

УДК 539.172

МГНОВЕННЫЕ ФОТОНЫ В ПРОТОН – ПРОТОННОМ РАССЕЙАНИИ НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

В.В. Котляр^{*}, Н.И. Маслов^{*}, А.А. Щеглова^{}**

^{*} *Национальный Научный Центр «Харьковский Физико-Технический Институт»*

ул. Академическая 1, г. Харьков, 61108, Украина

E-mail: kotlyarv@kipt.kharkov.ua

^{**} *Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина*

пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина

Поступила в редакцию 16 января 2009 г.

С помощью генератора событий Пифия изучается рождение мгновенных фотонов в реакции $pp \rightarrow \gamma X$. Вычисления проведены при энергиях $\sqrt{s} = 2 \dots 14$ ТэВ в области поперечных импульсов $p_T < 100$ ГэВ/с и псевдобыстрот $|\eta| < 10$. Исследована относительная роль механизмов $pp \rightarrow \gamma X$ как в лидирующем порядке теории возмущений КХД, так и с учетом поправок более высоких порядков по константам сильного и электромагнитного взаимодействий. Рассмотрены спектры изолированных фотонов, которые могут быть измерены с помощью фотонного спектрометра PHOS в эксперименте ALICE на большом адронном коллайдере (LHC). Рассчитанные сечения сравниваются с результатами других авторов и с экспериментальными данными.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: генератор событий Пифия, мгновенные фотоны, протон–протонное рассеяние, фотонный спектрометр PHOS, эксперимент ALICE, большой адронный коллайдер

Мгновенные фотоны рождаются в жестких партон–партонных процессах на ранних стадиях в протон–протонном рассеянии. Жесткие фотоны не взаимодействуют с частицами в конечном состоянии и представляют интерес для исследования возможностей КХД для описания партонных процессов [1]. Поскольку амплитуды первичных партонных процессов зависят от глюонных и кварковых структурных функций, анализ сечений реакции $pp \rightarrow \gamma X$ в области ультрарелятивистских энергий может дать новую информацию о структуре протонов и о глюонной динамике при малых значениях бьеркеновской переменной x . В то же время мгновенные фотоны могут быть использованы для выделения струй среди продуктов реакции и определения их суммарной энергии [2].

Исследование процессов рождения мгновенных фотонов проводилось многими экспериментальными коллаборациями, например CDF и D0 в лаборатории им. Ферми [3–5], и включено в программу экспериментов ALICE [6–8], CMS и ATLAS на большом адронном коллайдере.

Целью данной работы является моделирование процессов рождения мгновенных фотонов в протон–протонном рассеянии в условиях экспериментов на LHC, анализ источников фона и методов его подавления в измерениях с помощью детектора PHOS [9–11] в эксперименте ALICE.

ПОДХОД, РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для моделирования взаимодействия ультрарелятивистских протонов в работе использован генератор событий Пифия [12]. Расчеты проводились с программой PYTHIA версии 6.4.19 от 23.10.2008 с функциями распределения партонов CTEQ 5L [13]. Как видно из рис. 1, полученные полные сечения реакции $pp \rightarrow X$ удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными [14] при энергиях $\sqrt{s} = 2 \dots 14$ ТэВ.

При вычислении спектров мгновенных фотонов были учтены кварк–глюонное рассеяние комптоновского типа $qg \rightarrow q\gamma$, кварк–антикварковая аннигиляция $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$, а также партонные процессы $gg \rightarrow g\gamma$, $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$, $gg \rightarrow \gamma\gamma$. Из сравнения полных сечений, которые приведены в табл. 1, видно, что доминирующим процессом рождения мгновенных фотонов является кварк–глюонное комптоновское рассеяние. Другие рассмотренные процессы играют роль небольших поправок в изучаемой области энергий.

