Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. А. Андрианов, В. А. Андрианов, Д. Эсприу, Ш. Планельс, Аномальное усиление выхода дилептонов в центральных столкновениях тяжелых ионов вследствие локального нарушения четности, *ТМФ*, 2012, том 170, номер 1, 22–33

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf6743>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением <http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 54.166.219.16

26 апреля 2023 г., 17:10:55

© 2012 г.

А. А. Андрианов^{*†}, В. А. Андрианов^{*},
Д. Эсприу^{†‡}, Ш. Планельс[†]

АНОМАЛЬНОЕ УСИЛЕНИЕ ВЫХОДА ДИЛЕПТОНОВ В ЦЕНТРАЛЬНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ВСЛЕДСТВИЕ ЛОКАЛЬНОГО НАРУШЕНИЯ ЧЕТНОСТИ

Предложено новое объяснение избытка дилептонов, наблюдаемого в плотной (горячей) ядерной материи в области инвариантных масс ниже 1 ГэВ. Приводятся доводы в пользу того, что наличие локального нарушения четности благодаря изосинглетному и/или изотриплетному псевдоскалярному конденсату, зависящему от времени, может существенно модифицировать дисперсию фотонов и векторных мезонов, распространяющихся в такой среде, в результате чего происходит аномально большой выход электрон-позитронных пар по сравнению с обычными теоретическими предсказаниями, основанными на “коктейле” адронных процессов. Предложены различные тесты, которые могут доказать или опровергнуть этот эффект.

Ключевые слова: сверхплотная барионная материя при больших температурах, спонтанное нарушение четности.

Для двоих из нас (А. А. Андрианова и В. А. Андрианова) настоящий интерес к изучению сложной природы сильных взаимодействий возник после изучения идеи цветных степеней свободы квантовой хромодинамики, предложенной в работе [1], в которую вклад А. Н. Тавхелидзе был существенным. Наши личные исследования начались, когда мы стали участвовать в международных семинарах “Кварки”, которые были организованы А. Н. Тавхелидзе и его коллегами и учениками. Мы посвящаем нашу работу его памяти.

---

^{*}Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия.
E-mail: andrianov@icc.ub.edu, v.andriano@rambler.ru

[†]Departament d'Estructura i Constituents de la Matèria and Institut de Ciències del Cosmos, Universitat de Barcelona Martí Franquès 1, Barcelona, Spain.
E-mail: espriu@ecm.ub.es, xumeu@icc.ub.edu

[‡]CERN, Geneva, Switzerland

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее десятилетие в ряде экспериментов по столкновению тяжелых ионов был обнаружен аномальный выход лептонных пар с инвариантной массой < 1 ГэВ в области малых быстрот и средних поперечных импульсов [2]–[5] (см. обзоры в работах [6], [7]). Этот эффект виден лишь в центральных или почти центральных столкновениях. Большинство исследований относится к парам e^+e^- , однако избыточный выход димюонных пар тоже был найден выше димюонного порога. Из сравнения протон-протонных и протон-ядерных столкновений было надежно установлено, что такое усиление выхода лептонных пар является, без сомнения, эффектом ядерной среды [6]. Для энергий, достижимых на установке GSI (несколько ГэВ на нуклон в экспериментах NA48 [6]), эффект был интерпретирован как следствие усиленного выхода η -мезонов в протон-нейтронном рассеянии [5]. Для больших энергий, достижимых на установках CERN SPS и BNL RHIC (порядка 100 ГэВ на нуклон в экспериментах CERES, HELIOS/3, NA60 [2], [3] и PHENIX [4]), аномальный выход дилептонов все еще не получил удовлетворительного объяснения в рамках известных механизмов в адронной феноменологии [6], [7].

Следуя [4], мы делим область инвариантных масс на высокоэнергетическую (выше 3.2 ГэВ), низкоэнергетическую (ниже 1.2 ГэВ) и промежуточную области. В низкоэнергетической области усиление могло бы быть объяснено возможной модификацией свойств мезонов в ядерной среде [8]–[11], а также частично протон-нейтронным рассеянием [5]. Наряду с этим распад ρ -мезона доминирует в окрестности мезонных полюсов $\rho - \omega$, однако эффекты среды уменьшения массы и/или уширения резонанса не могут объяснить впечатляющее усиление выхода дилептонов в данных PHENIX [4] на фактор 4–7 в зависимости от величины p_T и центральности взаимодействия.

