

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

УДК 539.172.17

СПЕКТРЫ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ В ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПРОТОН–ПРОТОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ В ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ И ВОЗМОЖНОСТЬ ОБНАРУЖЕНИЯ ЧАСТИЦ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

© 2020 г. А. Т. Дьяченко^{a, b, *}

^aПетербургский государственный университет путей сообщения Императора Александра I,
Санкт-Петербург, 190031 Россия

^bПетербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова, НИЦ “Курчатовский институт”,
Гатчина, Ленинградская обл., 188300 Россия

*E-mail: dyachenko_a@mail.ru

Поступила в редакцию 05.06.2020 г.

После доработки 05.06.2020 г.

Принята к публикации 05.06.2020 г.

В простой термодинамической модели найдены распределения по поперечному импульсу Λ -гиперонов, образующихся в pp столкновениях при ультрарелятивистских энергиях. Исследуя ход среднего поперечного импульса в зависимости от массы испускаемой частицы, указано на возможность поиска кварковых самородков большой массы — возможных кандидатов на роль частиц темной материи. Предложена также интерпретация спектров мягких фотонов по поперечному импульсу в pp столкновениях с учетом бозона $X17$ — новой частицы, возможного кандидата на роль частиц темной материи.

Ключевые слова: ультрарелятивистские столкновения протонов, термодинамическая модель, распределения по поперечному импульсу, кварковые самородки, мягкие фотоны, бозон $X17$, модель трубки для $KX_{D2} \times K\bar{X}_{D2}$, частицы темной материи

DOI: 10.1134/S2079562919050075

1. ВВЕДЕНИЕ

Развивая статистическую модель множественного рождения частиц, основанную на работах [1–3] (см., например, также [4, 5]), предложен алгоритм нахождения распределения по поперечному импульсу Λ -гиперонов, образующихся в pp столкновениях при энергиях $\sqrt{s}$ 53, 200, 900 и 7000 ГэВ. Вычисленные спектры Λ -гиперонов согласуются с экспериментальными данными и расчетами по модели кварк-глюонных струн [6]. Из этих распределений можно найти средний поперечный импульс, который имеет характерную зависимость от массы испускаемой частицы. Это позволяет предложить возможность поиска гипотетических частиц большой массы — кварковых самородков, которые можно рассматривать как кандидаты на роль частиц темной материи [6, 7].

Анализируя вслед за [8] экспериментальные данные [9] по спектрам мягких фотонов в зависимости от поперечного импульса, в данной работе предлагается интерпретировать ужесточение спектра [9], как проявление вклада новой частицы бозона $X17$ массой около 17 МэВ, являю-

щуюся кандидатом на роль частиц темной материи. Предложен алгоритм нахождения массы бозона $X17$ на основе модели трубки.

2. МОДЕЛЬ

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 [10–15].

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

$$E_1 \frac{d\sigma}{d^3\mathbf{p}_1} = F(P - p_1) |\langle M \rangle|^2, \quad (1)$$

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

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

$\langle |M| \rangle$ — независимый 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, $E_1 \approx |\mathbf{p}_1|$ — энергия испускаемой частицы. Тогда при быстроте $y_1 = 0$, распределение по поперечному импульсу имеет вид:

$$\frac{dN}{dp_\perp} \sim p_\perp \exp \left(-\frac{p_\perp}{T} \right), \quad (4)$$

которое можно переписать для частиц массы m с учетом движения среды со скоростью $\langle \mathbf{v} \rangle$ в виде

$$\frac{dN}{dp_T} = C p_T \exp \left(-\gamma \frac{\sqrt{m^2 + p_T^2} - m - \langle \mathbf{v} \rangle \mathbf{p}_T}{T} \right), \quad (5)$$

где p_T — поперечный импульс, γ — Лоренц фактор, m — масса частицы. Для нахождения температуры T и средней скорости $\langle \mathbf{v} \rangle$ надо использовать ультрарелятивистскую гидродинамику [3–5].

