

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА,
ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ФИЗИКА ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

УДК 539.1

О РОЖДЕНИИ ДИЛЕПТОНОВ
В СИЛЬНОВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕЙ КВАРКОВОЙ СРЕДЕ

А. В. Леонидов

Рассмотрен дифференциальный спектр рождения пар дилептонов в сильновзаимодействующей кварковой плазме, описываемой в терминах формализма неэкстенсивной/неаддитивной статистической физики. Продemonстрировано растущее с ростом инвариантной массы дилептонной пары существенное увеличение скорости рождения дилептонных пар по сравнению с бoльцмановской кварковой плазмой.

Ключевые слова: кварковая плазма, сильновзаимодействующая кварковая плазма, неэкстенсивная статистическая физика, ядро-ядерные соударения, рождение пар дилептонов.

Введение. Рождение пар дилептонов является одним из ключевых сигналов наличия кварк-антикварковых степеней свободы в фазе деконфайнмента. Изучение свойств дилептонных пар является в частности одним из многообещающих сигналов рождения плотной горячей сильновзаимодействующей кварковой материи на коллайдере NICA [1]. Существуют веские аргументы в пользу того, что в сильновзаимодействующих системах их описание в терминах статистической физики требует перехода от аддитивного формализма, использующего функцию распределения Больцмана, к неаддитивному/неэкстенсивному формализму, основанному на использовании распределения Цаллиса [2]. В рамках такого формализма удастся дать единое объяснение большой совокупности экспериментальных данных, см., напр., [3, 4] и предсказать существование новых явлений, в частности – наличие дополнительного механизма рождения энтропии в неаддитивной анизотропной релятивистской гидродинамике [5].

Спектр дилептонных пар в равновесной кварк-антикварковой плазме (КП) был вычислен в пионерской работе [6]. Подробный теоретико-полевой анализ рождения фотонов и дилептонов в равновесной кварк-глюонной плазме (КГП) был впоследствии дан в работе [7], а случай расширяющейся КГП с сопутствующим охлаждением – рассмотрен в работе [8]. Подробное рассмотрение вопроса можно найти в книге [9]. Рождение дилептонных пар в неравновесной глюонной среде (глазме), образующейся на ранних стадиях ядро-ядерных соударений высоких энергий, рассмотрено в работе [10]. Одной из интересных особенностей стандартного больцмановского описания рождения дилептонов в кварковой плазме является дуальность между пертурбативным результатом и рождением дилептонов в сильновзаимодействующей кварковой среде, описываемой в терминах хагедорновского резонансного газа [11, 12].

В настоящей заметке мы обратимся к анализу рождения дилептонных пар в равновесной сильновзаимодействующей кварк-антикварковой плазме (СКП), описываемой в рамках неэкстенсивного формализма. Ограничение рассмотрения кварковыми степенями свободы отражает фокус на изучение свойств кварковой среды, рождающейся при умеренных энергиях соударений ядер, в частности – на коллайдере NICA.

Рождение дилептонов в СКП. Основным процессом, ответственным за рождение дилептонных пар в КП, является кварк-антикварковая аннигиляция

$$q^+(p_1) + q^-(p_2) \rightarrow l^+(k_1) + l^-(k_2). \quad (1)$$

Интенсивность процесса рождения дилептонных пар удобно характеризовать величинами

$$R^{l^+l^-} = \frac{dN^{l^+l^-}}{d^4x}, \quad R^{l^+l^-}(M) = \frac{dN^{l^+l^-}}{d^4x dM^2}, \quad (2)$$

равными числу рожденных пар в единице 4-объема и числу рожденных пар в единице 4-объема с заданной инвариантной массой M , соответственно, $M^2 = (p_1 + p_2)^2 = (k_1 + k_2)^2$.