В настоящей работе мы обсуждаем совершенно другое объяснение этого усиления (предварительно очерченное в работе [12]). Мы предполагаем, что этот эффект может быть проявлением локального нарушения четности (ЛНЧ) в сталкивающихся ядрах в результате образования псевдоскалярного, изосинглетного или нейтрального изотриплетного, классического фонового поля, величина которого зависит от динамики столкновения. Идея пионной конденсации при конечной барионной плотности обсуждалась много лет назад Мигдалом и др. [13]. Недавно возможность образования изосинглетного псевдоскалярного конденсата при больших барионных плотностях была обоснована в работах [14]. Также в работах [15] было предложено считать, что изотриплетный псевдоскалярный фон мог бы появиться в результате флуктуаций топологического заряда большого масштаба, приводящих к так называемому *киральному магнитному эффекту*, исследованному в моделированиях КХД на решетке [16] и, по-видимому, обнаруженному в экспериментах STAR на RHIC [17] (отметим, однако, что этот вопрос еще далек от окончательного решения). Обсуждаемое усиление также может иметь отношение к псевдоскалярным доменным стенкам [18]. Однако тот факт, что наблюдаемый дилептонный выход отсутствует для периферийных столкновений (где киральный магнитный эффект должен быть более заметным) и максимален в центральных столкновениях, позволяет считать, что он может соответствовать образованию локально термодинамической фазы, в которой нарушена пространственная четность.

2. ЗАВИСЯЩЕЕ ОТ ВРЕМЕНИ ПСЕВДОСКАЛЯРНОЕ ПОЛЕ ИНИЦИИРУЕТ АНОМАЛЬНЫЙ ВЫХОД ДИЛЕПТОНОВ

В работах [19] было показано, что псевдоскалярное поле, медленно развивающееся во времени, существенно меняет электромагнитные свойства вакуума. В частности, энергичный фотон, распространяющийся в этом фоновом поле, может распадаться на массовой поверхности в дилептоны. Этот же механизм, обобщенный на векторные мезоны, предлагается в настоящей статье для объяснения аномального выхода пар e^+e^- в низкоэнергетической области, т. е. при $0.15 \text{ ГэВ} < M_{ee} < 1 \text{ ГэВ}$, для центральных $0 - 20\%$ и для промежуточных значений $p_T < 1 \text{ ГэВ}$ [4], для которых расхождение между теорией и экспериментом более загадочно.

Для области $M_{ee} > 300 \text{ МэВ}$ мы включаем векторные мезоны ρ_0 и ω в $SU(2)$ -флейворный сектор (мы не рассматриваем ϕ -мезон, который менее значим для выбранной нами области M_{ee}). Соответствующей основой для описания электромагнитных взаимодействий адронов при низких энергиях является модель векторной доминантности (МВД) [9], [20]. Мы будем предполагать, что зависящее от времени, но приближенно пространственно однородное псевдоскалярное поле $a(t)$ индуцируется при плотностях, достижимых в столкновениях тяжелых ионов, и мы определим соответствующий ему 4-вектор $\hat{\zeta}_\mu \simeq \partial_\mu a \simeq \delta_{0\mu} \hat{\zeta}$ для дальнейшего использования. Мы рассматриваем возможность того, что поле $a(t)$ является либо изосинглетом, либо изотриплетом, либо даже их смесью, однако детальные вычисления будут представлены только для случая изосинглетного фонового поля.

Соответствующий кинетический член для лагранжиана векторных полей $V_\mu(x)$ в псевдоскалярном зависящем от времени фоновом поле содержит максвелловский и массовые члены, дополненные членом взаимодействия Черна–Саймонса:

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \bar{q}\gamma_\mu V^\mu q, \quad V_\mu \equiv -eA_\mu Q + \frac{1}{2}g_\omega\omega_\mu \mathbf{I} + g_\rho\rho_\mu \frac{\tau_3}{2}, \quad (1)$$

$$(V_{\mu,a}) \equiv (A_\mu, \omega_\mu, \rho_\mu \equiv (\rho_0)_\mu),$$

где $Q = \tau_3/2 + \mathbf{I}/6$, $g_\omega \simeq g_\rho \equiv g \simeq 6$. Эти значения извлекаются из распадов векторных мезонов. Векторные поля нормируются на обычные кинетические члены в вакууме:

$$\mathcal{L}_{\text{kin}} = -\frac{1}{4}(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \omega_{\mu\nu}\omega^{\mu\nu} + \rho_{\mu\nu}\rho^{\mu\nu}) + \frac{1}{2}V_\mu \hat{m}^2 V^\mu,$$

$$m_{a,b}^2 = m_V^2 \begin{pmatrix} 10e^2/9g^2 & -e/3g & -e/g \\ -e/3g & 1 & 0 \\ -e/g & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \det \hat{m}^2 = 0,$$

где $m_V^2 = m_\rho^2 = 2g_\rho^2 f_\pi^2 \simeq m_\omega^2$. Матрица масс отражает соотношения МВД на уровне кварковой модели [20], [9].

Пространственно нечетный вклад обеспечивается членом Черна–Саймонса

$$\mathcal{L}_{\text{CS}}(k) = -\frac{1}{4}\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \text{tr} \hat{\zeta}_\mu V_\nu(x) V_{\rho\sigma}(x) = \frac{1}{2} \text{tr} \hat{\zeta} \epsilon_{jkl} V_j \partial_k V_l = \frac{1}{2} \zeta \epsilon_{jkl} V_{j,a} N_{ab} \partial_k V_{l,b}, \quad (2)$$

который вызывает смешивание между фотонами и векторными мезонами, индуцированными ЛНЧ. Для изосинглетного псевдоскалярного фонового поля $\hat{\zeta} = 9\zeta \mathbf{I}/5$,

и матрица смешивания имеет вид

$$N_{ab} \simeq \begin{pmatrix} 1 & -3g/10e & -9g/10e \\ -3g/10e & 9g^2/10e^2 & 0 \\ -9g/10e & 0 & 9g^2/10e^2 \end{pmatrix}, \quad \det \hat{N} = 0. \quad (3)$$

Примечательно, что $\hat{N} \sim \hat{m}^2$. Простые рассмотрения по порядку величины указывают, что $\zeta \sim \alpha\tau^{-1} \sim 1$ МэВ, если взять $\tau = 1$ Фм.