Здесь мы упрощаем описание, считая, что в тепловую энергию переходит $E_0/3$ начальной энергии E_0 в системе центра масс, а кинетическая энергия $E_k = 2m_0 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \langle \mathbf{v} \rangle^2}} - 1 \right)$ находится, как разность между E_0 и тепловой энергией E_T , где m_0 — масса покоя протона. Отсюда находится температура безмассовых частиц

$$T = \left(\frac{3}{g_Q} \frac{E_0}{3\gamma_0 V_R} \cdot 10^9 \right)^{1/4}, \quad (6)$$

где $g_Q = \left(2 \times 8 + \frac{7}{8} 2 \times 2 \times 3 \times 3 \right) = 44$ статистический вес шести кварков и восьми глюонов, $\gamma_0 = \frac{m_0 + E_0}{m_0}$ — Лоренц фактор, $V_R = (1.2)^3$ — объемный фактор, учитывающий увеличение объема при расширении системы на стадии формирования вторичных частиц. Выражение (6) для температуры получается из выражения для плотности энергии $e = \frac{4\pi g_Q 6T^4}{(2\pi\hbar c)^3}$ и $E_T = eV$, где V — объем

сталкивающихся протонов, c — скорость света, $\hbar$ — постоянная Планка, фактор g_Q учитывает восемь

глюонов со своими поляризациями и шесть трехцветных кварков со своими антикварками и спинами. В формуле (5) мы считаем, что температура T и скорость $\langle \mathbf{v}_\perp \rangle$ определяются в момент разлета системы с образованием частиц массы m .

3. СПЕКТР ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

Здесь мы привели сравнение вычисленных по формуле (5) спектров Λ -гиперонов с экспериментальными данными [16–19], полученными для энергий E_0 : 53, 200, 900 и 7000 ГэВ для столкновения протонов на различных коллайдерах. При сравнении с экспериментальными данными мы выбирали множитель C пропорциональным температуре T , поскольку полное число испущенных частиц $\sim T^3$. Для кривой 1 — температура $T = 134$ МэВ, для кривой 2 — $T = 187$ МэВ, для кривой 3 — $T = 272$ МэВ, для кривой 4 — $T = 454$ МэВ. Заметим, что наш расчет воспроизводит экспериментальные данные не хуже модели кварк–глюонных струн [6] (см. рис. 1). 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 всех рассмотренных случаев.

Из рис. 1 видно, что средний поперечный импульс $\langle p_T \rangle$ испущенных частиц увеличивается с энергией сталкивающихся протонов. Он также увеличивается с температурой и массой испускаемой частицы. На рис. 2 приведена зависимость среднего импульса $\langle p_T \rangle$ от массы m испускаемой частицы при энергии протонов 7 ТэВ для Большого адронного коллайдера. Эта зависимость согласуется с точками, найденными в модели кварк–глюонных струн [6]. В нашем случае она разбивается на область изменения масс $m < 0.3$ ГэВ/ c^2 , когда

$\langle p_T \rangle = 1/2 \sqrt{\frac{3}{2} T \left(\frac{3}{2} T + 2m \right)}$ находится как средне-квадратический импульс, и $m > 5$ ГэВ/ c^2 , когда

$\langle p_T \rangle = \frac{1}{2} 9T \left(\frac{\frac{3}{2} T + m}{9T} \right)^{1/9}$ находится из микроканонического распределения на хвостах спектра согласно формуле (3). В промежуточной области изменения масс $0.3 < m < 5$ ГэВ/ c^2 средний импульс $\langle p_T \rangle$ находится как линейная интерполяция между этими двумя выражениями.

Эта зависимость при $m > 5.10$ ГэВ/ c^2 соответствует массам возможных гипотетических состо-

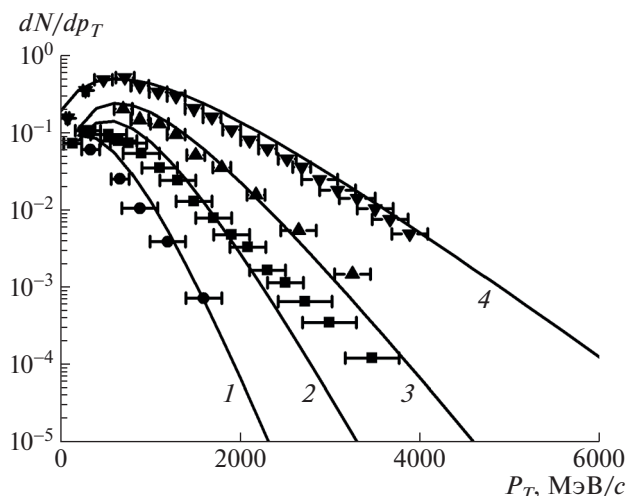


Рис. 1. Распределения по поперечному импульсу p_T Λ -гиперонов, образующихся в столкновениях протонов при энергиях $\sqrt{s}$: (1) 53, (2) 200, (3) 900 ГэВ, (4) 7 ТэВ. Сплошные линии — результаты вычислений по формулам (5), (6); точки — экспериментальные данные; кружки — данные из [16], квадраты — данные из [17], треугольники вверх — данные из [18], треугольники вниз — данные из [19].

