

## ОПТИМИЗАЦИЯ ЗНАЧЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ ГЕНЕРАТОРА LEPTO/JETSET ДЛЯ ОБЛАСТИ ГНР ЗАРЯЖЕННЫХ ЛЕПТОНОВ

*В. Ю. Алексахин, О. М. Кузнецов, Н. С. Российская<sup>1</sup>, М. Г. Сапожников*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Приведены результаты измерений выходов тяжелых гиперонов и антигиперонов в глубоконеупругом рассеянии мюонов, полученные в эксперименте COMPASS, и их согласование с предсказаниями Монте-Карло. Результаты измерений относительных выходов тяжелых гиперонов  $\Sigma(1385)^+$ ,  $\Sigma(1385)^-$ ,  $\bar{\Sigma}(1385)^-$ ,  $\bar{\Sigma}(1385)^+$ ,  $\Xi(1321)^-$  и  $\bar{\Xi}(1321)^+$  по отношению к  $\Lambda$ - и  $\bar{\Lambda}$ -барионам были использованы для настройки генератора LEPTO/JETSET, который широко используется для моделирования событий в области глубоконеупругого рассеяния.

The measured yields of heavy hyperons and antihyperons in the charged lepton Deep Inelastic Scattering and the agreement of these measurements with the predictions of Monte Carlo are discussed. The relative yields of heavy hyperons  $\Sigma(1385)^+$ ,  $\Sigma(1385)^-$ ,  $\bar{\Sigma}(1385)^-$ ,  $\bar{\Sigma}(1385)^+$ ,  $\Xi(1321)^-$  and  $\bar{\Xi}(1321)^+$  with respect to  $\Lambda$  and  $\bar{\Lambda}$  baryons were used to tune the parameters of the LEPTO/JETSET generator, which is widely used for simulation of Deep Inelastic Scattering reaction.

PACS: 25.30.Mr; 13.85.Ni; 14.20.Jn

### ВВЕДЕНИЕ

Изучено рождение тяжелых гиперонов в глубоконеупругом рассеянии (ГНР) заряженных лептонов в эксперименте COMPASS [1]. Набор данных проводился в 2003–2004 гг. на пучке мюонов с импульсом 160 ГэВ/с. Измеренные впервые относительные выходы  $\Sigma^{*+}$ ,  $\Sigma^{*-}$ ,  $\Xi^{-2}$  и их античастиц по отношению к  $\Lambda$ - и  $\bar{\Lambda}$ -гиперонам опубликованы в [2]. В настоящей работе основное внимание будет уделено оптимизации значений параметров LEPTO/JETSET [3,4] генератора, связанных с рождением странного кварка и процессами фрагментации в области ГНР заряженных лептонов. Такая оптимизация стала возможной только сейчас, поскольку относительные выходы  $\Sigma^{*+}$ ,  $\Sigma^{*-}$ ,  $\Xi^-$  и их античастиц никогда ранее до эксперимента COMPASS не были измерены в ГНР заряженных лептонов.

---

<sup>1</sup>E-mail: Natalia.Rossiyskaya@cern.ch

<sup>2</sup>Здесь и далее (за исключением отдельных случаев) масса гиперонов  $\Sigma(1385)$  и  $\Xi(1321)$  не будет указываться, но будет использоваться символ «\*» для  $\Sigma(1385)$  с  $J^P = 3/2^+$ .

## 1. $\Lambda$ - И $\bar{\Lambda}$ -БАРИОНЫ

Анализ экспериментальных данных производился в области глубоконеупругого рассеяния. События ГНР были отобраны по ограничениям на виртуальность фотона  $Q^2 > 1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> и его относительной энергии  $0,2 < y < 0,9$ <sup>1</sup>. Последнее позволяет исключить события, требующие больших радиационных поправок (область больших  $y$ ), и события с плохо восстановленными кинематическими параметрами (область малых  $y$ ). За 2003

**Таблица 1. Сравнительная статистика зарегистрированных  $\Lambda$ - и  $\bar{\Lambda}$ -барионов в различных экспериментах**

Эксперимент	$N(\Lambda)$	$N(\bar{\Lambda})$
E665 [5]	750	650
NOMAD [6]	8087	649
HERMES [7]	7300	1687
RHIC [8]	13000	10000
COMPASS [2]	112000	66000

экспериментах. Как видно из таблицы, в эксперименте COMPASS число зарегистрированных  $\Lambda$ - и  $\bar{\Lambda}$ -гиперонов существенно превышает суммарную статистику вместе взятых указанных экспериментов.