Для изотриплетного псевдоскалярного фонового поля $\hat{\zeta} = 3\zeta\tau_3$, а соответствующая матрица Черна–Саймонса принимает форму

$$N_{ab}^\pi \simeq \begin{pmatrix} 1 & -3g/2e & -g/2e \\ -3g/2e & 0 & 3g^2/2e^2 \\ -g/2e & 3g^2/2e^2 & 0 \end{pmatrix}, \quad \det \hat{N}^\pi = 0. \quad (4)$$

Коэффициенты МВД в выражениях (3), (4) получены из аномального действия Весса–Зумино [21] и относятся к феноменологии радиационных распадов векторных мезонов [22]. Отношения матричных элементов для изотриплетного конденсата в (4) находятся в согласии с экспериментальными константами распада для процессов $\pi_0 \rightarrow \gamma\gamma$, $\omega \rightarrow \pi_0\gamma$, $\rho_0 \rightarrow \pi_0\gamma$ [21] и для распада $\omega \rightarrow \pi\pi\pi$ [23], взятыми из [24]. Аналогично элементы в (3) могут быть в принципе оценены из распадов $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta' \rightarrow \gamma\gamma$, $\omega \rightarrow \eta\gamma$, $\rho_0 \rightarrow \eta\gamma$. Однако феноменологически существует эффект сильного смешивания $\eta_8 - \eta_0$, который должен быть в конце концов разрешен в схеме $SU(3)$ -флейворов [25]. Лишь отношение ширин распадов $\omega \rightarrow \eta\gamma$, $\rho_0 \rightarrow \eta\gamma$ мало чувствительно к смешиванию и подтверждает недиагональные элементы (3). В настоящей работе мы пренебрегаем этим смешиванием и ограничиваемся случаем $SU(2)$. Мы отдаем себе отчет в том, что лагранжиан векторных мезонов в горячей и плотной материи может слегка отличаться от вакуумной формы, принятой в данном случае, однако мы надеемся, что отклонения можно ожидать исключительно в массах и ширинах распада мезонов, а не в аномальных константах связи в лагранжиане Весса–Зумино, так как эти вершины взаимодействия обычно являются устойчивыми по отношению к радиационным эффектам. Кроме того, мы используем здесь оценки в пределе большого числа “цветов” N_c , которые оправдывают пренебрежение возможной зависимостью констант от химического потенциала и температуры.

Более того, как ранее упоминалось, мы ограничиваемся случаем изосинглетного псевдоскалярного фонового поля $a(t)$. В этом случае можно найти уравнения на массовой поверхности для векторных мезонов

$$K_{ab}^{\mu\nu} V_{\nu,b} = 0, \quad k^\nu V_{\nu,b} = 0, \quad (5)$$

$$K^{\mu\nu} \equiv g^{\mu\nu}(k^2 \mathbf{I} - \hat{m}^2) - k^\mu k^\nu \mathbf{I} - i\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \zeta_\rho k^\sigma \hat{N},$$

отбирающие три физические поляризации для массивных векторных мезонов. Фактически эти три поляризации дают вклад в пропагаторы векторных полей, поскольку они связаны с сохраняющимися фермионными токами. Продольная поляризация ε_L^μ ортогональна к k_μ и к члену Черна–Саймонса:

$$\varepsilon_L^\mu = \frac{\zeta^\mu k^2 - k^\mu(\zeta \cdot k)}{\sqrt{k^2((\zeta \cdot k)^2 - \zeta^2 k^2)}}, \quad \varepsilon_L \cdot \varepsilon_L = -1, \quad (6)$$

для $k^2 > 0$. Масса этого состояния остается неискаженной. С другой стороны, поперечные (круговые) поляризации $\varepsilon_{\pm}^{\mu}$ удовлетворяют соотношению

$$K_{\nu}^{\mu} \varepsilon_{\pm}^{\nu} = (k^2 \mathbf{I} - \hat{m}^2 \pm \sqrt{(\zeta \cdot k)^2 - \zeta^2 k^2} \hat{N}) \varepsilon_{\pm}^{\mu}. \quad (7)$$

Спектр может быть найден после одновременной диагонализации матриц $\hat{m}^2$, $\hat{N}$ после ограничения на случай $\zeta_{\mu} \simeq (\zeta, 0, 0, 0)$:

$$\hat{N} = \text{diag} \left[0, \frac{9g^2}{10e^2}, \frac{9g^2}{10e^2} + 1 \right], \quad \hat{m}^2 = m_V^2 \text{diag} \left[0, 1, 1 + \frac{10e^2}{9g^2} \right], \quad (8)$$

