровне  $u \approx 3 + 4$ . Такое состояние обладает постоянной плотностью энергии  $\epsilon$ ,

поэтому потенциальная энергия этого состояния будет расти как  $L^3$ , где  $L$  — расстояние, на которое разошлись стенки после прохождения друг сквозь друга; ясно, что стенки в конце концов остановятся, а затем начнут обратное движение. Если считать, что излучение мало, то максимальное значение  $L_{max}$  определяется из уравнения  $\mu R_0^2 = \mu L^2 + \frac{\epsilon}{3} L^3$ , где  $\mu = \frac{4\sqrt{2}}{3} \lambda \eta^3$  — поверхностная плотность энергии пузыря; отсюда следует, что

$$L \sim R_0 \sqrt[3]{l/R_0}. \quad (4)$$

Аналогичные рассуждения оказываются справедливыми и в одномерном случае [7]. Существенно, что трехмерные решения, рассматриваемые здесь, в отличие от одномерных, не имеют ограничений на массу системы. В полученном нами решении  $R_0 \gg l$ , возможны также решения с  $R_0 \sim l$ , которые соответствуют системам, найденным в [5–7].

Заметим, что в теориях, имеющих по крайней мере три эквидистантных вакуума (как, например, в уравнении sine — Гордона), те же рассуждения приводят к выводу о свободном проскакивании стенок друг через друга, причем переход от сжатия к расширению происходит существенно иначе. Для описания перехода в таких теориях естественно использовать (3), при этом  $R_{набл} = |R|$ .

Для оценки периода пульсаций пузыря  $T$  в теории со спонтанным нарушением симметрии можно пользоваться (3), откуда получается  $T \sim 3R_0$ . При этом мы пренебрегли временем отражения, которое в силу (4) — мало. К сожалению, разрушение интеграла энергии не позволяет найти время жизни пузыря  $\tau$ , но если судить по потоку излучаемой энергии, оно на много порядков больше  $T$ . Радиус пузыря связан с его массой соотношением  $M = \frac{16\pi\sqrt{2}}{3} \lambda \eta^3 R_0^2$ , отсюда следует, что  $T \approx 0,6\sqrt{M/\lambda\eta^3}$ .

В силу того, что  $\tau \gg T$ , время жизни может оказаться много больше ядерного даже при  $\lambda = 1, \eta = m_p$ . Заметим, что квазиклассическое квантование колебаний пузыря дает спектр масс с плотностью состояний  $dn/dE \sim T \sim \sqrt{M}$ .

В заключении отметим, что если справедлива модель Дрелла и др. [12], в которой обычные адроны рассматриваются как пузыри, в стенках которых заперты кварки, то обсуждаемые здесь мезоны должны неизбежно существовать.

Авторы признательны Т.А.Беловой за большую помощь при проведении расчетов на ЭВМ, А.Е.Кудрявцеву за полезные обсуждения.

Институт теоретической и экспериментальной физики

Поступила в редакцию  
17 октября 1975 г.

### Литература

- [1] Л.Д.Фадеев. Письма в ЖЭТФ, 21, 148, 1975.
- [2] А.М.Поляков. Письма в ЖЭТФ, 20, 430, 1974.
- [3] И.Ю.Кобзарев. Материалы III школы физики ИТЭФ, вып. 1, стр. 27, 1975.

- [ 4 ] И.С.Шапиро. Письма в ЖЭТФ, 21, 624, 1975.
- [ 5 ] А.М.Косевич, А.С.Ковалев. ЖЭТФ, 67, 1793, 1974.
- [ 6 ] R. Dashen, B. Hasslacher, A. Neveu. Phys. Rev., D11, 3424, 1975.
- [ 7 ] А.Е.Кудрявцев. Письма в ЖЭТФ, 22, 178, 1975.
- [ 8 ] Я.Б.Зельдович, И.Ю.Кобзарев, Л.Б.Окунь. ЖЭТФ, 67, 3, 1974.
- [ 9 ] Н.Б.Конюхова. ЖВМ и МФ, 13, 609, 1973.
- [ 10 ] Н.Б.Конюхова. ЖВМ и МФ, 14, 1221, 1974.
- [ 11 ] А.А.Абрамов. ЖВМ и МФ, 1, 349, 1961.
- [ 12 ] W.A.Bardeen, M.Chanowitz, S.D.Drell, M.Weinstein, T.-M.Yan. Phys. Rev., D11, 1094, 1975.
-