Скорость рождения дилептонных пар R определяется стандартным выражением из кинетической теории, см., напр., [8]:

$$R^{l^+l^-} = \int \frac{d^3p_1}{(2\pi)^3} f(\mathbf{p}_1) \int \frac{d^3p_2}{(2\pi)^3} f(\mathbf{p}_2) \sigma(q^+(p_1) + q^-(p_2) \rightarrow l^+(k_1) + l^-(k_2)) v_{\text{rel}}, \quad (3)$$

где $f(\mathbf{p}_{1,2})$ – функции распределения по импульсам кварков и антикварков в КП, $\sigma(q^+(p_1) + q^-(p_2) \rightarrow l^+(k_1) + l^-(k_2))$ – полное сечение рождения пары дилептонов в кварк-антикварковой аннигиляции и v_{rel} – относительная скорость аннигилирующих кварка и антикварка.

Для рассматриваемого случая массивных аннигилирующих u и d кварков¹ и безмассовых лептонов

$$\sigma(q^+(p_1) + q^-(p_2) \rightarrow l^+(k_1) + l^-(k_2)) = F_q \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha^2}{Q^2} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{4m_q^2}{Q^2}}} \left[1 + \frac{2m_q^2}{Q^2} \right], \quad (4)$$

где Q – инвариантная масса рождающейся дилептонной пары, α – константа электромагнитного взаимодействия, $m_q = m_u = m_d \simeq 0.33$ ГэВ – конституэнтная масса u и d кварков,

$$F_q = N_c N_s^2 (q_u^2 + q_d^2) = \frac{20}{3}, \quad (5)$$

где $N_c = 3$ – число цветов, $N_s = 2$ – число спиновых степеней свободы кварков/антикварков, $q_u = 2/3$, $q_d = -1/3$ и

$$v_{\text{rel}} = \frac{\sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - m_q^4}}{E_1 E_2} = \frac{1}{2E_1 E_2} M^2 \sqrt{1 - \frac{4m_q^2}{M^2}}, \quad (6)$$

где $E_{1,2}$ – энергии аннигилирующих частиц.

При рассмотрении процессов в равновесной КП/СКП предполагается, что функции распределения аннигилирующих частиц зависят только от их энергии,

$$f(\mathbf{p}_{1,2}) \rightarrow f(E_{1,2}). \quad (7)$$

Переход от рассмотрения стандартной КП к неаддитивной СКП отражается заменой [2, 13]

$$f_{\text{QP}}(E) = e^{-\beta E} \rightarrow f_{\text{SQP}}(E) = \frac{1}{[1 + (q - 1)\beta E]^{\frac{q}{q-1}}}, \quad (8)$$

где $\beta = 1/T$ – обратная температура, а $q \geq 1$ – параметр неэкстенсивности. В пределе $q \rightarrow 1$ восстанавливается бoльцмановская функция распределения, $f_{\text{SQP}}(E) \xrightarrow{q \rightarrow 1} f_{\text{QP}}(E)$.

Интегрирование по фазовому объему в (3) приводит к выражению для дифференциальной скорости рождения дилептонных пар вида

$$R^{l^+l^-}(M) = F_q \frac{\alpha^2}{3(2\pi)^3} \left[1 + \frac{2m_q^2}{M^2} \right] \int_{m_q}^{\frac{M^2 - m_q^2}{m_q}} dE_1 f(E_1) \int_{E_l(E_1, M)}^{E_u(E_1, M)} dE_2 f(E_2), \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} E_l(E_1, M) &= \frac{1}{2} \left[\frac{M^2 - 2m_q^2}{m_q} \frac{E_1}{m_q} - \frac{M^2}{m_q} \sqrt{\left(\frac{E_1^2}{m_q^2} - 1 \right) \left(1 - \frac{4m_q^2}{M^2} \right)} \right], \\ E_u(E_1, M) &= \frac{1}{2} \left[\frac{M^2 - 2m_q^2}{m_q} \frac{E_1}{m_q} + \frac{M^2}{m_q} \sqrt{\left(\frac{E_1^2}{m_q^2} - 1 \right) \left(1 - \frac{4m_q^2}{M^2} \right)} \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

¹Учет конституэнтных масс кварков ограничен для изучения свойств кварковой материи при энергиях NICA.