а именно

$$k_0^2 - \vec{k}^2 = m_V^2 \pm \frac{9g^2}{10e^2} \zeta |\vec{k}| \simeq m_V^2 \pm 360 \zeta |\vec{k}| \equiv m_{V,\pm}^2. \quad (9)$$

Таким образом, в случае изосинглетного псевдоскалярного фонового поля безмассовые фотоны не искажаются, когда смешиваются с массивными векторными мезонами. В свою очередь, массивные векторные мезоны расщепляются на три поляризации с массами $m_{V,-}^2 < m_{V,L}^2 < m_{V,+}^2$. Это расщепление недвусмысленно указывает на ЛНЧ, также как и на нарушение лоренц-инвариантности, из-за зависимости фонового поля от времени. Для достаточно больших $|\vec{k}| \geq 10e^2 m_V^2 / 9g^2 \zeta \simeq m_V^2 / 360 \zeta$ состояния векторных мезонов с отрицательной поляризацией становятся тахионами. Однако их групповая скорость остается меньше, чем скорость света [26], при условии, что $\zeta < 20e^2 m_V / 9g^2 \simeq m_V / 180 \approx 4.3$ МэВ. Для больших значений ζ вакуумное состояние оказывается нестабильным, а именно: эффекты поляризации дают мнимый вклад в вакуумную энергию.

Отметим, что положения резонансных полюсов для положительно и отрицательно поляризованных мезонов оказываются движущимися с волновым вектором $|\vec{k}|$, и поэтому они обнаруживают себя как уширенные резонансы. Увеличение резонансной области потенциально приводит к существенному усилению их вклада в выход дилептонов в стороне от положения их номинального вакуумного резонанса.

Разъясним анзац постоянного фонового поля Черна–Саймонса для описания явления ЛНЧ. Можно ожидать следующую временную зависимость псевдоскалярного конденсата в столкновениях тяжелых ионов. На первой стадии столкновений ядерная материя является сжатой и нагретой (в течение времени τ_h), появляется конденсат и он предположительно растущий. Можно экстраполировать его поле линейной функцией с наклоном $\sim \zeta_h$. На следующем этапе, в пике плотности энергии, псевдоскалярное фоновое поле является почти постоянным, т. е. не дает вклада в ЛНЧ. В конце концов ядерная материя (файербол) охлаждается (в течение времени τ_c), конденсат уменьшается и исчезает на стадии вымораживания. Мы снова экстраполируем его линейной функцией, но с другим наклоном $\sim \zeta_c$ (противоположного знака). Таким образом, параметр ζ меняет знак, однако для самого эффекта ЛНЧ только его модуль оказывается важным из-за того, что изменение его знака вызывает смену поляризаций, но не влияет на расщепление масс для разных поляризаций. Соответственно мы можем использовать среднее $|\zeta| \simeq (|\zeta_h| \tau_h + |\zeta_c| \tau_c) / (\tau_h + \tau_c)$ для сжатой и охлажденной фаз, что мы на самом деле и делаем. Конечно, более точное рассмотрение должно быть основано на вычислениях формирования и эволюции файербола, мы планируем сделать это в последующей работе.

3. УСИЛЕНИЕ ВЫХОДА ДИЛЕПТОНОВ ДЛЯ ПОПЕРЕЧНЫХ ПОЛЯРИЗАЦИЙ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ В СИЛУ НАРУШЕНИЯ P -ЧЕТНОСТИ В СРЕДЕ

Выход пар e^+e^- , обусловленный ρ - и ω -мезонами, имеет ту же форму, как и в работах [9], но с модифицированными пропагаторами в силу ЛНЧ, в соответствии с нашим предыдущим обсуждением:

$$\frac{dN_{ee}}{d^4x dM} \simeq \sum_V c_V \frac{\alpha^2 \Gamma_V m_V^2}{3\pi^2 g^2 M^2} \left(\frac{M^2 - n_V^2 m_\pi^2}{m_V^2 - n_V^2 m_\pi^2} \right)^{3/2} \times \\ \times \sum_\epsilon \int_M^\infty dk_0 \frac{\sqrt{k_0^2 - M^2}}{e^{k_0/T} - 1} \frac{m_{V,\epsilon}^4 (1 + \Gamma_V^2/m_V^2)}{(M^2 - m_{V,\epsilon}^2)^2 + m_{V,\epsilon}^4 \Gamma_V^2/m_V^2}, \quad (10)$$

где $n_V = 2, 3$ для ρ - и ω -мезонов соответственно. Для выхода дилептонов в ω -мезонном канале это выражение используется с трехпионным разрезом со своей собственной константой c_ω и кинематическими коэффициентами, характерными для основного распада ω .