Из расчетов следует, что при $\sqrt{s} = 1,96$; 5,5 и 14 ТэВ каждый мгновенный фотон сопровождается $N_{\gamma \text{ decay}} \sim 42$, 50 и 57 “распадными” фотонами, из которых в среднем 93% фотонов происходят из распадов $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Зависимость отношения спектров мгновенных и фоновых фотонов от поперечных импульсов p_T показана на рис. 2. Сплошная кривая получена с учетом фона в области азимутальных углов $\varphi = 0 \dots 360^\circ$ и псевдобыстрот $\eta = 0 \dots 10$. С ростом поперечных импульсов в области $p_T > 5$ ГэВ/с фон незначительно уменьшается и отношение спектров $r(p_T) = n_{\gamma \text{ prompt}}(p_T) / n_{\gamma \text{ backgr}}(p_T)$ принимает значения $r(p_T) \leq 0,1$.

Фон, обусловленный “распадными” и др. гамма–квантами, может быть подавлен в измерениях, когда

идентификация мгновенных фотонов с большими поперечными импульсами производится с использованием корреляций фотон–струя или на основе метода изоляции [15,16]. Фотоны, образующиеся в распадах π^0 –мезонов, могут быть выделены на основе анализа инвариантных масс пар фотонов.

Таблица 1. Вклады партонных процессов в полные сечения рождения мгновенных фотонов в реакции $pp \rightarrow \gamma X$

| \sqrt{s} , ТэВ | $\sigma(qg \rightarrow q\gamma)$, мб | $\sigma(q\bar{q} \rightarrow g\gamma)$, мб | $\sigma(gg \rightarrow g\gamma)$, мб | $\sigma(gg \rightarrow \gamma\gamma)$, мб | $\sigma(q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma)$, мб |
|------------------|---------------------------------------|---|---------------------------------------|--|--|
| 1,96 | $5,012 \cdot 10^{-2}$ | $2,943 \cdot 10^{-3}$ | $2,357 \cdot 10^{-4}$ | $7,536 \cdot 10^{-5}$ | $9,120 \cdot 10^{-6}$ |
| 5,5 | $9,715 \cdot 10^{-2}$ | $4,613 \cdot 10^{-3}$ | $5,250 \cdot 10^{-4}$ | $1,738 \cdot 10^{-4}$ | $1,480 \cdot 10^{-5}$ |
| 14,0 | 0,1634 | $6,846 \cdot 10^{-3}$ | $1,032 \cdot 10^{-3}$ | $3,446 \cdot 10^{-4}$ | $2,242 \cdot 10^{-5}$ |

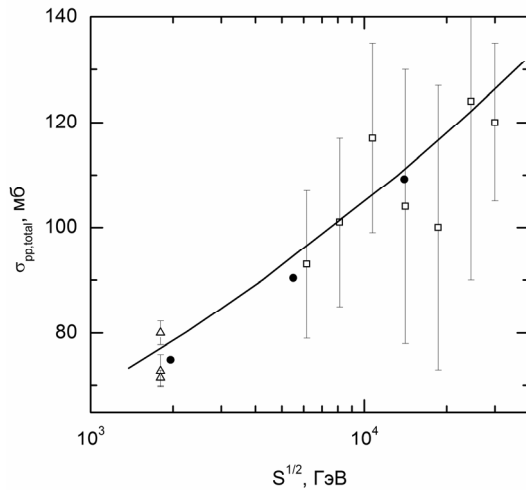


Рис.1. Энергетическая зависимость полного сечения реакции $pp \rightarrow X$.

Точками • показаны результаты вычислений с помощью RUTHIA. Экспериментальные данные □, Δ и кривая взяты из [14].

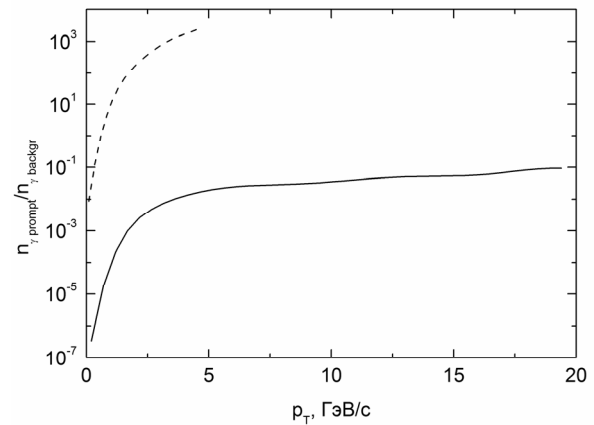


Рис.2. Отношение спектров мгновенных и фоновых фотонов при $\sqrt{s} = 5,5$ ТэВ. Различия между сплошной и штриховой кривыми указаны в тексте.