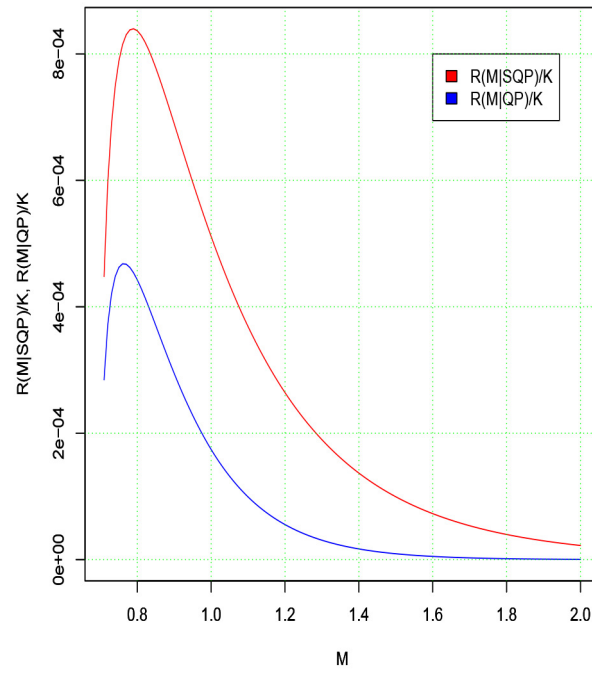


Рис. 1: Дифференциальные спектры $R_{SQP}(M)/K$ и $R_{QP}(M)/K$.

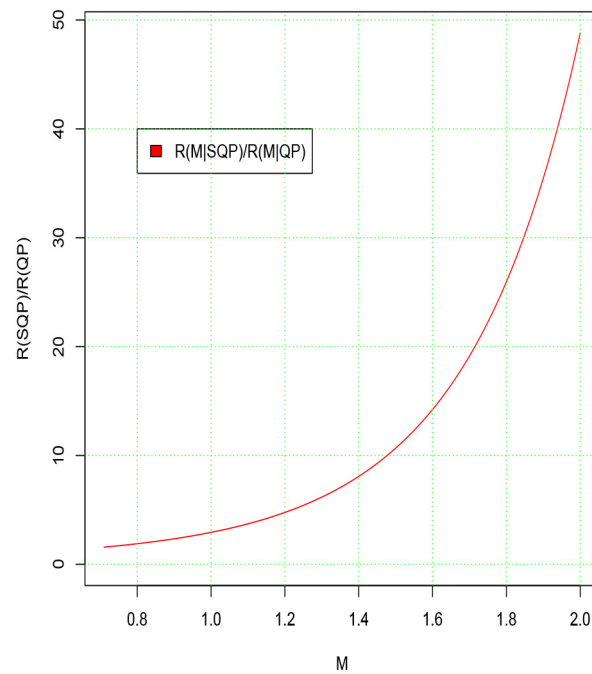


Рис. 2: Отношение дифференциальных спектров $R_{SQP}(M)/R_{QP}(M)$.

В частности, для приведенных в (8) функций распределения получаем

$$R_{\text{SQP}}(M) = \frac{1}{\beta} F_q \frac{\alpha^2}{3(2\pi)^3} \left[1 + \frac{2m_q^2}{M^2} \right] \int_{m_q}^{\frac{M^2 - m_q^2}{m_q^2}} dE_1 \frac{1}{[1 + (q-1)\beta E_1]^{\frac{q}{q-1}}} \times \\ \times \left(\frac{1}{[1 + (q-1)\beta E_l(E_1, M)]^{\frac{1}{q-1}}} - \frac{1}{[1 + (q-1)\beta E_u(E_1, M)]^{\frac{1}{q-1}}} \right), \quad (11)$$

$$R_{\text{QP}}(M) = \frac{1}{\beta} F_q \frac{\alpha^2}{3(2\pi)^3} \left[1 + \frac{2m_q^2}{M^2} \right] \int_{m_q}^{\frac{M^2 - m_q^2}{m_q^2}} dE_1 e^{-\beta E_1} (e^{-\beta E_l(E_1, M)} - e^{-\beta E_u(E_1, M)}). \quad (12)$$