Коэффициенты c_ρ , c_ω параметризуют феноменологическим образом полные сечения для рождения векторных мезонов. Поскольку они не известны с достаточной точностью, в частности не известны их значения вне массовой поверхности, относительные веса используются как свободные параметры в адронном “коктейле” [2], [3], [27], [28]. Эта процедура используется в экспериментах NA60 и PHENIX, и здесь мы будем ей также следовать. Обычный “коктейль” содержит веса, нормируемые на результат периферийных столкновений (приблизительно согласованно с существующими нуклонными данными по pp - и p -ядерным столкновениям). Для полуцентральных и центральных столкновений, в частности при малых p_T , коэффициент ρ/ω следует увеличить, по крайней мере, на фактор 1.6 в случае эксперимента NA60 [2] или приблизительно на 1.8 в эксперименте PHENIX [4], [29].

Простое тепловое усреднение по энергиям пионного газа [30] (предположительно представляющее фибербол после столкновения тяжелых ионов) также было включено. Коэффициент c_V содержит некоторые комбинаторные факторы, разные для ρ - и ω -мезонов, а также долю выхода на единицу объема тепловых пионов, отвечающих за рождение векторных мезонов; кроме того, он зависит от химического потенциала [9].

Усиление выхода дилептонов вследствие ЛНЧ по сравнению с оценками обычного “коктейля” показано на рис. 1 для $T = 150$ МэВ. В области $300 \text{ МэВ} < M < 900 \text{ МэВ}$ виртуальные ρ -мезоны дают существенный вклад в получение пар e^+e^- из $\pi\pi$ -слияния. Распады ω -мезонов также важны, но они дают менее значительный вклад по сравнению с распадами ρ -мезонов, за исключением самой окрестности резонансного пика ω . Кроме всего прочего, существует вклад и от распада Далица η -мезона, к которому мы вернемся позднее.

ρ -Мезон имеет сильную связь с $\pi\pi$ -каналом, и его средняя длина пробега (1.3 Фм) существенно меньше, чем ожидаемый размер фиберболы адронного газа (5–10 Фм). Таким образом, эффекты среды для ρ -мезона должны быть наиболее важными для обеспечения избыточного выхода дилептонов.

Рис. 1. Вклад ρ -мезонов в дилептонное рождение для случая пространственно четной ядерной материи ($\zeta = 0$; сплошная кривая) и для ЛНЧ ($\zeta = 2$ МэВ; штриховая кривая). Масштаб вертикальной оси нормирован на данные эксперимента PHENIX [4].

Заметим, что длина свободного пробега ρ -мезона (1.3 Фм) много короче, чем ожидаемый размер адронного файербола ($L = 5\text{--}10$ Фм). Время жизни файербола сравнимо: $\tau_{\text{fb}} \simeq L$. В свою очередь, длина свободного пробега ω -мезона в 17 раз больше, поэтому вероятность его распада в файерболе не слишком высока и увеличение выхода дилептонов в среде благодаря эффекту ЛНЧ относительно меньше.

Действительно, время, затраченное на рождение ультрарелятивистского резонанса шириной Γ внутри файербола, соотносится с его длиной свободного пробега $\sim 1/\Gamma$ в такой среде. Поэтому при $\Gamma\tau_{\text{fb}} \ll 1$ возникает значительное подавление резонансного усиления $1/\Gamma^2$. Около искаженного резонансного пика грубая оценка этого подавления дает $\sim \tau_{\text{fb}}^2\Gamma^2$. Это подавление оказывает влияние на все долгоживущие частицы, такие как частицы, входящие в процессы Далица. Это представляет окончательную причину, по которой нет необходимости включать векторный резонанс ϕ в обсуждение. На рис. 2 представлено усиление дилептонного выхода в случае пренебрежения этой редукцией.

Тем не менее резонансный пик в основном насыщается распадами ω -мезона и чистый эффект изображен на рис. 3. Сравнение с результатами эксперимента PHENIX указывает на то, что значение ζ в диапазоне 1–2 МэВ дает усиление в этой области, достаточное, чтобы объяснить избыток дилептонов.

4. ПРОЦЕССЫ ДАЛИЦА

При малых инвариантных массах (< 300 МэВ) процессы Далица $\pi_0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$, $\eta, \eta' \rightarrow \gamma e^+ e^-$ или $\eta, \eta' \rightarrow \gamma \mu^+ \mu^-$ почти насыщают выход пар $l^+ l^-$. Процесс Далица $\omega \rightarrow \pi l^+ l^-$ также важен. Как и раньше, для изосинглетного фонового поля только спектральные плотности виртуальных ρ - и ω -состояний модифицируются

Рис. 2. Вклад ω -мезона в выход дилептонов для пространственно четной ядерной материи ($\zeta = 0$; сплошная кривая) и для ЛНЧ ($\zeta = 2$ МэВ; штриховая кривая). Рассмотрен предел очень большого фэйрбола.

Рис. 3. Чистый вклад мезонов в выход дилептонов для пространственно четной ядерной материи ($\zeta = 0$; сплошная кривая) и для ЛНЧ ($\zeta = 1$ МэВ, штриховая кривая; $\zeta = 2$ МэВ, пунктирная кривая). Нормировка пика $\rho + \omega$ выбрана по данным эксперимента PHENIX.

