

РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ ПО ПОПЕРЕЧНОМУ ИМПУЛЬСУ В ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРОТОНОВ И ЯДЕР И ВОЗМОЖНОСТЬ ОБНАРУЖЕНИЯ ЧАСТИЦ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ В СПЕКТРАХ МЯГКИХ ФОТОНОВ

А. Т. Дьяченко^{1,2,*}, А. А. Верисокина^{1,**},
М. А. Верисокина^{1,***}

¹ Петербургский государственный университет путей сообщения Императора
Александра I, Санкт-Петербург, Россия

² Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова Национального
исследовательского центра «Курчатовский институт», Гатчина, Россия

В термодинамической модели найдены распределения по поперечному импульсу Λ -гиперонов и D -мезонов, образующихся в pp - и PbPb-столкновениях при ультрарелятивистских энергиях. Проведено сопоставление вычисленных спектров с экспериментальными данными, полученными на Большом адронном коллайдере. Предложена интерпретация спектров мягких фотонов по поперечному импульсу в pp -столкновениях с учетом бозона $X17$ с массой 17 МэВ — новой частицы, возможного кандидата на роль частиц темной материи. На основе объединения двумерных квантовой хромодинамики и квантовой электродинамики в модели трубки найдены массы частиц темной материи. Предложена интерпретация обнаружения еще и бозона с массой 38 МэВ в спектрах фотонов, испускаемых в реакциях протонов с ядрами углерода при импульсе налетающих протонов 5,5 ГэВ/с. Бозон $X38$ с массой 38 МэВ имеет массу, близкую к полученной нами массе бозона, равной 35 МэВ для электромагнитной трубки. Бозоны $X17$ и $X38$ предложено считать частицами темной материи.

In a thermodynamic model, the transverse momentum distributions are found for Λ hyperons and D mesons produced in pp and PbPb collisions at ultrarelativistic energies. The calculated spectra are compared with the experimental data obtained at the Large Hadron Collider. Interpretation of the spectra of soft photons in transverse momentum in pp collisions is proposed, taking into account the $X17$ boson with a mass of 17 MeV — a new particle, a possible candidate for the role of dark matter particles. On the basis of combining two-dimensional quantum chromodynamics and quantum electrodynamics in the tube model, the masses of dark matter particles

* E-mail: dyachenko_a@mail.ru

** E-mail: aleksandra.verisokina@gmail.com

*** E-mail: maria.verisokina@gmail.com

are found. An interpretation is proposed for the detection of a 38-MeV boson in the spectra of photons emitted in the reactions of protons with carbon nuclei at an incident proton momentum of 5.5 GeV/c. The X38 boson with a mass of 38 MeV has a mass close to the boson mass obtained by us, equal to 35 MeV for an electromagnetic tube. It was proposed to consider bosons X17 and X38 as particles of dark matter.

PACS: 24.10.Nz; 32.30.-r

ВВЕДЕНИЕ

Продолжая работы Ферми, Померанчука и Ландау по статистической модели множественного рождения частиц [1–3] (см. также [4, 5]), основываясь на работах [6–8], предлагаем алгоритм нахождения распределения по поперечному импульсу Λ -гиперонов и D^0 -мезонов, образующихся в pp - и $PbPb$ -столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 5,02$ и 7 ТэВ [9–11]. Вычисленные спектры Λ -гиперонов и D^0 -мезонов согласуются с экспериментальными данными. Этот подход может быть применен к поиску частиц темной материи, которой посвящено очень много работ (см., например, [12, 13]).

Анализируя вслед за [14] экспериментальные данные [15] по спектрам мягких фотонов в зависимости от поперечного импульса, в данной работе предлагаем интерпретировать ужесточение спектра [15] как проявление вклада новой частицы бозона X17, массой около 17 МэВ, являющейся кандидатом на роль частиц темной материи. Предложен алгоритм нахождения массы бозона X17 на основе модели трубки. По этому алгоритму получена масса еще одной новой частицы — бозона X38 с массой 38 МэВ, и проведено сравнение с экспериментальными данными [16] по обнаружению этой частицы в спектрах фотонов, испускаемых в реакции $p + C \rightarrow 2\gamma + X$ при импульсе налетающих протонов 5,5 ГэВ/с. Этот подход применим и к другим разделам физики тяжелых ионов [17–19].

1. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО ПОПЕРЕЧНОМУ ИМПУЛЬСУ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

Согласно работам [1–3] процесс множественного образования вторичных частиц в pp -столкновениях при высокой энергии можно представить, используя законы термодинамики или гидродинамики [4, 5]. При столкновениях тяжелых ионов различных энергий можно описать экспериментальные данные похожим образом [17–19].

Действительно [4, 5], одноинклюзивный спектр вторичных частиц $a + b \rightarrow d + X$, где d — частица, имеет вид

$$E_1 \frac{d\sigma}{d^3p_1} = F(P - p_1) | \langle |M| \rangle |^2, \quad (1)$$

где $F(P - p_1)$ — лоренц-инвариантный пространственно-временной фазовый объем

$$F(P - p_1) = \prod_{i=2}^{i=N} \frac{d^3 p_i}{E_i} \delta^4 \left(P - p_1 - \sum_{i=2}^N p_i \right), \quad (2)$$

$\langle |M| \rangle$ — не зависящий сильно от импульса p_1 матричный элемент. В приближении безмассовых частиц $F(P - p_1) \sim |(P - p_1)^2|^{N-3}$ и в системе центра масс

$$F(P - p_1) \sim E^{2(N-3)} \left(1 - \frac{E_1}{E} \right)^{2(N-3)} \sim \exp \left(-\frac{E_1}{T} \right) \quad (3)$$

при $N \gg 1$, где E — полная энергия; P — полный импульс; N — число образующихся частиц; $E_1 \approx |p_1|$ — энергия испускаемой частицы. Тогда при быстроте $y = 0$ распределение по поперечному импульсу имеет вид

$$\frac{dN}{dp_T} \sim p_T \exp \left(-\frac{p_T}{T} \right); \quad (4)$$

его можно переписать для частиц массой m в виде [5, 20]

$$\frac{dN}{dp_T} = CT p_T \exp \left(-\frac{\sqrt{m^2 + p_T^2} - m}{T} \right), \quad (5)$$

где p_T — поперечный импульс; m — масса частицы. Для нахождения температуры T и скорости надо использовать ультрарелятивистскую гидродинамику [3].

Здесь мы упрощаем описание, считая, что в результате термализации за счет перераспределения начальной энергии E_0 по трем направлениям в тепловую энергию переходит энергия $E_T = E_0/3$, определяющая распределение частиц в поперечном направлении (давление $P = e_0/3$). Остальная энергия переходит в кинетическую энергию продольного расширения с $P \approx e$, поскольку система лоренцевски сжата. Отсюда находится температура безмассовых частиц

$$T = \left(\frac{E_0}{g_Q V_R} 10^9 \right)^{1/4}, \quad (6)$$

где E_0 — кинетическая энергия в системе центра масс в ГэВ; $g_Q = (2 \times 8 + (7/8)2 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 3) = 47$ статистический вес 6 кварков и 8 глюонов; $V_R = (1,3)^3$ — объемный фактор, учитывающий увеличение объема при расширении системы на стадии формирования вторичных частиц. Выражение (6) для температуры получается из выражения для плотности энергии $e = (4\pi g_Q 6T^4)/(2\pi\hbar c)^3$ и $E_T = eV$, где V — объем сталкивающихся протонов; c — скорость света; \hbar — постоянная Планка; фактор g_Q учитывает 8 глюонов со своими поляризациями и 6 трехцветных кварков

со своими спинами. Мы считаем, что температура T , определяемая по формуле (6) в момент разлета системы, при высоких энергиях близка к температуре образующихся частиц массой m .

В формуле (5) в нормировочном коэффициенте пропорциональности C выделена температура T , поскольку число частиц пропорционально T^3 . Кроме того, в настоящей работе выражение (5) может быть использовано как для вклада в спектр при распаде всей взаимодействующей системы, так и для вклада за счет взаимодействия областей перекрытия сталкивающихся систем. Это аналогично используемому нами подходу при описании экспериментальных данных в столкновениях тяжелых ионов при выделении hot spot [6–8]. Аналогичные модели (корона-кор) используются при ультрарелятивистских энергиях [21, 22]. При этом для области перекрытия коэффициент C должен быть уменьшен, а температура T — увеличена в соответствующее число раз. Из качественных соображений находим, что для hot spot коэффициент C должен быть уменьшен примерно в 10 раз, а температура T увеличена примерно в 2 раза. При сравнении с экспериментальными данными здесь наши расчеты нормировались на экспериментальные данные за счет общего множителя для двух вкладов.

2. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ ДЛЯ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СТОЛКНОВЕНИЙ ПРОТОНОВ И ЯДЕР

Здесь мы привели сравнение вычисленных по формуле (5) спектров Λ -гиперонов с экспериментальными данными [9, 10], полученными для энергий $\sqrt{s} = 5,02$ и 7 ТэВ в столкновениях протонов на Большом адронном коллайдере, а также для D^0 -мезонов и Λ -гиперонов в столкновениях тяжелых ионов PbPb для энергии на нуклон $\sqrt{s} = 5,02$ ТэВ [11]. При сравнении с экспериментальными данными мы выбирали множитель C пропорциональным температуре T , поскольку полное число испущенных частиц $\sim T^3$. Для кривой 1 температура $T = 463$ МэВ, для кривой 2 — $T = 503$ МэВ, для кривой 3 — $T = 463$ МэВ, для кривой 4 — $T = 463$ МэВ. Заметим, что наш расчет воспроизводит экспериментальные данные не хуже модели кварк-глюонных струн [20], как было продемонстрировано в работе [8]. Как замечено в [5], учет образования резонансов практически не влияет на форму спектра. На рис. 1 приведены данные в относительных величинах, поэтому расчетные кривые привязаны к ним с помощью нормирующего множителя C в формуле (5), но множитель C выбирался пропорциональным температуре T с коэффициентом пропорциональности, общим для вкладов от всей взаимодействующей системы и от hot spot. Температуры hot spot для кривых 1 и 2 в 2 раза больше, а в случае столкновения тяжелых ионов (кривые 3, 4) в 2,6 раза больше.

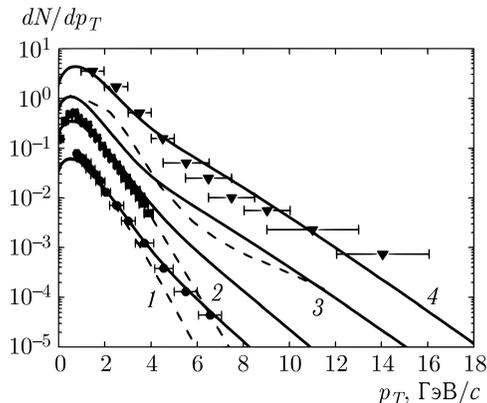


Рис. 1. Распределения по поперечному импульсу p_T Λ -гиперонов, образующихся в столкновениях протонов при энергиях \sqrt{s} , равных 5,02 ТэВ (1), 7 ТэВ (2), и тяжелых ионов PbPb при энергии \sqrt{s} , равной 5,02 ТэВ (кривые 3), для распределений D^0 -мезонов при \sqrt{s} , равном 5,02 ТэВ (кривые 4). Сплошные линии 1, 2, 3, 4 — результаты вычислений по формулам (5), (6) с учетом вклада hot spot, штриховые линии 1 и 2 — без учета hot spot. Штриховая линия 3 — результаты расчета спектра Λ -гиперонов по статистической модели других авторов [23]. Точки — экспериментальные данные: кружки — данные из [10], квадраты — данные из [9], штриховая линия 3 — данные из [23], треугольники вниз — данные из [11]

Из рис. 1 можно видеть, что для спектра Λ -гиперонов при энергии протонов 7 ТэВ (кривые 2 — сплошная линия с учетом hot spot и штриховая линия без него) при p_T меньше 4 ГэВ/с расчет (штриховая линия 2) вполне описывает экспериментальные данные, т. е. вклад hot spot несуществен. Однако при больших p_T вклад hot spot проявляет себя. Кривые 1 соответствуют спектру Λ -гиперонов для протонов при энергии 5,02 ТэВ, где, соответственно, штриховая линия без учета hot spot, а сплошная — с его учетом. Как видно из этого рисунка, вклад hot spot проявляет себя при p_T порядка 6 ГэВ/с, улучшая согласие с экспериментальными данными при больших p_T .

В случае столкновения тяжелых ионов PbPb при энергии $\sqrt{s} = 5,02$ ТэВ [11] наш расчет (сплошная линия 4) воспроизводит спектр D^0 -мезонов как при малых, так и при больших p_T за счет вклада hot spot при больших p_T . Спектр Λ -гиперонов в случае столкновения Pb + Pb при той же энергии (сплошная линия 3) находится в согласии с результатом статистической модели других авторов [23] (штриховая линия 3) как при малых, так и при больших p_T .