Дифференциальные спектры $R_{\text{SQP}}(M)$ и $R_{\text{QP}}(M)$, отмасштабированные на общий мультипликативный коэффициент

$$K = F_q \frac{\alpha^2}{3(2\pi)^3}, \quad (13)$$

и их отношение $R_{\text{SQP}}(M)/R_{\text{QP}}(M)$ для $\beta = 1/0.16 \text{ ГэВ}^{-1}$ (обратная хагедорновская температура) и $q = 1.17$ (характерное феноменологическое значение параметра q , [3, 4]) в интервале инвариантных масс $M \in [0.7, 2]$, приведены на рис. 1 и 2, соответственно.

Из результатов, представленных на рис. 1 и 2, видно, что скорость рождения дилептонных пар в СКП существенно выше, чем в КП и растет с ростом инвариантной массы дилептонной пары.

Заключение. В работе рассмотрено рождение дилептонов в равновесной сильновзаимодействующей кварковой плазме при ее описании в рамках неэкстенсивного/неаддитивного формализма. Продемонстрировано растущее с ростом инвариантной массы дилептонной пары существенное превышение скорости рождения дилептонных пар в СКП по сравнению с КП. Результат может представлять интерес с точки зрения изучения свойств кварковой материи при энергиях коллайдера NICA.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] P. Senger, *Particles* **4**, 214 (2021). DOI: 10.3390/particles4020020.
- [2] C. Tsallis, *J. Stat. Phys.* **52**, 479 (1988). DOI: 10.1007/BF01016429.

- [3] L. Q. Rocha, E. Megías, L. A. Trevisan, et al., *Physics* **4**, 659 (2022). DOI: 103390/physics4020044.
- [4] J. O. Costa, I. Aguiar, J. L. Barauna, et al., *Phys. Lett. B* **854**, 138727 (2024). DOI: 10.1016/j.physletb.2024.138727.
- [5] А. В. Леонидов, *Письма в ЖЭТФ* **113**, 620 (2021). DOI: 10.31857/S1234567821090093.
- [6] E. L. Feinberg, *Il Nuovo Cimento A* **34**, 391 (1976). DOI: 10.1007/BF02783618.
- [7] L. D. McLerran, T. Toimela, *Phys. Rev. D* **31**, 545 (1985). DOI: 10.1103/PhysRevD.31.545.
- [8] K. Kajantie, J. Kapusta, L. McLerran, A. Mekjian, *Phys. Rev. D* **34**, 2746 (1986). DOI: 10.1103/PhysRevD.34.2746.
- [9] C.-Y. Wong, *Introduction to high-energy heavy-ion collisions* (World Scientific, 1994).
- [10] M. Chiu, T. K. Hemmick, V. Khachatryan, et al., *Nucl. Phys. A* **900**, 16 (2013). DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2013.01.014.
- [11] A. V. Leonidov, P. V. Ruuskanen, *Heavy Ion Physics* **1**, 61 (1995). DOI: 10.1007/BF03053643.
- [12] A. V. Leonidov, P. V. Ruuskanen, *Eur. Phys. J. C* **4**, 519 (1998). DOI: 10.1007/s100529800786.
- [13] A. Deppman, *Physica A* **391**, 6380 (2012). DOI: 1016/j.physa.2012.07.071.

Поступила в редакцию 10 сентября 2025 г.

После доработки 8 октября 2025 г.

Принята к публикации 9 октября 2025 г.