псевдоскалярным фоновым полем в результате ЛНЧ. В этом случае аналог формулы Кролла–Вады [31] описывает парциальные ширины распада для поляризаций $L, \pm \rightarrow \epsilon = 0, \pm 1$ искаженных векторных состояний:

$$\frac{dN_{ee}}{dM d^4x d^3q} \simeq \sum_{V,P} c_P \frac{\alpha^3 m_P^3}{144\pi^4 f_P^2 M} \left(1 - \frac{M^2}{m_P^2}\right)^3 \sum_{\epsilon} |F(M, m_{V,\epsilon})|^2 \equiv \frac{d\Gamma_{\gamma ee}}{dM}, \quad (11)$$

$$F(M, m_{V,\epsilon}) \equiv \left[\left(1 - \frac{M^2}{m_{V,\epsilon}^2}\right)^2 - i \frac{\Gamma_{Vee}}{m_V} \right]^{-1}, \quad (12)$$

где для массивных векторных мезонов (9)

$$m_{V,\epsilon}^2 \simeq M_\rho^2 + \epsilon 360\zeta |\vec{k}|, \quad m_V^2 \equiv m_{V,0}^2 \simeq M_\rho^2$$

и $\Gamma_{\rho ee}/m_\rho \simeq 10^{-5}$, $\Gamma_{\omega ee}/m_\omega \simeq 0.8 \cdot 10^{-6}$. Коэффициенты c_P корректируют отношение $c_\eta : c_\pi \simeq 4.3$ двухфотонных распадов π, η [31], а также включают выход в единице объема псевдоскалярных мезонов [4]. Этот выход также должен быть усреднен по тепловому распределению псевдоскалярных мезонов. Положения резонансов $m_{V,\pm}^2$ сдвигаются с волновым вектором $\vec{k}$, и поэтому конволюция с тепловым распределением делает их шире. В формуле (12) усиление вычисляется для очень больших факторов ядерной материи и оно определенно переоценено. Поскольку время жизни мезонных резонансов существенно больше, чем время столкновения $\tau \sim 5\text{--}10$ Фм, следует ожидать сильное подавление вкладов нарушения четности за счет конечности объема. Однако можно ожидать видимое усиление $\sim \tau^2 m_{V,\epsilon}^2 > 1$ для $m_{V,\epsilon} > 100$ МэВ. Эта оценка справедлива для $\Gamma_{Vee}\tau \ll 1$. Дополнительная редукция вызывается конволюцией с тепловым распределением.

Когда $\hat{\zeta} \neq 0$ и его изоспиновое содержание фонового поля $\hat{\zeta}$ произвольно, $\hat{\zeta} = A\mathbf{I} + B\tau_3$, фотоны с положительной поляризацией ведут себя как узкие резонансы [19] с шириной $\Gamma_\gamma \simeq \alpha\zeta/3$ и распадаются в пару l^+l^- выше порога распада при $|\vec{k}| > 4m_l^2/\zeta$. Этот механизм усиления мог бы доминировать для выхода пар e^+e^- при относительно малых инвариантных массах (< 300 МэВ), когда процессы Далица $\pi_0 \rightarrow \gamma e^+e^-$, $\eta \rightarrow \gamma e^+e^-$ насыщают выход e^+e^- . Однако для димюонов порог распада слишком высок, чтобы фотонные распады играли какую-либо роль в рождении димюонов.

5. ВЫВОДЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ ОТКРЫТИЯ ЛНЧ

В заключение мы хотели бы подчеркнуть чрезвычайную простоту подхода, представленного в работе. Предложенные подгонки основаны на значениях (эффективных температурах, нормировках и пр.), на которые ссылаются эксперименты. Имеется только один свободный параметр ζ , который, как ожидается, зависит от характеристик столкновения. Следует также оговорить, что наличие ЛНЧ не исключает других поправок как за счет многочастичных взаимодействий, так и в результате влияния среды [9], не нарушающего P -четность.

Суммируем, наконец, признаки и выделим возможные пути поиска ЛНЧ.

1. *Поляризация.* Выходы дилептонов для значений инвариантных масс выше и ниже полюса $\rho + \omega$ имеют преимущественно противоположные круговые поляризации. Таким образом, можно было бы искать асимметрии продольно и поперечно поляризованных состояний для различных M в измерениях от события к событию. Эти измерения могут недвусмысленно обнаружить существование ЛНЧ.

2. *Искаженные фотоны.* При низких энергиях доминируют амплитуды массивных векторных мезонов, однако фотоны также должны обнаружить искажение, порожденное ЛНЧ. Фотоны с положительной поляризацией показывают разные импульсные пороги $\sim 4m_l^2/\zeta$ обнаружения резонансного поведения для различных дилептонных типов [19]. Заметим, что подавление выхода дилептонов за счет конечного размера файerbола является важным в случае фотонов.

3. *Природа конденсата.* Процесс смешивания фотонов с векторными мезонами является чувствительным к изоспину псевдоскалярного конденсата, и поэтому знание доли распадов искаженных фотонов помогает определить его изоспиновое содержание.