Действительно, для мгновенных фотонов, которые идентифицированы с помощью какого–либо из указанных способов, отношение спектров $r(p_T)$ увеличивается более чем 10^4 раз, как следует из сравнения штриховой и сплошных кривых на рис.2. Штриховая кривая соответствует расчетам, в которых спектр $n_{\gamma \text{ backgr}}(p_T)$ определялся окрестностью $\Delta\eta \cdot \Delta\phi$ точки η_γ, ϕ_γ , где $\Delta\phi = 5,2 \cdot 10^{-3}$ и $\Delta\eta = 0,5$. Координаты η_γ, ϕ_γ задаются направлением вектора импульса мгновенного фотона. Штриховая кривая получена для спектров

$$\int_{p_1}^{p_2} dp_T n_{\gamma \text{ prompt}}(p_T) \simeq 2,46 \cdot 10^8, \quad \int_{p_1}^{p_2} dp_T n_{\gamma \text{ backgr}}(p_T) \simeq 2,59 \cdot 10^5, \quad \int_{p_1}^{p_2} dp_T n_{\gamma \text{ backgr}}(p_T) = 0,$$

где $p_1 = 5$ ГэВ/с и $p_2 = 20$ ГэВ/с.

Различия между сплошной и штриховой кривыми в значительной степени связаны с размером области, которая дает вклад в спектр фоновых фотонов. В первом случае эта область совпадает со всем интервалом изменения ϕ, η , во втором — окрестностью $\Delta\eta \cdot \Delta\phi$ точки η_γ, ϕ_γ . Используемая в расчетах величина $\Delta\phi$ близка к $\Delta\phi_{\text{PHOS}} = 4,9 \cdot 10^{-3}$ для фотонного спектрометра PHOS. Для ускорения расчетов было выбрано значение $\Delta\eta$, значительно превышающее $\Delta\eta_{\text{PHOS}} \simeq 5 \cdot 10^{-3}$. Отметим, что точность, с которой известны η_γ, ϕ_γ в корреляционных измерениях фотон–струя, зависит от величины $R = ((\eta - \eta_{\text{jet}})^2 + (\phi - \phi_{\text{jet}})^2)^{1/2}$, характеризующий конус вокруг направления струи. Например, согласно [17], $R \sim 1$.

Рассмотрим свойства дифференциальных сечений рождения мгновенных фотонов в реакции $pp \rightarrow \gamma X$. Сечения $d^2\sigma(p_T, \eta)/dp_T d\eta$ экспоненциально убывают с увеличением поперечного импульса. Как показано на рис. 3а, скорость убывания сечений $d^2\sigma(p_T, \eta = \text{Const})/dp_T d\eta$ заметно зависит от псевдобыстроты η . Из рис. 3б видно, что сечения $d^2\sigma(p_T = \text{Const}, \eta)/dp_T d\eta$ являются медленно изменяющимися функциями в значительном интервале η , причем величина этого интервала уменьшается с ростом p_T .

Вклады различных областей псевдобыстрот $-\eta_0 \leq \eta \leq \eta_0$ в сечения рождения мгновенных фотонов

$$d\sigma(p_T; \eta_0) / dp_T = \int_{-\eta_0}^{\eta_0} d\eta d^2\sigma(p_T, \eta) / dp_T d\eta \quad (1)$$

показаны на рис. 4. Кривые с $\eta_0 = \infty$ получены на основе моделирования $4,5 \cdot 10^8$ и $3,4 \cdot 10^8$ процессов рождения мгновенных гамма-квантов при энергиях 5,5 и 14 ТэВ. Значение $\eta_0 = 0,12$ соответствует возможностям фотонного спектрометра PHOS, входящего в состав детектора ALICE. Расчеты показывают, что из 10^3 мгновенных фотонов, образующихся в pp -соударениях при $\sqrt{s} = 5,5 \dots 14$ ТэВ, в область $\eta < 0,12$ и $\varphi = 0^\circ \dots 360^\circ$ попадает около 14 γ -квантов с $p_T < 100$ ГэВ. С помощью PHOS могут быть зарегистрированы фотоны в интервале углов $\varphi = 220^\circ \dots 320^\circ$. Из рис.4 так же видно, что рассчитанные нами дифференциальные сечения мгновенных фотонов при энергии 14 ТэВ близки к результатам вычислений [18].

