

## О МНОЖЕСТВЕННОМ РОЖДЕНИИ ЧАСТИЦ В МОДЕЛЯХ СО СПОНТАННЫМ НАРУШЕНИЕМ СИММЕТРИИ

И.В.Криве, П.И.Фомин, Е.М.Чудновский

Показано, что существование фазового перехода по температуре в моделях сильных взаимодействий со спонтанным нарушением киральной симметрии может привести к наблюдаемым следствиям в процессах множественного рождения частиц.

Как известно, поведение материи в рамках полевых моделей со спонтанным нарушением симметрии обладает интересными особенностями. Большие значения температуры, плотностей зарядов, напряженностей полей могут приводить к восстановлению спонтанно нарушенной симметрии (релятивистский фазовый переход [1]).

Существуют ли наблюдаемые следствия таких переходов?

Для объединенных моделей электромагнитных и слабых взаимодействий критическая температура по порядку величины составляет  $10^2 \text{ Гэв}$  [1]. О столь больших температурах, по-видимому, имеет смысл говорить лишь применительно к астрофизическим объектам [2].

В моделях сильных взаимодействий температура релятивистского фазового перехода может быть порядка  $\text{Гэв}$ . С такими температурами сталкиваются в связи со статическим подходом к множественному рождению частиц при энергиях  $E > 10^3 \text{ Гэв}$  (см., например, [3]). В этом подходе предполагается, что на начальной стадии процесса множественного рождения образуется горячее облако адронов, находящихся в термодинамическом равновесии.

В качестве теории, описывающей сильные взаимодействия нуклонов и мезонов, рассмотрим простейший  $SU(2) \otimes SU(2)$  вариант  $\sigma$ -модели [4] с лагранжианом

$$L = \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma)^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \vec{\pi})^2 + \frac{1}{2} \mu_0^2 (\sigma^2 + \vec{\pi}^2) - \frac{\lambda}{4!} (\sigma^2 + \vec{\pi}^2)^2 + \bar{\psi} \left\{ i\gamma_\mu \partial_\mu - g(\sigma - i\gamma_5 \vec{\tau} \vec{\pi}) \right\} \psi, \quad (1)$$

где  $\sigma$  – скалярное поле,  $\vec{\pi}$  – изотриплет псевдоскалярных полей,  $\psi$  – спинорное поле нуклонов. Основное состояние в  $\sigma$ -модели характеризуется аномальным вакуумным средним  $\sigma_0 = \sqrt{6/\lambda} \mu_0$ , что соответствует спонтанному нарушению киральной симметрии лагранжиана (1).

Расчет температурной зависимости среднего скалярного поля  $\langle \sigma \rangle_T$  сводится к нахождению минимума термодинамического потенциала  $\Omega(\langle \sigma \rangle_T)$  адронной материи. Вычисления, аналогичные выполненным в [5] для модели Хиггса, показывают, что при реалистическом соотношении между константами  $g^4 \gg \lambda$  ( $\mu_0 \sim \text{Гэв}$ ) в  $\sigma$ -модели имеет место фазовый переход первого рода, при котором  $\langle \sigma \rangle_T$  скачком обращает-

ся в нуль:

$$\langle \sigma \rangle_T \approx \begin{cases} \sigma_0, & T < T_c \\ 0, & T > T_c \end{cases} \quad T_c \sim \mu_0 / \sqrt{g} \quad (2)$$

(для сильных констант  $g$  и  $\lambda$  эти формулы могут быть справедливы лишь по порядку величины). При этом для эффективных масс пионов и нуклонов имеем

$$m_\pi \approx \begin{cases} 0, & T < T_c \\ gT, & T > T_c \end{cases}, \quad m_N \approx \begin{cases} g\sigma_0, & T < T_c \\ 0, & T > T_c \end{cases} \quad (3)$$

(при  $T > T_c$  киральная симметрия восстановлена,  $m_\sigma = m_\pi$ ).

Применение формул статистики оправдано в том случае, если длина свободного пробега частиц в адронной материи  $l \sim (\Sigma n)^{-1}$  (где  $\Sigma$  — сечение рассеяния частиц друг на друге,  $\Sigma \sim m_\pi^{-2}$ ,  $n$  — плотность частиц) мала по сравнению с размером системы. Малость  $l$  при  $T < T_c$  обусловлена малостью массы покоя  $\pi$ -мезона  $\mu_\pi$ . При спонтанном нарушении киральной симметрии пион возникает как безмассовый голдстоуновский бозон. Выше температуры фазового перехода  $T_c$ , когда восстанавливается киральная симметрия основного состояния,  $\pi$ -мезон становится тяжелой частицей. Это приводит к резкой экранировке эффективного радиуса сильного взаимодействия и, соответственно, резкому увеличению длины пробега частиц при  $T > T_c$ .