Таким образом, в псевдоскалярном фоновом поле, зависящем от времени, безмассовые фотоны с положительной поляризацией и массивные векторные мезоны ведут себя как уширенные резонансы после усреднения по тепловому распределению.

Наконец, заметим, что для изосинглетного псевдоскалярного фонового поля, зависящего от времени, пропагаторы векторных ρ - и ω -мезонов искажаются. Мы вычислили этот эффект и нашли, что он естественным образом приводит к избыточному выходу дилептонных пар в резонансной области $\rho + \omega$. Модифицированная спектральная функция ρ -мезона указывает на ее особенности, очень схожие с измеренными в экспериментах NA60 по выходу димезонов. Данные эксперимента PHENIX намного лучше описываются этим механизмом, чем подгонкой стандартного “коктейля” в резонансной области $\rho + \omega$. При очень малых инвариантных массах процессы Далица $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$, $\eta \rightarrow \gamma l^+ l^-$ и $\omega \rightarrow l^+ l^- \pi^0$ насыщают адронный вклад в выход $l^+ l^-$ и усиливаются благодаря модификации векторных мезонных пропагаторов, индуцируемой ЛНЧ (мы предполагаем детально рассмотреть эти процессы в последующих публикациях). Только один свободный параметр ζ характеризует временную эволюцию псевдоскалярного конденсата. Хорошая подгонка к экспериментальным значениям может быть получена для естественных значений параметра ζ . Мы обсудили возможность того, что конденсат ЛНЧ является изотриплетным или смесью изотриплета и изосинглета, и предложили экспериментальные тесты для выявления ЛНЧ в столкновениях тяжелых ионов. Таким образом, оказывается, что механизм ЛНЧ подходит для естественного объяснения дилептонной аномалии в экспериментах PHENIX, CERES, NA60, а поиск его проявления в выходе дилептонов представляет собой интересный экспериментальный вызов и может дать более глубокое понимание свойств КХД в экстремальных условиях.

Благодарности. Работа выполнена при финансовой поддержке по проектам FPA2010-20807, 2009SGR502 и Consolider CPAN CSD2007-00042. А. А. Андрианов и В. А. Андрианов поддержаны также РФФИ (гранты № 09-02-00073_а, 10-02-00881_а), а также грантом СПбГУ 11.0.64.2010.