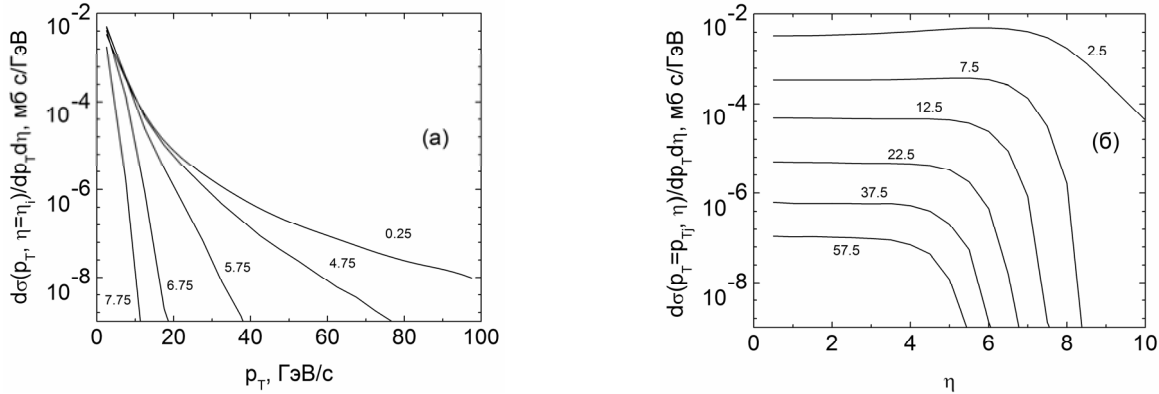


Рис.3. Дифференциальные сечения рождения мгновенных фотонов в реакции $pp \rightarrow \gamma X$ при энергии $\sqrt{s} = 14$ ТэВ.

На части (а) рис. показаны сечения как функции поперечного импульса p_T для значений $\eta_i = 0,25, \dots, 7,75$ ($i = 1, \dots, 5$), на части (б) приведены зависимости сечений от псевдобыстроты η при $p_{Tj} = 2,5 \text{ ГэВ/с}, \dots, 57,5 \text{ ГэВ/с}$ ($j = 1, \dots, 6$).

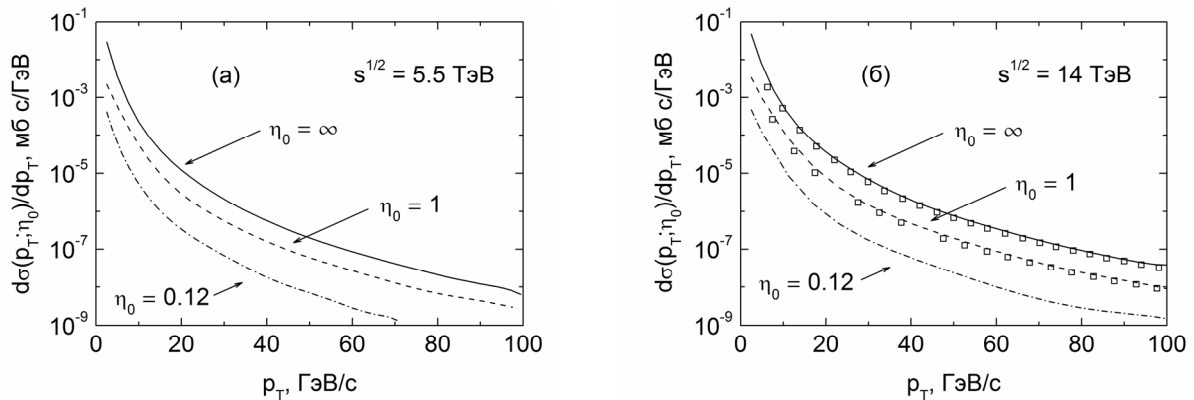


Рис.4. Дифференциальные сечения (1) рождения мгновенных фотонов в реакции $pp \rightarrow \gamma X$

а) — при энергии $\sqrt{s} = 5,5$ и б) — 14 ТэВ. Сплошные, штриховые и штрих-пунктирные кривые получены в данной работе для значений $\eta_0 = \infty, 1$ и $0,12$. Точками \square показаны результаты вычислений [18].