В высокотемпературной фазе ( $T > T_c$ ) адронная материя в  $\sigma$ -модели состоит в основном из безмассовых нуклонов и антинуклонов, суммарная плотность которых  $n \sim T^3$  (присутствие остальных частиц подавлено экспоненциальным фактором  $\exp(-g)$ ). При этом согласно (3) длина свободного пробега

$$l \sim g^2 / T. \quad (4)$$

Используя (4), легко показать, что для  $g > 1$  установление термодинамического равновесия в высокотемпературной фазе невозможно в характерном малом объеме столкновения.

Низкотемпературная фаза ( $T < T_c$ ) может быть описана обычной гидродинамической моделью Ландау, в которой термодинамическое равновесие имеет место при  $T > \mu_\pi$ .

Мы видим, что в моделях сильных взаимодействий со спонтанным нарушением киральной симметрии статистическое описание процесса множественного рождения возможно лишь в интервале температур  $\mu_\pi < T < T_c$ . Иными словами, применимость обычной гидродинамической теории для рассматриваемых моделей ограничена областью энергий  $E < E_c$ , для которой температура адронной материи не превышает  $T_c$ . Для уравнения состояния вида  $P = c_0^2 \epsilon$  (где  $P$  и  $\epsilon$  — давление и плот-

ность энергий адронной материи)

$$E_c \sim \mu_\pi \left( \frac{T_c}{\mu_\pi} \right)^{\frac{1+c_0^2}{c_0^2}} \quad (5)$$

в лабораторной системе. В случае  $c_0^2 = 1/3$  и  $T_c \sim 1 \text{ Гэв}$  имеем  $E_c \sim 10^3 \text{ Гэв}$ .

Наличие в процессе множественного рождения для  $E > E_c$  негидродинамической стадии должно приводить к изменению множественности и углового распределения вторичных частиц по сравнению с предсказаниями гидродинамической модели.

Наиболее чувствительным к существованию фазового перехода может быть распределение вторичных частиц по поперечным импульсам. В настоящее время представляется правдоподобным [6], что для больших  $p_\perp$  это распределение связано с излучением частиц на ранних стадиях гидродинамического процесса и дается выражением

$$f(p_\perp) \sim \exp \left\{ -\frac{p_\perp}{T_{in}} \right\}, \quad (6)$$

где  $T_{in}(E)$  — начальная температура адронной материи. Наше рассмотрение показывает, что в моделях с фазовыми переходами не может устанавливаться температура  $T_{in} > T_c$ . Поэтому  $f(p_\perp)$  при  $E > E_c$  (5) перестает зависеть от энергии первичной частицы<sup>1)</sup>.

В заключение заметим, что модели сильных взаимодействий со спонтанным нарушением киральной симметрии, для которых  $T_c < 1 \text{ Гэв}$ , по-видимому, противоречат существующим экспериментальным данным.

Авторы благодарны Е.Л.Фейнбергу и участникам руководимого им семинара за полезные обсуждения. Мы признательны также М.И.Горенштейну, Д.А.Киржницу, А.Д.Линде и И.С.Шапиро за интерес к работе и ценные советы.

Харьковский  
государственный университет  
им. А.М.Горького

Поступила в редакцию  
14 января 1977 г.

Институт теоретической физики  
Академии наук Украинской ССР

### Литература

- [1] Д.А.Киржниц. Письма в ЖЭТФ, 15, 745, 1972; D. A. Kirzhnits, A. D. Linde. Phys. Lett., 42B, 471, 1972.
- [2] И.В.Криве, А.Д.Линде, Е.М.Чудновский. ЖЭТФ, 71, 825, 1976.
- [3] E. L. Feinberg. Phys. Repts., 5C, 237, 1972; И.Л.Розенталь. УФН, 116, 271, 1975.

<sup>1)</sup> На это обстоятельство авторам указал Е.Л.Фейнберг.

- [4] M.Gell-Mann, M.Levy. *Nuovo Cim.*, 16, 705, 1960.
- [5] D.A.Kirzhnits, A.D.Linde, P.N.Lebedev. *Phys. Inst.*, preprint №101, 1974.
- [6] M.I.Gorenstein, G.M.Zinovjev, O.P.Pavlenko. Preprint ITP-74-95E, Kiev. 1974; Meng Ta-Chung. *Phys. Rev.*, D9, 3062, 1974; C.B.Chiu, K.H.Wang. *Phys. Rev.*, D12, 2725, 1975; M.I.Gorenstein. V.P.Shelest, G.M.Zinovjev. *Phys. Lett.*, 60B, 283, 1976.
-