

ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ДЕКОНФАЙНМЕНТА И ПОВЕДЕНИЕ ПИОННОЙ МНОЖЕСТВЕННОСТИ В ЯДЕРНЫХ СОУДАРЕНИЯХ

К.А. Бугаев, М.И. Горенштейн, Д. Ришке

При формировании смешанной кварк-адронной фазы в ядро-ядерных соударениях появляется специфическая ударно-волновая конфигурация, которая приводит к плато-образному поведению пионной множественности как функции энергии соударения. Это может служить новым качественным сигналом фазового перехода деконфайнмента.

Модель ударной волны сжатия для ядро-ядерных соударений (см., например, ¹) основана на общих законах сохранения потоков энергии-импульса и барионного числа. При лабораторных энергиях $E_{\text{лаб}}^{\text{кн}}/A < 10$ ГэВ/нукл тормозная способность ядер достаточна, по-видимому, для справедливости такого рассмотрения, по крайней мере, в случае центральных соударений ядер с большим атомным номером А. Фазовый переход деконфайнмента должен происходить тогда при сравнительно низких начальных энергиях $2 \div 6$ ГэВ/нукл ² и может быть достигнута область кварк-адронной смешанной фазы с термодинамически аномальными свойствами ³ уравнения состояния. Обычная ударная волна оказывается тогда неустойчивой ²⁻⁵ и вместо нее должны возникнуть устойчивые конфигурации из нескольких простых и ударных волн ⁶⁻⁷. Давно было замечено ⁸, что из данных по множественности пионов в соударениях тяжелых ионов можно получить информацию об уравнении состояния ядерной материи. Цель данной статьи - показать, что пионная множественность как функция энергии соударения ядер может дать сигнал о фазовом переходе деконфайнмента. Следует отметить, однако, что получение численных значений пионной множественности в гидродинамическом подходе существенно зависит от условий "химического замораживания", которое должно быть исследовано отдельно (см. ⁹).

Для описания адронной материи мы используем уравнение состояния предложенное в ⁷, которое обобщает обычную теорию среднего поля (см., например, ¹⁰) и нормировано на свойства нормальной ядерной материи со значением коэффициента сжимаемости равным 300 МэВ ¹¹. Важным пунктом нашего рассмотрения при вычислении пионной множественности является введение в уравнение состояния дельта частиц с конечной шириной. Мы осуществляем это в рамках термодинамически самосогласованной схемы предложенной в ¹². Для описания фазы кварк-глюонной плазмы мы следуем модели мешков (см., например, ¹³) с безмассовыми *u*, *d*-кварками и вакуумной постоянной $B = 235$ МэВ⁴. Полная фазовая диаграмма на термодинамической плоскости "температура-барионное число" строится с помощью обычного критерия Гиббса для систем с фазовым переходом первого рода.

Термодинамические параметры системы возникающие в результате центрального соударения двух атомных ядер (после прохождения ударных волн) определяется уравнением ударной адиабаты или адиабаты Ренкина - Гюгонио - Тауба (аРГТ) $p(x)$

$$n^2 X^2 - n_0^2 X_0^2 - (p - p_0)(X + X_0) = 0, \quad (1)$$

где p - давление, n - плотность барионного числа, $X \equiv (\epsilon + p)/n^2$ - обобщенный удельный объем, ϵ - плотность энергии. Параметры $p_0 = 0$, $n_0 = 0,16$ фм⁻³, $X_0 = 5800$ МэВ · фм³ отвечают основному состоянию ядерной материи. Результаты наших вычислений показаны на рис.1. Состояние системы определяемое точкой на аРГТ зависит от энергии соударения на нуклон с помощью соотношения (M_N - масса нуклона)

$$E_{\text{лаб}}^{\text{кин}}/A = 2M_N \left[\left(\frac{\epsilon/n}{\epsilon_0/n_0} \right)^2 - 1 \right]. \quad (2)$$

Мы находим, что все точки участка ABD на аРГТ соответствуют неустойчивым ударным переходам. Устойчивым физическим решением гидродинамической задачи является в этом случае обобщенная ударная адиабата предложенная в ⁶. Одна важная часть обобщенной ударной адиабаты (адиабата Пуассона) соответствует конфигурации, состоящей из ударной и простой волн сжатия. Амплитуда ударной волны для всех состояний этой конфигурации фиксирована (ударный переход связывает точки "0" и "A"), а величина s/n (s - плотность энтропии) является постоянной в простой волне. Это ведет к постоянству величины полной энтропии системы в некотором интервале энергии соударения (об обобщенной ударной адиабате см. подробнее в ⁶⁻⁷).

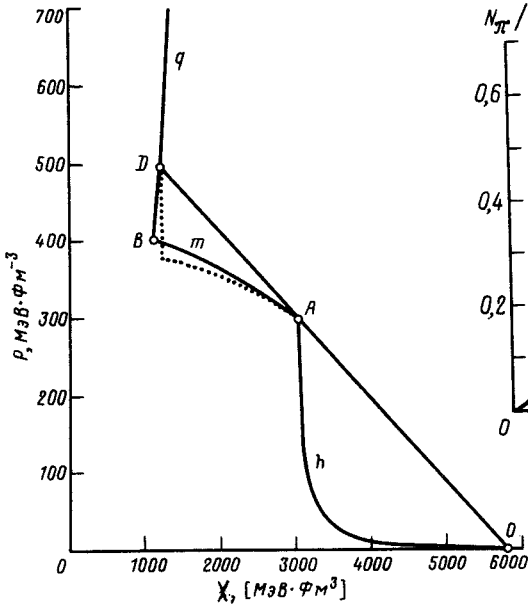


Рис.1

Рис. 1. Сплошной линией показана ударная адиабата сжатия (аРГТ) для адронной материи (h), кварковой материи (q) и смешанной фазы (m). Центр аРГТ отвечает основному состоянию ядерной материи ("0"). Участок ABD на аРГТ соответствует неустойчивым ударным переходам и должен быть заменен точечной кривой - обобщенной ударной адиабатой