Рис.5 показывает, что сечения $d\sigma/dp_T$ и $d\sigma/d\eta$ являются возрастающими функциями энергии. С увеличением энергии максимум сечения $d\sigma(\eta)/d\eta$ сдвигается в область больших η и отношение значений сечений в максимуме и при $\eta = 0$ увеличивается.

Относительная роль первичных партонных процессов, как видно из рис.6, не изменяется существенно в области поперечных импульсов до 100 ГэВ/с. Кварк-глюонное комптоновское рассеяние $qg \rightarrow q\gamma$ дает основной вклад как в полные, так и в дифференциальные сечения рождения мгновенных фотонов в рассмотренных кинематических условиях.

Рис.7 демонстрирует, что граница области бьеркеновской переменной x , которая доступна для исследования при измерении сечений рождения мгновенных фотонов в реакции $pp \rightarrow \gamma X$, изменяется от $\sim 2 \cdot 10^{-6}$ до $\sim 5 \cdot 10^{-8}$ при увеличении энергии от 1,96 до 14 ТэВ.

Детальный анализ показывает, что сечения $d^2\sigma/dp_T d\eta$ определяются константой электромагнитного взаимодействия α_{EM} в интервале $\alpha_1 \leq \alpha_{EM} \leq \alpha_2$, где $\alpha_1 = 1/135$ и $\alpha_2 = 1/126 \dots 1/123$ для энергий $\sqrt{s} = 2 \dots 14$ ТэВ. Константа сильного взаимодействия α_S изменяется от $\sim 0,12$ до $\sim 0,46$ независимо от значения \sqrt{s} в рассмотренной области.

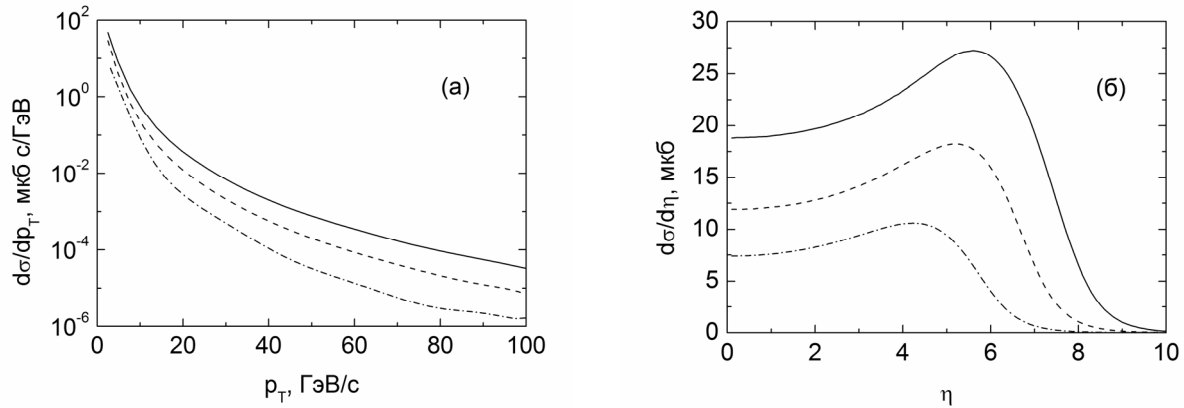


Рис.5. Зависимость дифференциального сечения реакции $pp \rightarrow \gamma X$

а) – от поперечного импульса p_T и б) – от псевдобыстроты η . Сплошные, штриховые и штрих-пунктирные кривые рассчитаны при энергиях $\sqrt{s} = 14; 5,5$ и $1,96$ ТэВ.