ний многокварковых самородков. Они предполагаются нейтральными и могут представлять собой кандидаты на роль частиц темной материи.

Эта гипотеза о существовании таких кварковых самородков указывается в ряде работ (см., например, [7]), а в работе [6] предложено искать подобные гипотетические небарионные состояния измеряя зависимость среднего поперечного импульса от массы частицы. Ход зависимости $\langle p_T \rangle$ от массы m испускаемой частицы имеет характерный вид. При переходе от мезонных состояний к барионным изменение массы $\delta \ln m = 1$ приводит к изменению импульса $\delta \ln \langle p_T \rangle = 1$, а при переходе к более тяжелым гипотетическим небарионным состояниям их массы должны изменяться с шагом $\delta \ln m = 1$ [6]. Эти гипотетические состояния отмечены при $m > 10$ ГэВ/ c^2 точками.

4. МЯГКИЕ ФОТОНЫ В pp СТОЛКНОВЕНИЯХ И ПРОЯВЛЕНИЕ ВКЛАДА В СПЕКТР БОЗОНА X17

В эксперименте [9] изучались мягкие фотоны, испускаемые в pp столкновениях при начальном импульсе 450 ГэВ/ c на фиксированной мишени. Интерпретация эксперимента на основе механизма bremsstrahlung не воспроизводит наклон спектра [9].

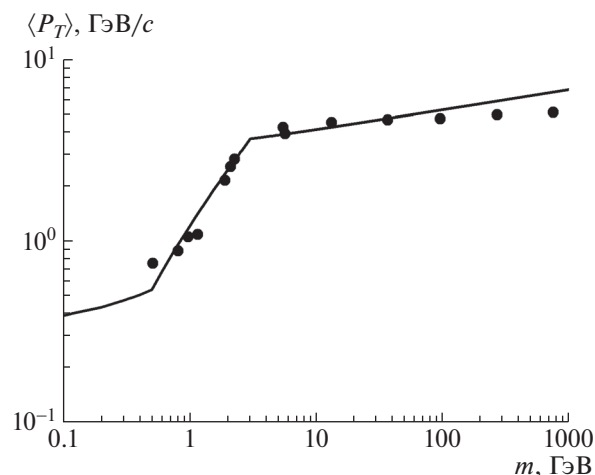


Рис. 2. Ход среднего поперечного импульса $\langle p_T \rangle$ образующихся частиц в зависимости от их массы m для столкновений протонов на Большом адронном коллайдере при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Сплошная линия — результат нашего расчета, точки — данные из работы [6].

Вонг в ряде работ [8, 20] 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/ c^2 , впервые экспериментально было предсказано в ряде работ [21, 22] 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 137×14.7 раз. Соответствующая температура $T = 7.4$ МэВ. Вклад от распада бозона X17 с массой $m \approx 17$ МэВ/ c^2 с испусканием фотона можно учесть по формуле (5) аналогично работе [8].

Все распределения пропорциональны температуре T , чтобы воспроизвести пропорциональность $N \sim T^3$. Более правильно для мягких фотонов использовать Бозе распределение с учетом движения среды:

$$\frac{dN}{dp_T} = C p_T T \left[\exp \left(\gamma \frac{\sqrt{m^2 + p_T^2} - m - \langle v_{\perp} \rangle p_T}{T} \right) - 1 \right]^{-1}. \quad (7)$$

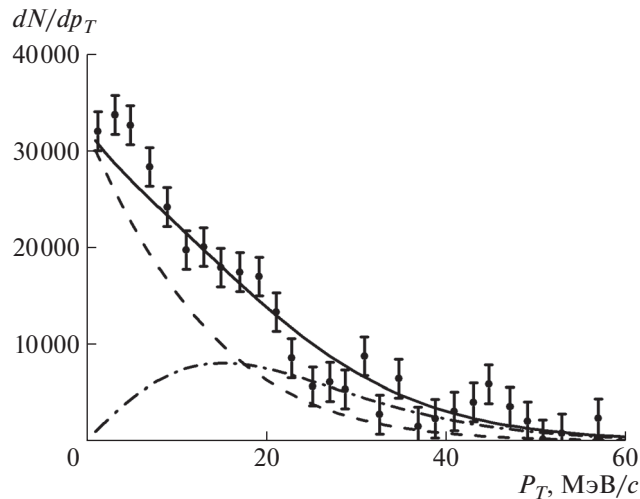


Рис. 3. Спектры мягких фотонов, испускаемых в столкновениях протонов на фиксированной мишени при импульсе 450 ГэВ/с, в зависимости от поперечного импульса фотонов p_T . Сплошная линия — наш расчет в соответствии с формулой (7) с учетом вклада испускания фотонов от распада бозона X17; штриховая линия — наш расчет без учета вклада бозона X17; штрихпунктирная линия — вклад от испускания фотонов при распаде X17; точки — экспериментальные данные из работ [8, 9].