Средний поперечный импульс $\langle p_T \rangle$ испущенных частиц увеличивается с ростом энергии сталкивающихся протонов, а также температуры и массы испускаемой частицы.

3. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО ПОПЕРЕЧНОМУ ИМПУЛЬСУ ДЛЯ МЯГКИХ ФОТОНОВ

В эксперименте [15] изучались мягкие фотоны, испускаемые в pp -столкновениях при начальном импульсе 450 ГэВ/с на фиксированной мишени. Интерпретация эксперимента на основе механизма bremsstrahlung не воспроизводит наклон спектра [15].

Вонг в работах [14, 24] предложил интерпретировать эти данные на основе температурного спектра, подбирая соответствующую температуру и вводя вклад от распада бозона $X17$ на фотоны. Существование новой частицы — бозона $X17$ с массой, примерно равной 17 МэВ, — впервые экспериментально было предсказано в работе [25] группы АТОМКИ.

Наша интерпретация импульсных спектров фотонов заключается в использовании формулы (5) при $m = 0$ с температурой для фотонов согласно формуле (6), где за счет малости константы связи для электромагнитного взаимодействия энергия E_0 была уменьшена в соответствующее число раз, т. е. в $137 \cdot 14,7$ раз. Соответствующая температура $T = 5,9$ МэВ. Вклад от распада бозона $X17$ с массой 17 МэВ с испусканием фотона можно учесть по формуле (5) аналогично работе [8].

Все распределения пропорциональны температуре T , чтобы воспроизвести пропорциональность $N \sim T^3$.

Для вклада испускания фотонов при распаде бозона $X17$ можно учесть, что при распаде частицы $X17$ в 2 фотона их угловое распределение в системе покоя частицы изотропно по углам. Это распределение можно представить в инвариантной форме [5]

$$dw = \frac{m}{2\pi p_1^*} \delta(2(p_X p_1) - 2mE_1^*) \frac{d^3 p_1}{E_1}, \quad (7)$$

где p_1 — импульс одного из фотонов; p_X — импульс X -бозона; p_1^* и E_1^* — импульс и энергия фотона в системе покоя X -бозона. В результате инвариантное сечение для испускания фотона находится простой сверткой распределения (5) для X -бозона с распределением (7)

$$E_1 f_\gamma = \frac{m}{2\pi p_1^*} \int d^3 p_X f_X \delta(2(p_X p_1) - 2mE_1^*), \quad (8)$$

где f_X — функция распределения для X -бозона. В результате интегрирования в (8), с учетом допустимых значений углов

$$|\cos \theta| = \frac{|E_X^* E_1 - mE_1^*|}{p_X^* p_1} \leq 1, \quad (9)$$

после разрешения этого неравенства получаем

$$E_1 f_\gamma = \frac{m}{2p_1} \int_{E_+}^{E_-} E dE f_X, \quad (10)$$

где следующие из (9) пределы интегрирования в (10) $E_{\pm} = \pm p_1 + m$. Из (10) находим вклад в фотоны от распада X -бозона

$$\frac{dN}{dp_T} = CT \left((E_- + T) \exp\left(\frac{\mu - E_-}{T}\right) - (E_+ + T) \exp\left(\frac{\mu - E_+}{T}\right) \right), \quad (11)$$

где коэффициент C и температура T такие же, как в (5), химический потенциал $\mu = 0$ и энергии должны быть пересчитаны в лабораторную систему.

В отличие от работ Вонга мы не фитировали экспериментальные данные, а вычислили температуру по формуле. Однако мы не претендуем на абсолютную величину распределения. Поэтому наши расчеты были нормированы на экспериментальные данные [14, 15]. На рис. 2 приведен экспериментальный спектр мягких фотонов — точки [15], а также расчет с учетом бозона $X17$ (сплошная линия) и без него (штриховая линия), штрихпунктирная линия — вклад от бозона $X17$. Из рисунка видно, что без учета вклада от бозона $X17$ в расчете недооцениваются экспериментальные данные, а с учетом этого вклада они воспроизводятся. То есть такая интерпретация спектра мягких фотонов (его ужесточение) может служить еще одним свидетельством в пользу существования новой частицы — бозона $X17$.

