

## НАБЛЮДЕНИЕ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ЖИДКОСТЬ–ГАЗ ПРИ АННИГИЛЯЦИИ АНТИПРОТОНОВ В ЯДЕРНОЙ ЭМУЛЬСИИ

© 2020 г. В. В. Дубинина<sup>1)</sup>, Н. П. Егоренкова<sup>1)</sup>, Е. А. Пожарова<sup>1)</sup>, В. А. Смирнитский<sup>1)\*</sup>

Поступила в редакцию 10.02.2020 г.; после доработки 10.02.2020 г.; принята к публикации 10.02.2020 г.

Наблюдалось 500 остановок и аннигиляций антипротонов в ядерной эмульсии. Описание состояния ядерной материи уравнением Ван-дер-Ваальса позволило определить в зависимости от температуры: давление, плотность, и оценить границу спиnodальной области, в которой происходит мгновенный переход из однородного состояния в смесь двух фаз — фрагменты и “ядерный газ” (нуклоны), наблюдаемые в экспериментах.

DOI: 10.31857/S0044002720050098

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Изучению коллективных процессов в ядрах посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ (см., например, обзоры в ЭЧАЯ) [1]. Фазовый переход жидкость–газ в ядрах подробно рассмотрен в обзоре [2] и в работах [3, 4], где приведена обширная библиография. В этих работах приходилось учитывать передачу ядру большого линейного и углового импульсов, характерных для взаимодействий с частицами высоких энергий. При наблюдении фазового перехода желательна энергия возбуждения ядра без передачи ему большого линейного и углового импульсов. Этим условиям отвечает аннигиляция остановившихся антипротонов в ядерной фотоэмульсии. Действительно, при аннигиляции антипротонов связанными нуклонами ядра выделяется энергия  $\sim 2$  ГэВ ( $12.5$  ГэВ  $\text{фм}^3$  при  $\rho_0 = 0.16$   $\text{фм}^{-3}$ ). Эта энергия передается в основном  $\langle 5 \rangle$  пионам ( $\pi^{\pm,0}$ ), больше половины которых поглощается в ядре, и тем самым реализуется достаточно высокая энергия возбуждения без передачи ему большого линейного импульса и углового момента. При аннигиляции антипротонов низкой энергии кулоновское взаимодействие усиливает аннигиляцию на AgBr (85%), так что вкладом от поглощения на  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  и  $^{16}\text{O}$  (состав ядерной фотоэмульсии) [5] можно пренебречь. Аннигиляции антипротонов посвящено много экспериментальных работ, особенно после пуска в ЦЕРНе накопителя антипротонов низких энергий LEAR. В этом накопительном кольце антипротоны могут замедляться до минимальной

энергии 5 МэВ (импульс  $\sim 100$  МэВ/с). Опубликован обзор о взаимодействии антипротонов низких энергий с ядрами, где приведена подробная библиография [6]. В работе [7] было показано, что малая множественность соответствует в основном поверхностной аннигиляции, а большая интерпретируется как аннигиляция в глубине ядра. Поглощение ядром пионов приводит к испарению из ядра нуклонов ( $p$ ) и легких ядер ( $d$ ,  $\text{He}^4$ ,  $\text{He}^3$ )  $\sim 20\%$ .

В нашем эксперименте мы рассмотрели ядерную материю при описании ее состояния (EoS) уравнением Ван-дер-Ваальса [3], что позволило нам в зависимости от температуры ( $\tau$ ) определить давление ( $P$ ), плотность ( $n$ ) и на основании этих измерений оценить границу спиnodальной области [8] — область фазовой неустойчивости. Если горячее ядро при расширении за счет теплового давления пересекает эту границу, то возникает фазовый переход — развал ядра в спиnodальной области (тепловая фрагментация) [8].