Для вклада испускания фотонов при распаде бозона X17 использовалось $C \sim \frac{p_T}{\sqrt{m^2 + p_T^2} - m}$ с $m = 17$ МэВ/с², для фотонов при $m = 0$ коэффициент C не зависит от p_T . 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 [8, 9].

На рис. 3 приведен экспериментальный спектр мягких фотонов — точки [9], а также расчет с учетом бозона X17 (сплошная линия) и без него (штриховая линия), штрихпунктирная линия — вклад от бозона X17. Из рис. 3 видно, что без учета вклада от бозона X17 расчет недооценивает экспериментальные данные, а с учетом этого вклада воспроизводит их.

То есть такая интерпретация спектра мягких фотонов (его ужесточение) может служить еще одним свидетельством в пользу существования новой частицы — бозона X17.

5. ПРИРОДА БОЗОНА X17

Предсказанный в работах [21, 22] бозон X17 возможно проявляется в спектре мягких фотонов. Это было рассмотрено в предыдущем разделе и сообщалось в работах Вонга [8, 20]. В работе Вонга [8] предложена интерпретация этого бозона как результат объединения КХД и КЭД. При этом объединение

производится для двумерных $K\bar{X}D_2 \times K\bar{E}D_2$ в модели трубки.

Здесь мы предлагаем видоизмененную модель трубки, основываясь на монографиях [23, 24]. При этом согласно [23, 24] плотность энергии трубки ρ складывается из двух членов:

$$\rho = A + G. \quad (8)$$

Первый член A определяется напряженностью поля E :

$$A = 2 \frac{1}{4\pi} E^2 \pi r^2, \quad (9)$$

где напряженность $E = \frac{\Phi}{4\pi r^2} = \frac{g}{4\pi r^2}$, а константа

связи $\alpha = \frac{g^2}{4\pi}$, r — радиус трубки. Второй член выражается через мешковую константу $B = 0.17$ ГэВ/фм³:

$$G = B \pi r^2 \frac{\alpha}{\alpha_s}, \quad (10)$$

где нами введено отношение α/α_s константы α к константе сильного взаимодействия α_s . Константа α может быть константой сильного взаимодействия $\alpha = \alpha_s$, а может быть константой электромагнитного взаимодействия $\alpha = \alpha_e = 1/137$. То есть, также как и Вонг [8], рассматриваем и адронную при $\alpha = \alpha_s$ и электромагнитную при $\alpha = \alpha_e$ трубки. Радиусы трубок определяются из

минимума энергии, приходящейся на единицу длины, а константа сильного взаимодействия $\alpha_s \approx 0.5$, как и в работе Вонга.

Согласно модели трубки, натянутой между двумя кварками [23], можно найти массы образующихся адронов, а в случае электромагнитной трубки массу бозона X17.

Для колеблющейся прямолинейной струны-трубки получаем массу M :

$$M^2 = 2\pi n p, \quad (11)$$

где n — квантовое число. Для адронной трубки при $n = 1$ получаем $M \approx 140$ МэВ/ c^2 для π^0 -мезона. Для электромагнитной трубки при том же радиусе трубки получаем массу нейтрального бозона X17 $M \approx 17$ МэВ/ c^2 . По формуле $M^2 = 2\pi p m$ можно получить и резонансы, где m — кратно сложенная струна с вращением. Так можно получить массу ρ — мезона, а для электромагнитной струны массу бозона 35 МэВ/ c^2 , полученную в работе Вонга.

Отметим, что эти результаты получены в нашем подходе по формулам, отличным от работы Вонга. В своей работе [8] Вонг предлагает интерпретировать бозон X17 как частицу темной материи, поскольку он нейтрален, не барион и может быть составной частицей астрофизических объектов большой массы.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в упрощенной гидродинамической модели (термодинамической со средней скоростью разлета вторичных частиц) найдено описание спектров гиперонов и мягких фотонов для широкой области высоких энергий сталкивающихся протонов. Предложено по зависимости среднего поперечного импульса от массы испускаемой частицы искать частицы темной материи — кварковые самородки, которые нейтральны и не являются барионами.