На том же рис. 2 приведен еще в соответствии с формулой (11) вклад фотонов от распада другой новой частицы — бозона $X38$ с массой 38 МэВ (штрихпунктирная линия), предсказанного в проведенных

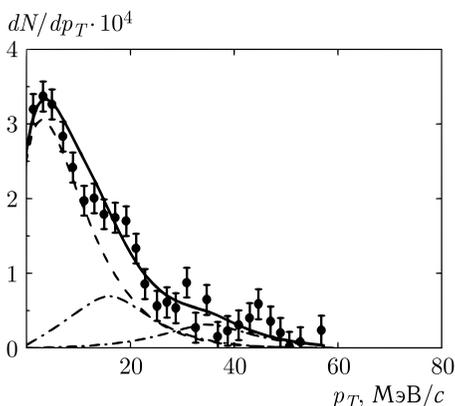


Рис. 2. Спектры мягких фотонов, испускаемых в столкновениях протонов на фиксированной мишени при импульсе 450 ГэВ/с, в зависимости от поперечного импульса фотонов p_T . Сплошная линия — наш расчет в соответствии с формулами (5) и (11) с учетом вклада испускания фотонов от распада бозона $X17$, штриховая линия — наш расчет без учета вклада бозона $X17$, штрихпунктирная линия — вклад от испускания фотонов при распаде $X17$ согласно формуле (11), точки — экспериментальные данные из работ [14, 15]

в Дубне экспериментах [16]. Однако его вклад проявляется только на хвосте спектра и слабо виден на рисунке.

Заметим, что такое ужесточение спектра фотонов не получается за счет вклада фотонов из hot spot, рассматривавшегося в предыдущем разделе. Поскольку в этом случае его вклад в 10 раз меньше полного сечения, а масса фотонов равна нулю, и ужесточение спектра фотонов в области энергий 20 МэВ за счет большей температуры hot spot все равно пренебрежимо мало.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Предсказанный в работе [25] бозон X_{17} , возможно, проявляется в спектре мягких фотонов. Это было рассмотрено в предыдущем разделе и сообщалось в работах Вонга [14, 24], а также в нашей работе [8]. В работе Вонга [14] предложена интерпретация этого бозона как результат объединения КХД и КЭД. При этом объединение производится для двумерных $KХД_2 \times КЭД_2$ в модели трубки.

В [8] мы предложили видоизмененную модель трубки. При этом, так же как и Вонг [14], рассматриваем и адронную при константе связи $\alpha = \alpha_S$, и электромагнитную при $\alpha = \alpha_e = 1/137$ трубки. Радиусы трубок определяются из минимума энергии, приходящейся на единицу длины, а константа сильного взаимодействия $\alpha_S \approx 0,5$. Согласно модели трубки, натянутой между двумя кварками [8], можно найти массы образующихся адронов, а в случае электромагнитной трубки — массу бозона X_{17} . При этом согласно [26, 27] плотность энергии трубки ρ складывается из двух членов:

$$\rho = A + G. \quad (12)$$

Первый член A определяется напряженностью поля E :

$$A = \pi \frac{1}{4\pi} E^2 \pi r^2, \quad (13)$$

где напряженность $E = \Phi/(\pi r^2) = g/(\pi r^2)$, а константа связи $\alpha = g^2/(4\pi)$; r — радиус трубки. Второй член выражается через мешковую константу $B = 0,17$ ГэВ/фм³:

$$G = B\pi r^2 \frac{\alpha}{\alpha_S}, \quad (14)$$

где нами введено отношение α/α_S константы α к константе сильного взаимодействия α_S .

Для колеблющейся прямолинейной струны-трубки получаем массу M :

$$M^2 = 2\pi\rho n, \quad (15)$$

где n — квантовое число. Для адронной трубки при $n = 1$ получаем $M \approx 140$ МэВ для π^0 -мезона. Для электромагнитной трубки при том же

радиусе трубки получаем массу нейтрального бозона $X17$ $M \approx 17$ МэВ. По формуле $M^2 = 2\pi\rho t$ можно получить и резонансы, где t — кратно сложенная струна с вращением. Так можно получить массу ρ -мезона, а для электромагнитной струны получаем массу бозона 35 МэВ при $t = 4$, найденную в работе Вонга другим путем.