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОЦЕДУРА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Аннигиляция антипротонов наблюдалась нами в эмульсионной камере, облученной в ЦЕРНе на ускорителе LEAR антипротонами с энергией  $\sim 100$  МэВ (пробег в эмульсии  $\sim 3$  см). Отобрано для измерений 500 остановок и аннигиляций антипротонов. Энергетический спектр испарительных частиц ( $b, bg$ ) позволил нам оценить энергию возбуждения и температуру ядра, а количество ( $s$ ) частиц — выход  $\pi^{\pm}$ -пионов. Энергия  $b$ -,  $bg$ -частиц определялась по их пробегу до остановки, считая их протонами:  $E_p = 0.251R^{0.581}$ , где  $E_p$  — в МэВ, а  $R$  — в мкм [5]. Измерения проводились на микроскопе KSM, связанном с ЭВМ. На рис. 1 показан

<sup>1)</sup>НИИЦ “Курчатовский институт” — ИТЭФ, Москва, Россия.

\*E-mail: vladimir@itep.ru

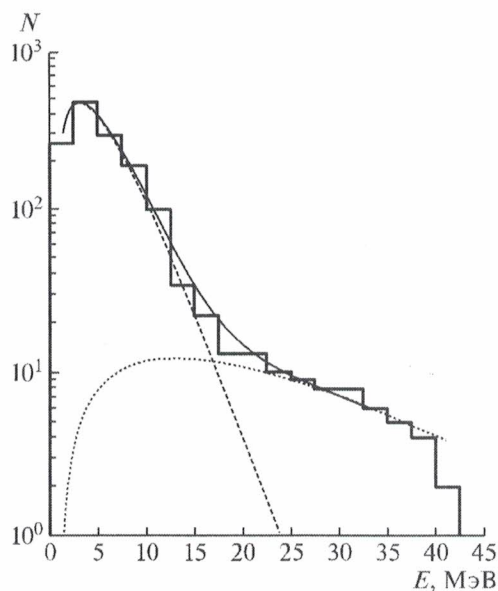


Рис. 1. Энергетический спектр  $b$ -,  $bg$ -частиц, аппроксимированный двумя распределениями Максвелла в логарифмическом масштабе с разными температурами ( $\chi^2 \sim 1$ ). Гистограмма — экспериментальный результат; кривые: штриховая и точечная — два распределения Максвелла, сплошная — суммарный результат.

спектр этих частиц; гистограмма — экспериментальный результат (в логарифмическом масштабе); кривые: штриховая и точечная — его описание двумя уравнениями Максвелла (1), а сплошная — сумма двух уравнений [9, 10] ( $\chi^2 \sim 1$ ):

$$n \approx \sum ((E_{b, bg} - V_i) / \tau_i^2) \times \exp(-((E_{b, bg} - V_i) / \tau_i)), \quad (1)$$

где  $V_i$  — поверхностный или объемный кулоновский барьер, а  $\tau_i$  — соответствующая температура ядра. Энергетический спектр  $b$ -,  $bg$ -частиц не удается описать с разумным  $\chi^2$ -распределением Максвелла с единственной температурой. Существенное увеличение выхода малоэнергичных частиц (см. рис. 1) происходит из-за снижения кулоновского барьера [10], а основным источником медленных частиц служит статистический механизм их испарения из возбужденного ядра. На этом рисунке штриховой кривой показано описание спектра частиц в области их небольшой энергии до 15–20 МэВ ( $V_1, \tau_1$ ) и точками до 45 МэВ ( $V_2, \tau_2$ ). На рис. 2 показан выход  $\pi^\pm$ -пионов в тех же взаимодействиях антипротонов, что и на рис. 1. При аннигиляции в эмульсии наблюдались  $\sim 2$  заряженных пиона, а остальные поглощены в ядре.