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/ c^2 , исходя из электромагнитной трубки при объединении двумерных $KX D_2 \times KED_2$.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарен В.В. Вечернину и М.Б. Жалову за обсуждение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Fermi E.* // Prog. Theor. Phys. 1950. V. 5. P. 570.
2. *Pomeranchuk Ya.I.* // Dokl. Akad. Nauk. 1951. V. 78. P. 889 (in Russian).
3. *Landau L.D.* // Izv. Akad. Nauk SSSR. Ser. Fiz. 1953. V. 17. P. 51 (in Russian).
4. *Emelyanov V.M., Timoshenko S.L., Strikhanov M.N.* // Vvedeniye v relyativistskuyu yadernuyu fiziku [Introduction to Relativistic Nuclear Physics]. 2004. Moscow: Fizmatlit (in Russian).
5. *Goldansky V.I., Nikitin Yu.P., Rosenthal I.L.* // Kinematicheskiye metody v fizike vysokikh energiy [Kinematic Methods in High Energy Physics]. 1987. Moscow: Nauka (in Russian).
6. *Piskounova O.* // arXiv: 1908.10759v5 [hep-ph]. 2020.
7. *Pace VanDevender J. et al.* // Sci. Rep. 2020. V. 10. P. 17903; arXiv: 2004.12272v3 [hep-ph]. 2020.
8. *Wong C.-Y.* // arXiv: 2001.04864v5 [nucl-th]. 2020.
9. *Belogianni A. et al. (WA91 Collab.)* // Phys. Lett. B. 2002. V. 548. P. 129 (2002).
10. *D'yachenko A.T.* // Phys. At. Nucl. 1994. V. 57. P. 1930.
11. *D'yachenko A.T., Gridnev K.A., Greiner W.* // J. Phys. G. 2013. V. 40. P. 085101.
12. *D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2020. V. 84. P. 301
13. *D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A.* // EPJ Web Conf. 2019. V. 204. P. 03018.
14. *D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A.* // Phys. At. Nucl. 2019. V. 82. P. 1641.
15. *D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A.* // Phys. At. Nucl. 2020. V. 83. P. 553.
16. *Drijard D. et al. (ISR Collaboration)* // Z. Phys. C. 1982. V. 12. P. 217.
17. *Abelev B.I. et al. (STAR Collab.)* // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. P. 064901.
18. *Aamodt K. et al. (ALICE Collab.)* // Eur. Phys. J. C. 2011. V. 71. P. 1594.
19. *Khachatryan V. et al. (CMS Collab.)* // J. High Energy Phys. 2011. V. 05. P. 064; arXiv: 1102.4282v2 [hep-ex]. 2011.
20. *Wong C.-Y.* // Phys. Rev. C. 2010. V. 81. P. 064903; arXiv: 1001.1691v3 [hep-ph]. 2010.
21. *Krasznahorkay A.J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. P. 042501; arXiv: 1504.01527v1 [nucl-ex]. 2015.
22. *Krasznahorkay A.J. et al.* // arXiv: 1910.10459v1 [nucl-ex]. 2019.
23. *Abramovsky V.A., Gedalin E.V., Gurvich E.G., Kancheli O.V.* // Neuprugieye vzaimodeystviya pri vysokikh energiyakh i khromodinamika [Inelastic Interactions at High Energies and the Chromodynamics]. 1986. Tbilisi: Metsniereba (in Russian).
24. *Barbashov B.M., Nesterenko V.V.* // Model' relyativistskoy struny v fizike adronov [Relativistic String Model in Hadron Physics]. 1987. Moscow: Energoatomizdat.

Spectra of Secondary Particles in High-Energy Proton–Proton Collisions in the Thermodynamic Model and the Possibility of Detection of Particles of Dark Matter

A. T. D'yachenko^{1, 2, *}

¹*Emperor Alexander I Petersburg State Transport University, St. Petersburg, 190031 Russia*

²*Konstantinov Petersburg Nuclear Physics Institute, National Research Centre “Kurchatov Institute”, Gatchina, Leningrad obl., 188300 Russia*

**e-mail: dyachenko_a@mail.ru*

Received June 5, 2020; revised June 5, 2020; accepted June 5, 2020

Abstract—In a simple thermodynamic model, the transverse momentum distributions are found for Λ -hyperons produced in pp collisions at ultrarelativistic energies. Studying the behavior of the average transverse momentum depending on the mass of the emitted particle shows that it is possible to search for large mass quark nuggets as possible candidates for the role of dark matter particles. An interpretation of the spectra of soft photons with respect to the transverse momentum in pp collisions is also given taking into account the boson X17, a new particle, a possible candidate for the role of dark matter particles.

Keywords: ultrarelativistic proton collisions, thermodynamic model, transverse momentum distribution, quark nuggets, soft photons, X17 boson, tube model for $QCD_2 \times QED_2$, dark matter particles