Отметим, что эти результаты получены в нашем подходе по формулам, отличным от работы Вонга. В своей работе [14] Вонг предлагает интерпретировать бозон $X17$ как частицу темной материи, поскольку он нейтрален, не барион и может быть составной частицей астрофизических объектов большой массы.

5. ОБНАРУЖЕНИЕ БОЗОНА $X38$

Что касается бозона $X38$ с массой 38 МэВ, то его масса близка к полученной нами массе бозона, равной 35 МэВ, для электромагнитной трубки в предыдущем разделе. Эта новая частица была обнаружена в экспериментах, проведенных недавно в Дубне для реакции $p + C \rightarrow 2\gamma + X$ при импульсе налетающих протонов 5,5 ГэВ/с [16]. Для интерпретации полученных экспериментальных данных по спектрам испускаемых фотонов в зависимости от их массы можно использовать формулы (6) и (11), положив массу распадающегося на два фотона бозона 38 МэВ. Температура при расчете соответствовала величине 3,7 МэВ.

На рис.3 приведено сравнение экспериментального распределения спектра испускаемых фотонов в зависимости от их массы (точки из работы [16]) с нашим расчетом (сплошная кривая, которая была нормирована на экспериментальные данные). Можно видеть согласие формы и положения максимума распределения, экспериментального и полученного нами.

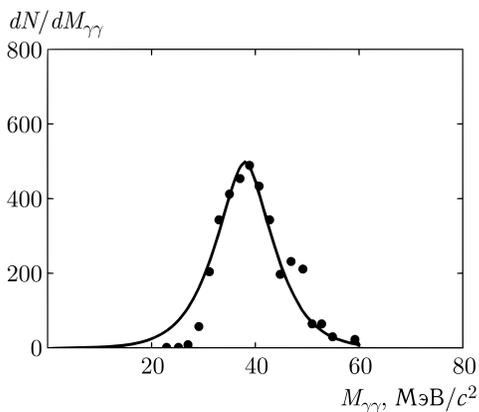


Рис. 3. Спектр фотонов, испускаемых в реакции $p + C \rightarrow 2\gamma + X$ при импульсе налетающих протонов 5,5 ГэВ/с; сплошная кривая — наш расчет; точки — обработанные экспериментальные данные из работы [16]

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в термодинамической модели разлета вторичных частиц найдено описание спектров Λ -гиперонов, D^0 -мезонов и мягких фотонов для широкой области высоких энергий сталкивающихся протонов и ядер.

Дана интерпретация экспериментальных данных по спектрам мягких фотонов с помощью новой частицы — бозона $X17$, который нейтрален и не является барионом. Он может образовывать массивные объекты темной материи в астрофизике. Обосновывается наличие массы бозона $X17$, равной 17 МэВ, исходя из электромагнитной трубки при объединении двумерных $KX D_2 \times K\bar{X} D_2$. А также дана интерпретация экспериментальных данных по обнаружению еще новой частицы — бозона $X38$ с массой 38 МэВ, открытого в Дубне на ускорителе в Лаборатории физики высоких энергий Объединенного института ядерных исследований.

Авторы благодарны В. В. Вечернину, М. Б. Жалову и Е. Н. Бодуну за обсуждение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Fermi E.* High Energy Nuclear Events // Prog. Theor. Phys. 1950. V. 5, No. 5. P. 570–579.
2. *Pomeranchuk Ya. I.* On the Theory of Multiple Particle Production in a Single Collision // Dokl. Akad. Nauk SSSR. 1951. V. 78, No. 7. P. 889–896.
3. *Landau L. D.* On Multiple Production of Particles during Collisions of Fast Particles // Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. 1953. V. 17, No. 1. P. 51–67.
4. *Emelyanov V. M., Timoshenko S. L., Strikhanov M. N.* Introduction to Relativistic Nuclear Physics. M.: Fizmatlit, 2004.
5. *Goldansky V. I., Nikitin Yu. P., Rosenthal I. L.* Kinematic Methods in High Energy Physics. M.: Nauka, 1987.
6. *D'yachenko A. T., Mitropolsky I. A.* Emission of High-Energy Protons and Photons in Heavy-Ion Collisions Treated on the Basis of a Hydrodynamic Approach with a Nonequilibrium Equation of State // Phys. Atom. Nucl. 2020. V. 83, No. 4. P. 558–566.
7. *D'yachenko A. T., Mitropolsky I. A.* Spectrum of Protons in Collisions of Heavy Ions $^{12}\text{C} + ^9\text{Be}$ at Energies of 0.3–2.0 GeV/nucleon in Terms of the Hydrodynamic Approach // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2021. V. 85, No. 4. P. 716–722.
8. *D'yachenko A. T.* Spectra of Secondary Particles in High-Energy Proton–Proton Collisions in the Thermodynamic Model and the Possibility of Detection of Particles of Dark Matter // Phys. Atom. Nucl. 2020. V. 83, No. 11. P. 1597–1601.
9. *Kachatryan V. et al. (CMS Collab.).* Strange Particle Production in Collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 7 TeV // JHEP. 2011. V. 5, No. 6. P. 064; arXiv: 1102.4282.
10. *Sirunyan A. M. et al. (CMS Collab.).* Strange Hadron Production in pp and $p\text{Pb}$ Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV // Phys. Rev. C. 2020. V. 101, No. 6. P. 06496.