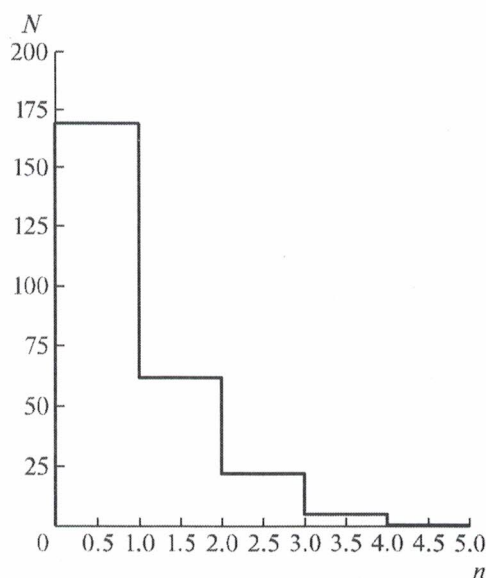


Рис. 2. Распределение по множественности  $s$ -частиц (пионов), возникающих при аннигиляции антипротонов в тех же событиях, что и на рис. 1.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

В результате фитирования энергетического спектра из 1422  $b$ -,  $bg$ -частиц, возникающих при аннигиляции антипротонов на нуклонах ядер Ag и Вг, мы получили:

$$V_1 = 0.6 \pm 0.1 \text{ МэВ} \quad \text{и} \quad \tau_1 = 2.5 \pm 0.1 \text{ МэВ};$$

$$V_2 = 1.04 \pm 0.08 \text{ МэВ} \quad \text{и} \quad \tau_2 = 12.1 \pm 2.1 \text{ МэВ}.$$

Возможна и другая оценка температуры ядра в зависимости от энергии возбуждения. В работе [9] показано, что связь между температурой ядра  $\tau$  и энергией возбуждения  $E^*$  определяется соотношением

$$E^* \approx (A/11)\tau(\tau - 1) + 1/3(A^{2/3}\tau^{1/3}), \quad (2)$$

где  $A$  — атомный номер ядра (в нашем эксперименте Ag(108) и Вг(80)). Обычно используют соотношение Ле-Кутэра [9]:  $E^* \approx d\tau_K^2$ , где  $d$  — параметр плотности уровней ядра  $d \sim A/10 \text{ МэВ}^{-1}$ . Если учесть, что при аннигиляции антипротона на нуклоне ядра испускается  $\sim 2$  заряженных пиона с  $\beta \gtrsim 0.7$  (см. рис. 2), то по Ле-Кутэру при энергии возбуждения  $E^* \sim 1000 \text{ МэВ}$ ,  $\tau_K \sim 10.3 \text{ МэВ}$ . В этих измерениях нами получены две близкие величины температуры ядра при аннигиляции антипротонов  $\tau_2$  и  $\tau_K$ , необходимые для оценки ( $E_0C$ ). При дальнейших вычислениях мы использовали температуру  $\tau_2 = 12.1 \pm 2.1$ , полученную при измерении спектра  $b$ -,  $bg$ -частиц.

Для определения давления ( $P$ ) и плотности ( $n$ ), которые возникают в ядрах при аннигиляции антипротонов, мы воспользовались уравнением Ван-дер-Ваальса (VdW) [3], описывающем состояние вещества (EoS) с учетом сил взаимодействия (притяжение—отталкивание), которое предсказывает существование фазового перехода жидкость—газ и критическое состояние вещества. Фазовый переход в ядрах подробно рассмотрен в рамках термодинамики макроскопических систем [2], в которой взаимодействия между нуклонами в ядре связаны силами Скирма [11, 1] подобно взаимодействию между молекулами в жидкости. Ниже (3) приведено уравнение VdW (изотерма):

$$P(\tau, n) = (N\tau/(V - bN)) - a(N/V)^2 = \quad (3)$$

$$= ((n\tau)/(1 - bn)) - an^2,$$

где  $a$  и  $b > 0$  — параметры, отвечающие соответственно за взаимодействие притяжения и отталкивания,  $n \equiv N/V$  — плотность частиц ( $0 \leq n \leq 1/b$ ) и  $\tau \geq 0$ . Уравнение VdW содержит фазовый переход первого рода и критическую точку ( $\tau_c, p_c, n_c$ ), в которой  $(\partial p/\partial n)_\tau = (\partial^2 p/\partial n^2)_\tau = 0$ . Численные значения параметров ( $\tau_c, p_c, n_c, a, b$ ) вычислены в рамках статистики Больцмана (с учетом квантовой статистики) в работе [3 (“В”)]:

$$\tau_c = 8a/27b; \quad n_c = 1/3b; \quad p_c = a/27b^2, \quad (4)$$

в критической точке  $\tau_c \approx 19.7$  МэВ,  $n_c \approx 0.07$  фм<sup>-3</sup>,  $p_c \approx 0.52$  МэВ фм<sup>-3</sup>. При этом  $a \approx 316$  МэВ фм<sup>3</sup> и  $b \approx 4.76$  фм<sup>3</sup>. Параметр  $b$ , определяющий объем частиц, вычисляется через радиус нуклона  $b = 16\pi r^3/3$ , что соответствует  $r \approx 0.6$  фм.

Представим уравнение VdW (3) в безразмерном виде. Для этого обозначим  $P^*/p_c, \tau^* = \tau_2/\tau_c$  и  $n^* = n/n_c$ . В этом случае критические точки  $\tau_c^* = p_c^* = n_c^* = 1$  и уравнение VdW показано в (5):

$$P^* = ((8\tau^*n^*)/(3 - n^*)) - 3(n^*)^2. \quad (5)$$

Такое безразмерное представление уравнения VdW (5) удобно в дальнейшем рассмотрении  $P^* = f(\tau^*, n^*)$ . Тем более, что имеются различные оценки критических параметров EoS ( $\tau_c, n_c, p_c$ ) [12, 1]. В случае безразмерного представления уравнение VdW сохраняет свой вид при любых значениях параметров критической точки и выглядит совершенно одинаково (5) у газа и ядерного вещества. Для полного описания EoS  $P^* = f(\tau^*, n^*)$  в уравнении (5) необходимо определить  $n^*$ . В работе [3, appendix B] приведено выражение для вычисления (по статистике Больцмана) зависимости  $n \approx f(\tau)$ :

$$V_{VdW}(n, \tau) = ((\tau bn)/(1 - bn)) - \quad (6)$$

$$- \tau \ln(1 - bn) - 2an,$$

где  $n = N/V$ .

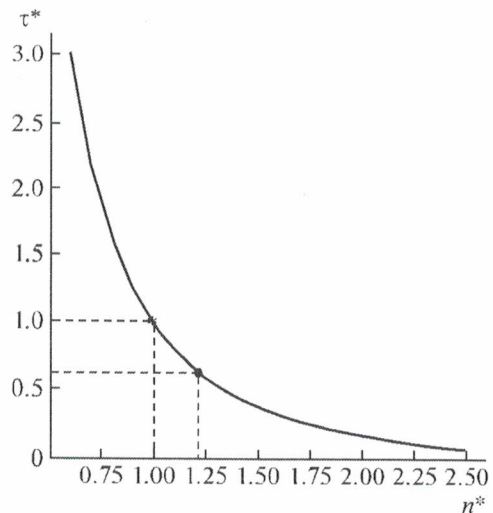


Рис. 3. Зависимость плотности от температуры при описании состояния ядерной материи уравнением Ван-дер-Ваальса. Точки: \* — значение при критической температуре, • — при температуре, возникающей при аннигиляции антипротонов.