Список литературы

- [1] Н. Н. Боголюбов, Б. В. Струминский, А. Н. Тавхелидзе, *О составных моделях в теории элементарных частиц*, Препринт D-1968, ОИЯИ, Дубна, 1965.
- [2] P. Wurn et al. (CERES Collab.), *Nucl. Phys. A*, **590**:1–2 (1995), 103–116; G. Agakichiev et al. (CERES/NA45 Collab.), *Eur. Phys. J. C*, **4**:2 (1998), 231–247; R. Arnaldi et al. (NA60 Collab.), *Phys. Rev. Lett.*, **96**:16 (2006), 162302, 5 pp.
- [3] R. Arnaldi et al. (NA60 Collab.), *Phys. Rev. Lett.*, **96**:16 (2006), 162302, 5 pp.
- [4] A. Adare et al. (PHENIX Collab.), *Phys. Rev. C*, **81**:3 (2010), 034911, 56 pp., arXiv:0912.0244.
- [5] G. Agakichiev et al. (HADES Collab.), *Phys. Rev. Lett.*, **98**:5 (2007), 052302, 5 pp., arXiv:nucl-ex/0608031; *Phys. Lett. B*, **663**:1–2 (2008), 43–48.
- [6] K. O. Lapidus, V. M. Emel'yanov, *Phys. Part. Nucl.*, **40**:1 (2009), 29–48.
- [7] I. Tserruya, *Electromagnetic Probes*, arXiv:0903.0415.
- [8] G. E. Brown, M. Rho, *Phys. Rev. Lett.*, **66**:21 (1991), 2720–2723.
- [9] R. Rapp, J. Wambach, *Chiral Symmetry Restoration and Dileptons in Relativistic Heavy-Ion Collisions*, Advances in Nuclear Physics, **25**, Kluwer, New York, 2000; W. Liu, R. Rapp, *Nucl. Phys. A*, **796**:1–4 (2007), 101–121, arXiv:nucl-th/0604031; H. van Hees, R. Rapp, *Nucl. Phys. A*, **806**:1–4 (2008), 339–387.
- [10] W. Cassing, E. Bratkovskaya, *Nucl. Phys. A*, **807**:3–4 (2008), 214–250, arXiv:0712.0635; E. L. Bratkovskaya, W. Cassing, O. Linnyk, *Phys. Lett. B*, **670**:4–5 (2009), 428–433, arXiv:0805.3177.
- [11] K. Dusling, I. Zahed, *Nucl. Phys. A*, **825**:3–4 (2009), 212–221, arXiv:0712.1982.
- [12] A. A. Andrianov, V. Andrianov, D. Espriu, X. Planells, *Abnormal dilepton yield from local parity breaking in heavy-ion collisions*, arXiv:1010.4688.
- [13] А. Б. Мигдал, *ЖЭТФ*, **61**:6 (1971), 2209–2224; **63**:6 (1972), 1993–1999; R. F. Sawyer, *Phys. Rev. Lett.*, **29**:6 (1972), 382–385; D. J. Scalapino, *Phys. Rev. Lett.*, **29**:6 (1972), 386–388; G. Ваум, *Phys. Rev. Lett.*, **30**:26 (1973), 1340–1342; А. Б. Мигдал, О. А. Маркин, И. И. Мишутин, *ЖЭТФ*, **66**:2 (1974), 443–463.
- [14] А. А. Andrianov, D. Espriu, *Phys. Lett. B*, **663**:5 (2008), 450–455, arXiv:0709.0049; А. А. Andrianov, V. A. Andrianov, D. Espriu, *Phys. Lett. B*, **678**:4 (2009), 416–421, arXiv:0904.0413.
- [15] D. Kharzeev, R. D. Pisarski, M. H. G. Tytgat, *Phys. Rev. Lett.*, **81**:3 (1998), 512–515, arXiv:hep-ph/9804221; K. Buckley, T. Fugleberg, A. Zhitnitsky, *Phys. Rev. Lett.*, **84**:21 (2000), 4814–4817, arXiv:hep-ph/9910229; D. Kharzeev, *Phys. Lett. B*, **633**:2–3 (2006), 260–264, arXiv:hep-ph/0406125; D. E. Kharzeev, L. D. McLerran, H. J. Warringa, *Nucl. Phys. A*, **803**:3–4 (2008), 227–253, arXiv:0711.0950.
- [16] P. Buividovich, M. Chernodub, E. Luschevskaya, M. Polikarpov, *Phys. Rev. D*, **80**:5 (2009), 054503, 14 pp., arXiv:0907.0494.
- [17] B. I. Abelev et al. (STAR Collab.), *Phys. Rev. Lett.*, **103**:25 (2009), 251601, 7 pp., arXiv:0909.1739; S. A. Voloshin, *J. Phys. Conf. Ser.*, **230**:1 (2010), 012021, 8 pp., arXiv:1003.1127.
- [18] A. Gorsky, M. B. Voloshin, *Remarks on decay of defects with internal degrees of freedom*, arXiv:1006.5423.
- [19] А. А. Andrianov, D. Espriu, P. Giacconi, R. Soldati, *JHEP*, **09** (2009), 057, 14 pp., arXiv:0907.3709; А. А. Andrianov, D. Espriu, F. Mescia, A. Renau, *Phys. Lett. B*, **684**:2–3 (2010), 101–105, arXiv:0912.3151.
- [20] J. J. Sakurai, *Ann. Phys.*, **11**:1 (1960), 1–48; *Currents and Mesons*, Univ. Chicago Press, Chicago, 1969.
- [21] N. Kaiser, U.-G. Meissner, *Nucl. Phys. A*, **519**:4 (1990), 671–696; E. Truhlik, J. Smejkal, F. C. Khanna, *Nucl. Phys. A*, **689**:3–4 (2001), 741–752, arXiv:nucl-th/0010080.

- [22] O. Dumbrajs, R. Koch, H. Pilkuhn, G. C. Oades, H. Behrens, J. J. de Swart, P. Kroll, *Nucl. Phys. B*, **216**:2 (1983), 277–335.
- [23] F. Klingl, N. Kaiser, W. Weise, *Z. Phys. A*, **356**:1 (1996), 193–206, arXiv: hep-ph/9607431.
- [24] K. Nakamura et al. (Particle Data Group), *J. Phys. G*, **37**:7A (2010), 075021, 1422 pp.
- [25] T. Feldmann, P. Kroll, B. Stech, *Phys. Rev. D*, **58**:11 (1998), 114006, 8 pp., arXiv: hep-ph/9802409; Y. N. Klopot, A. G. Oganesian, O. V. Teryaev, *Dispersive approach to Abelian axial anomaly, mixing of pseudoscalar mesons and symmetries*, arXiv:0911.0180.
- [26] J. Alfaro, A. A. Andrianov, M. Cambiaso, P. Giacconi, R. Soldati, *Internat. J. Mod. Phys. A*, **25**:16 (2010), 3271–3306, arXiv:0904.3557.
- [27] R. Arnaldi et al. (NA60 Collab.), *Phys. Lett. B*, **677**:5 (2009), 260–266, arXiv:0902.2547.
- [28] R. Arnaldi et al. (NA60 Collab.), *Eur. Phys. J. C*, **61**:4 (2009), 711–720, arXiv:0812.3053.
- [29] В. Л. Рыков, *частное сообщение*, 2010.
- [30] E. L. Feinberg, *Il Nuovo Cimento B*, **34**:2 (1976), 391–410; L. McLerran, T. Toimela, *Phys. Rev. D*, **31**:3 (1985), 545–563.
- [31] L. G. Landsberg, *Phys. Rept.*, **128**:6 (1985), 301–376.