11. *Acharya S. et al. (ALICE Collab.).* Measurement of D^0 , D^+ , D^{*+} and D_s^+ Production in Pb–Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV // JHEP. 2018. V. 10, No. 1. P. 174–186.
12. *Lukash V. N., Mikheeva E. V.* Dark Matter: From Initial Conditions to Structure Formation in the Universe // Phys. Usp. 2007. V. 50, No. 9. P. 971–976.
13. *Battaglieri M. et al.* New Ideas in Dark Matter. arXiv:1707.04591.
14. *Wong C. Y.* Open String QED Meson Description of the X17 Particle and Dark Matter // JHEP. 2020. V. 08. P. 165; arXiv:1908.10759v5 [hep-ph].
15. *Belogianni A. et al.* Observation of a Soft Photon Signal in Excess of QED Expectations in pp Interactions // Phys. Lett. B. 2002. V. 548, No. 1. P. 129–139.
16. *Abraamyan K. et al.* Check of the Structure in Photon Pairs Spectra at the Invariant Mass of about 38 MeV/ c^2 // Eur. Phys. J. Web Conf. 2019. V. 204, No. 8. P. 08004.
17. *D'yachenko A. T., Gridnev K. A., Greiner W.* Calculation of Heavy Ion Collisions within the Framework of the Modified Hydrodynamic Approach // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2013. V. 40, No. 8. P. 085101.
18. *D'yachenko A. T., Mitropolsky I. A.* Emission of High Energy Particles in Heavy Ion Collisions and a Non-Equilibrium Equation of State // Eur. Phys. J. Web Conf. 2019. V. 204, No. 3. P. 03018.
19. *D'yachenko A. T., Mitropolsky I. A.* Spectra of Protons and Subthreshold Pions for Collisions of Heavy Ions Using a Hydrodynamic Approach with a Nonequilibrium Equation of State // Phys. Atom. Nucl. 2019. V. 82, No. 12. P. 1641–1646.
20. *Piskounova O. I.* Baryon Production at LHC Experiments: Average p_t of Hyperons versus Energy // Intern. J. Mod. Phys. A. 2020. V. 35, No. 13. P. 2050067.
21. *Heinz U., Kolb P.* Early Thermalization at RHIC // Nucl. Phys. A. 2002. V. 702, No. 1–4. P. 269–280.
22. *Kanakubo Y., Tachibana Y., Hirano T.* Unified Description of Hadron Yield Ratios from Dynamical Core-Corona Initialization // Phys. Rev. C. 2020. V. 101, No. 2. P. 024912.
23. *Andronic A. et al.* The Multiple-Charm Hierarchy in the Statistical Hadronization Model // JHEP. 2021. V. 07. P. 035.
24. *Wong C. Y.* Anomalous Soft Photons in Hadron Production // Phys. Rev. C. 2010. V. 81, No. 6. P. 064903.
25. *Krasznahorkay A. J. et al.* Observation of Anomalous Internal Pair Creation in Be-8: A Possible Indication of a Light Neutral Boson // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116, No. 4. P. 042501.
26. *Abramovsky V. A. et al.* Inelastic Interactions at High Energies and the Chromodynamics. Tbilisi: Metsniereba, 1986.
27. *Barbashov B. M., Nesterenko V. V.* Relativistic String Model in Hadron Physics. M.: Energoatomizdat, 1987.