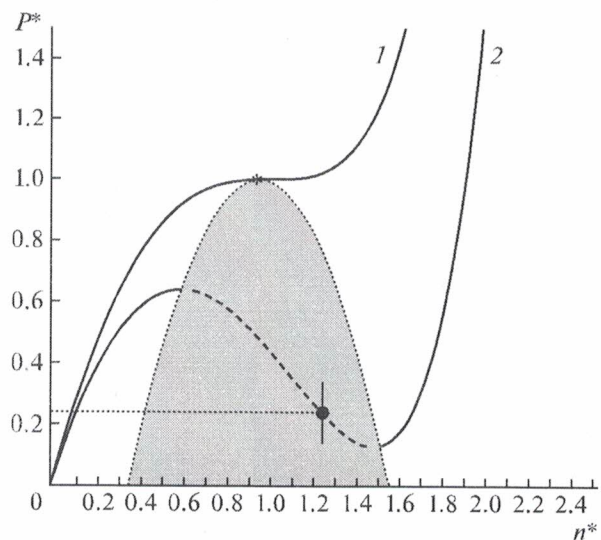


Рис. 4. Зависимость в безразмерных единицах давления ( $P^*$ ) от плотности ядерной материи ( $n^*$ ). Сплошные кривые на рисунке изотермы: при критической температуре (1) и аннигиляции антипротонов (2). Точечная кривая — “спинодаль” (наружная граница спинодальной области, которая показана серым цветом). Штрихи на изотерме (2) — область неустойчивого равновесия. Точки \* и • — давление и плотность: в критической точке (\*) и при аннигиляции антипротонов (•).

На рис. 3 показана эта зависимость в безразмерных единицах  $\tau^*$  и  $n^*$ . Теперь у нас есть возможность, зная  $\tau^*$ ,  $n^*$  и  $p^*$ , определить состояние EoS материи при аннигиляции антипротонов в ядерной фотоэмульсии. На рис. 4 показаны изотермы  $p^*(\tau^*, n^*)$  для двух нормированных значе-

ний температуры:  $\tau_c^*$  и  $\tau^*$  при  $\langle \tau_2 = 12.1 \text{ МэВ} \rangle$ , точками — наружная граница спиноподальной области, которая проходит через значения изотерм, отвечающие нулевой сжимаемости —  $(\partial p / \partial n)_\tau = 0$ . В спиноподальной же области (окрашена серым цветом) система имеет отрицательную сжимаемость — с ростом давления плотность падает. Спиноподаль (точечная кривая) — граница области фазовой неустойчивости [8]. Точками на этом рисунке показаны: критическое состояние материи (\*) и на соответствующей изотерме (штриховая кривая) состояние при аннигиляции антипротонов (•).

В результате измерений и вычислений мы имеем: температуру, давление и плотность ядерной материи — полную информацию о EoS при аннигиляции антипротонов, остановившихся в ядерной фотоэмульсии:

$$\tau \approx 12.1 \text{ МэВ}, \quad P \approx 0.12 \text{ МэВ фм}^{-3}, \\ n \approx 0.09 \text{ фм}^{-3}.$$

Для ядерного вещества в спиноподальной области характерна фазовая нестабильность состояния: мгновенный переход из однородного состояния на смесь двух фаз [8] — капельки жидкости (фрагменты), окруженные “ядерным газом” (нуклонами). Таким образом, мы наблюдаем при аннигиляции антипротонов состояние, соответствующее фазовому переходу ядерной материи и фрагментации, которая наблюдается в экспериментах.

Авторы благодарят В.В. Шаманова и В.А. Дитлова за помощь при обработке результатов измерений.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. А. Карнаухов, Препринт № P15-2011-58, ОИЯИ (Дубна, 2011); V. A. Karnaukhov, H. Oeschler, S. P. Avdeyev, E. V. Duginova, V. K. Rodionov, A. Budzanowski, W. Karcz, O. V. Bochkarev, E. A. Kuzmin, L. V. Chulkov, E. Norbeck, and A. S. Botvina, Письма в ЭЧАЯ, № 4, 5 (2002); В. А. Карнаухов, Препринт № P1-99-193, ОИЯИ (Дубна, 1999).