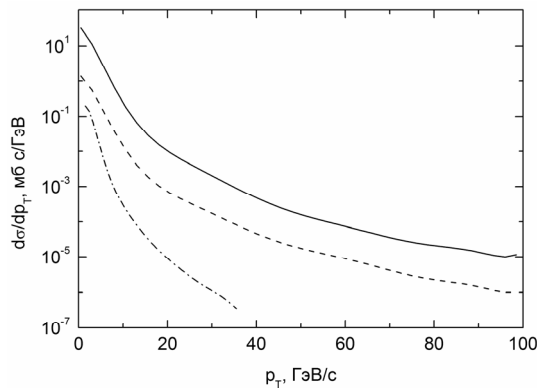


Рис.6. Вклады жестких партонных процессов в дифференциальное сечение $pp \rightarrow \gamma X$ при $\sqrt{s} = 5,5$ ТэВ.

Процессам $qg \rightarrow q\gamma$, $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ и $gg \rightarrow g\gamma$ соответствуют сплошная, штриховая и штрих-пунктирная кривые.

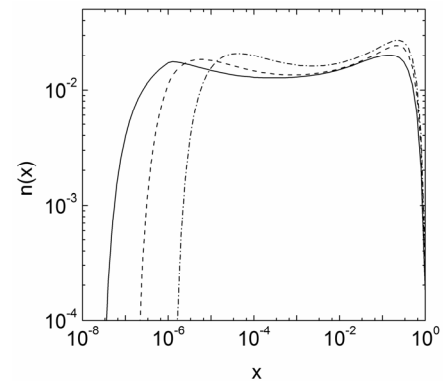


Рис.7. Распределения значений переменной x в жестком рассеянии партонов.

Сплошная, штриховая и штрих-пунктирная кривые получены в расчетах полных сечений рождения мгновенных фотонов при энергиях $\sqrt{s} = 14; 5,5$ и $1,96$ ТэВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, показано, что полные сечения р-р рассеяния при энергиях \sqrt{s} от 2 до 14 ТэВ, рассчитанные с помощью генератора событий Пифия, удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Доминирующим механизмом рождения мгновенных фотонов с поперечными импульсами $p_T < 100$ ГэВ/с в реакции $pp \rightarrow \gamma X$ при энергиях $\sqrt{s} = 2 \dots 14$ ТэВ является комптоновское рассеяние глюонов $qg \rightarrow q\gamma$. В рассмотренных кинематических областях основные вклады в сечения рождения мгновенных фотонов обусловлены процессами в первом неисчезающем порядке $\alpha_{EM} \alpha_S$ теории возмущений. Процессы более высокого порядка по константам электромагнитного и сильного взаимодействия являются малыми поправками. Например, влияние $gg \rightarrow g\gamma$ не превышает 1%.

Сечения реакции $pp \rightarrow \gamma X$ при $\sqrt{s} = 1,96$ ТэВ зависят от функций распределения партонов при значениях бьеркеновской переменной $2 \cdot 10^{-6} \lesssim x \lesssim 1$. С ростом энергии \sqrt{s} до 14 ТэВ эта область расширяется до $x \sim 5 \cdot 10^{-8}$.

Проведенный анализ демонстрирует, что основным источником фона в рождении мгновенных фотонов являются распады π^0 -мезонов. Для поперечных импульсов $5 \text{ ГэВ}/c < p_T < 100 \text{ ГэВ}/c$ и псевдобыстрот $|\eta| < 10$ спектры мгновенных фотонов превышают более чем в 10^3 раз спектры фоновых фотонов, которые учитываются в окрестности $\Delta\varphi = 5,2 \cdot 10^{-3}$ и $\Delta\eta = 0,5$ импульса идентифицированного гамма-кванта.