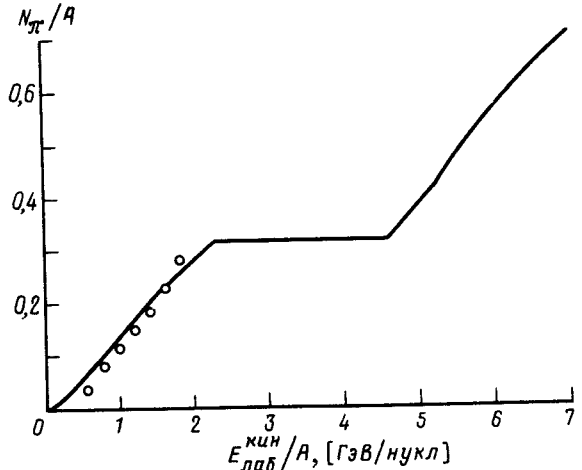


Рис.2

Рис. 2. Множественность π -мезонов как функция энергии на нуклон в ядерных соударениях. Сплошная линия - результат расчета с $n_f = 1,75n_0$. Точки - экспериментальные данные из работы ¹⁵

Для вычисления пионной множественности мы предполагаем адиабатическое расширение ($s/n = \text{const}$) нашей системы до момента "химического замораживания". В ¹⁴ было показано, что возможное возрастание величины s/n за счет ударных волн дефлаграции в процессе расширения не превышает нескольких процентов. Пионная множественность на нуклон дается тогда следующим выражением

$$N_{\pi}/A = \left(\frac{n_{\pi} + n_{\Delta} + n_{\bar{\Delta}}}{n} \right)_f, \quad (3)$$

где n_{π} , $n_{\Delta}(\bar{\Delta})$ - плотности чисел тепловых пионов и (анти)дельт в момент "химического замораживания". Величина (3) убывает в процессе расширения и

поэтому зависит от величины плотности замораживания. В ⁹ было показано, что пионная множественность согласуется с экспериментальными данными, если "химическое замораживание" происходит при барионных плотностях примерно равных удвоенной нормальной ядерной плотности. Рассматривая плотность барионного числа при "химическом замораживании" n_f как свободный параметр мы получаем хорошее согласие с имеющимися для N_π/A экспериментальными данными (для начальных энергий $E_{\text{лаб}}^{\text{к.м.н.}}/A < 2$ ГэВ/нукл) при значении $n_f = 1,75n_0$. Полная кривая для N_π/A как функция $E_{\text{лаб}}^{\text{к.м.н.}}/A$, включая наши предсказания для более высоких энергий, представлена на рис.2.

Результатом нашей статьи является предсказание платообразной структуры у пионной множественности как функции энергии соударения ядер. Это происходит при формировании смешанной кварк-адронной фазы и может рассматриваться как новый качественный сигнал фазового перехода деконфайнмента. Это предсказание может быть проверено в экспериментах на Дубненском нуклотроне, которые должны быть проведены (мы надеемся!) в ближайшем будущем.

Мы благодарны ГСИ Дармштадт за предоставление времени для численных расчетов. Один из нас (Д.Р.) благодарит за теплый прием в Институте теоретической физики АН УССР (Киев), где была выполнена часть данной работы.

Литература

1. *Stocker H., Greiner W.* Phys.Rep., 1986, 137, 277.
2. *Bugaev K.A., Gorenstein M.I.* Z Phys. C, 1986, 43, 261.
3. *Bugaev K.A., Gorenstein M.I., Zhdanov V.I.* Z Phys. C, 1988, 39, 365.
4. *Kämpfer B., Bars H.W., Csernai L.P.* University of Minnesota Report No. UMTNP-115/1984 (unpublished).
5. *Galitskij V.M., Mishustin I.N.* Phys. Lett. B, 1978, 72, 285; *Hofmann J., Müller B., Greiner W.* Phys. Lett. B, 1979, 82, 195.
6. *Bugaev K.A., Gorenstein M.I., Kämpfer B., Zhdanov V.I.* Phys. Rev. D, 1989, 40, 2903.
7. *Gorenstein M.I., Rischke D.H., Bugaev K.A., Stöcker H., Greiner W.* Preprint UFTP 239/1989, Frankfurt 1989.
8. *Stocker H., Greiner W., Scheid W.Z.* Phys. A, 1978, 286, 121; *Stock R. et al.* Phys. Rev. Lett., 1982, 49, 1239.
9. *Glendenning N.K.* Phys. Rev. C, 1988, 37, 14.
10. *Serot B.D., Walecka J. D.* Adv. Nucl. Phys., 1986, 16, 1.
11. *Glendenning N.K.* Phys. Rev. C, 1988, 37, 2733.
12. *Gorenstein M.I., Mrowczynski St., Rischke D.H.* Phys. Lett. B, 1990, 243, 327.
13. *Cleymans J., Gavai R.V., Suhonen E.* Phys. Rep., 1986, 130, 217.
14. *Bugaev K.A.* Preprint ITP-88-169P (Russ.), Kiev, 1989.
15. *Harris J.W. et al.* Phys. Rev. Lett., 1987, 58, 463.

Институт теоретической физики
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
1 октября 1990 г.