2. B. Borderie and J. D. Frankland, arXiv: 1903.02881v1 [nucl-ex].
3. O. Savchuk, V. Vovchenko, R. V. Poberezhnyuk, M. I. Gorenstein, and H. Stoecker, arXiv: 1909.04461v [hep-ph]; V. Vovchenko, D. V. Anichshkin, and M. I. Gorenstein, nucl-th/1504.01363v1.
4. M. Motta, W. M. Alberico, A. Beraudo, P. Costa, and R. Stiele, arXiv: 1909.05037 [hep-ph].
5. С. Пауэлл, П. Фаулер, Д. Перкинс, *Исследование элементарных частиц фотографическим методом* (Изд-во иностр. лит., Москва, 1962).
6. Yu. A. Batusov, S. A. Bunyatov, I. V. Falomkin, G. B. Pontecorvo, M. G. Sapozhnikov, F. Balestra, S. Bossolasco, M. P. Busa, L. Busso, L. Ferrero, D. Panzieri, G. Piragino, F. Tosello, C. Guaraldo, A. Maggiora, G. Bendiscioli, *et al.*, Europhys. Lett. **2**, 115 (1986); A. Trzcińska, J. Jastrzebski, T. Czosnyka, T. von Egidy, K. Gulda, F. J. Hartmann, J. Iwanicki, B. Ketzer, M. Kisielinski, B. Klos, W. Kurciewicz, P. Lubiński, P. J. Napiorkowski, L. Pieńkowski, R. Schmidt, and E. Widmann, Nucl. Phys. A **692**, 176 (2001).
7. В. В. Дубинина, Н. П. Егоренкова, Е. А. Пожарова, В. А. Смирнитский, Письма в ЖЭТФ **93**, 283 (2011) [JETP Lett. **93**, 253 (2011)].
8. G. Sauer, H. Chandra, and U. Mosel, Nucl. Phys. A **264**, 221 (1976); V. A. Karnaukhov, H. Oeschler, S. P. Avdeyev, V. K. Rodionov, V. V. Kirakosyan, A. V. Simonenko, P. A. Rukovatkin, A. Budzanowski, W. Karcz, I. Skwirzyńska, E. A. Kuzmin, L. V. Chulkov, E. Norbeck, and A. S. Botvina, Nucl. Phys. A **749**, 65 (2005).
9. I. Dostrovsky, P. Rabinowitz, and R. Bivins, Phys. Rev. **111**, 1659 (1958).
10. В. В. Аммосов, В. И. Баранов, Ю. А. Батусов, С. А. Бунятов, Б. Вильчинска, Г. Вильчински, Б. Войсек, В. А. Гапиенко, П. А. Горичев, О. К. Егоров, М. Иванова, Э. Д. Колганова, В. И. Корешев, О. М. Кузнецов, В. В. Люков, А. Ольшевски и др., ЯФ **55**, 1000 (1992).
11. T. H. R. Skyrme, Nucl. Phys. **31**, 556 (1962); В. Г. Маханьков, Ю. П. Рыбаков, В. И. Санюк, УФН **162**(2), 1 (1992).
12. Bing-Nan Lu, Ning Li, Scrdar Elhatisari, Dean Lee, Joaquin E. Drut, Timo A. Lähde, Evgeny Apelbaum, and Ulf-G. Meißner, arXiv: 1912.05105v1 [nucl-th].

## OBSERVATION OF THE LIQUID–GAS PHASE TRANSITION BY ANNIHILATION OF ANTIPROTONS IN A NUCLEAR EMULSION

V. V. Dubinina<sup>1)</sup>, N. P. Egorenkova<sup>1)</sup>, E. A. Pozharova<sup>1)</sup>, V. A. Smirnitsky<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>NRC “Kurchatov Institute” — ITP, Moscow, Russia

500 stops and annihilations of antiprotons in the nuclear emulsion were observed. The description of the state of nuclear matter by the van-der-Waals equation made it possible to determine the depending on temperature and the pressure, density, and to estimate the boundary of the spinodal region, in which there is an instantaneous transition from a homogeneous state to a mixture of two phases — fragments and “nuclear gas” (nucleons, deuterons) observed in experiments.