Один из авторов (В.В.К.) выражает благодарность А.А. Борисенко за содействие в проведении численных расчетов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Aurenche P., et al. Gluon content of the nucleon probed with real and virtual photons // Phys. Rev. D. – 1989. – Vol.39. – P.3275–3286.
2. Conesa G., et al. Identification of photon-tagged jets in the ALICE experiment // Nucl. Instrum. Meth. A. – 2008. – Vol.585. – P.28–39.
3. Kumar A., et al. Study of parton kT smearing effects in direct photon production at the Fermilab Tevatron // Phys. Rev. D. – 2003. – Vol.68. – P.014017-1 – 014017-10.
4. D0 Collaboration and CDF Collaboration. Soldner-Rembold S. Prompt photon production at the Tevatron // Acta Phys.Polon. B. – 2006. – Vol.37. – P.733-738.
5. D0 Collaboration. Abazov V.M., et al. Measurement of the differential cross section for the production of an isolated photon with associated jet in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1,96 \text{ TeV}$ // Phys. Lett. B. – 2008. – Vol.666. – P.435–445.
6. ALICE Collaboration. Carminati F. et al. ALICE: Physics Performance Report, Volume I. // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. – 2004. – Vol.30. – P. 1517–1763.
7. ALICE Collaboration. Alessandro B., et al. ALICE: Physics Performance Report, Volume II. // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. – 2006. – Vol.32. – P. 1295–2040.
8. ALICE Collaboration. A. Morsch. Hard probes capabilities of ALICE: Jets and photons // Nucl. Phys. A. – 2007. – Vol.783. – P.427-434.
9. ALICE collaboration. Technical Design Report of the Photon Spectrometer (PHOS) // CERN/LHCC 99–4. – 1999. – 188p.
10. Conesa G., et al. Performance of the ALICE photon spectrometer PHOS // Nucl. Instrum. Meth. A. – 2005. – Vol.537. – P.363-367.
11. ALICE Collaboration. Aamodt K., et al. The ALICE experiment at the CERN LHC // JINST. – 2008. – Vol.3. – S08002. – 260p.
12. Sjostrand T., et al. PYTHIA6.4 physics and manual // J. High Energy Phys. – 2006. – Vol.0605. – P.026-1 – 026-581.
13. CTEQ Collaboration. Lai H.L., et al. Global QCD analysis of parton structure of the nucleon: CTEQ5 parton distributions // Eur. Phys. J. C. – 2000. – Vol.12. – P.375–392.
14. Amsler C., et al. Review of Particle Physics // Phys. Lett. B. – 2008. – Vol.667. – P.1–1340.
15. Conesa G., et al. Prompt photon identification in the ALICE experiment. The isolation cut method // Nucl. Instrum. Meth. A. – 2007. – Vol.580. – P.1446-1459.
16. Conesa G., et al. Direct photon detection in PbPb collisions in the ALICE experiment at LHC // Nucl. Phys. A. – 2007. – Vol.782. – P.356-361.
17. Mao Y., et al. γ -hadron correlation measurements to study jets fragmentation with ALICE at LHC // Eur. Phys. J. C. – 2008. – Vol. 57. – P.613-619.
18. Conesa Balbastre G. Particle isolation in PYTHIA // Proc. of ALICE Physics week (01 April 2008). Physics Working Group 4: photons and high pt. – 22p.

PROMPT PHOTONS IN PROTON-PROTON SCATTERING AT THE LARGE HADRON COLLIDER

V.V. Kotlyar*, N.I. Maslov*, A.O. Shcheglova**

* National Science Center «Kharkov Institute of Physics and Technology», Akademichna 1, 61108 Kharkov, Ukraine

E-mail: kotlyarv@kipt.kharkov.ua

** V.N. Karazin Kharkov National University, Svoboda Sq. 4, Kharkov 61077, Ukraine

Prompt photon production in $pp \rightarrow \gamma X$ is studied taking advantage of event generator Pythia. Calculations are carried out at energies 2...14 TeV in the area of transverse momenta $p_T < 200 \text{ GeV}/c$ and pseudorapidities $|\eta| < 10$. Relative role of mechanisms of $pp \rightarrow \gamma X$ is investigated both in leading order of perturbative QCD and with inclusion of next-to-leading order processes. Spectra of isolated photons to be measured with the help of photon spectrometer PHOS in ALICE experiment at the LHC are discussed. Computed cross sections are compared with results obtained by other authors and with experimental data.

KEY WORDS: event generator Pythia, prompt photons, proton-proton scattering, photon spectrometer PHOS, ALICE experiment, large hadron collider