и 2004 гг. в эксперименте COMPASS было зарегистрировано  $2,58 \cdot 10^{10}$  событий, из них  $3,12 \cdot 10^8$  в области ГНР.  $\Lambda$ - и  $\bar{\Lambda}$ -гипероны восстанавливались по их распадам в  $p\pi^-$  и  $\bar{p}\pi^+$ . Процесс восстановления и анализ  $\Lambda$ - и  $\bar{\Lambda}$ -барионов детально описаны в [2]. Общее количество реконструированных  $\Lambda$ - и  $\bar{\Lambda}$ -барионов составило  $112449 \pm 418$  и  $66685 \pm 350$  соответственно.

В табл. 1 приведено сравнение числа зарегистрированных  $\Lambda$ - и  $\bar{\Lambda}$ -гиперонов в различных

## 2. $\Sigma^*$ - И $\Xi$ -ГИПЕРОНЫ

Помимо прямого рождения  $\Lambda$ -гиперон может образовываться в результате распада более тяжелых гиперонов, например  $\Sigma^0$ ,  $\Sigma$ ,  $\Sigma^*$  и  $\Xi$ . В настоящем анализе восстанавливались распады  $\Sigma^*$ ,  $\Xi$  и их античастиц. Вероятность распада  $\Sigma^*$  и  $\Xi$  на  $\Lambda(\bar{\Lambda})\pi^\pm$  составляет 87,5 и 99,9% соответственно. Процесс восстановления и анализ гиперонов  $\Sigma^*$ ,  $\Xi$  и их античастиц по каналу  $\Lambda\pi$  подробно описаны в [2].

На рис. 1 показаны распределения инвариантных масс для следующих гиперонов: а)  $\Sigma^{*+} \rightarrow \Lambda\pi^+$ , б)  $\bar{\Sigma}^{*-} \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^-$ , в)  $\Sigma^{*-} \rightarrow \Lambda\pi^-$  и  $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$ , г)  $\bar{\Sigma}^{*+} \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^+$  и  $\bar{\Xi}^+ \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^+$ . Общее количество восстановленных  $\Sigma^*$ -гиперонов:  $N(\Sigma^{*+}) = 3631 \pm 333$ ,  $N(\Sigma^{*-}) = 2970 \pm 490$ ,  $N(\bar{\Sigma}^{*-}) = 2173 \pm 222$  и  $N(\bar{\Sigma}^{*+}) = 1889 \pm 265$ . Сигналы от  $\Sigma^{*+}$ ,  $\bar{\Sigma}^{*-}$ ,  $\Sigma^{*-}$  и  $\bar{\Sigma}^{*+}$  хорошо различимы. В двух нижних распределениях наблюдается небольшой дополнительный пик от  $\Xi^-$  и  $\bar{\Xi}^+$ . Ширины массовых пиков для  $\Sigma^*$  и  $\bar{\Sigma}^*$  совпадают в пределах статистической неопределенности:  $(9,3 \pm 3,6)$  МэВ/с<sup>2</sup> для  $\Sigma^{*+}$ ,  $(6,1 \pm 2,7)$  МэВ/с<sup>2</sup> для  $\bar{\Sigma}^{*-}$ ,  $(8,7 \pm 3,5)$  МэВ/с<sup>2</sup> для  $\Sigma^{*-}$  и  $(7,1 \pm 2,1)$  МэВ/с<sup>2</sup> для  $\bar{\Sigma}^{*+}$ .

На рис. 2 показаны распределения инвариантных масс для следующих гиперонов: а)  $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$  и б)  $\bar{\Xi}^+ \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^+$ . Общее количество восстановленных  $\Xi$ -гиперонов:  $N(\Xi^-) = 2320 \pm 68$  и  $N(\bar{\Xi}^+) = 1147 \pm 49$ . Полученные значения ширин массовых пиков для  $\Xi$  и  $\bar{\Xi}$  одинаковы и равны  $(2,8 \pm 0,1)$  МэВ/с<sup>2</sup>.

<sup>1</sup> В приложении приводится определение кинематических переменных, использованных в данной статье.

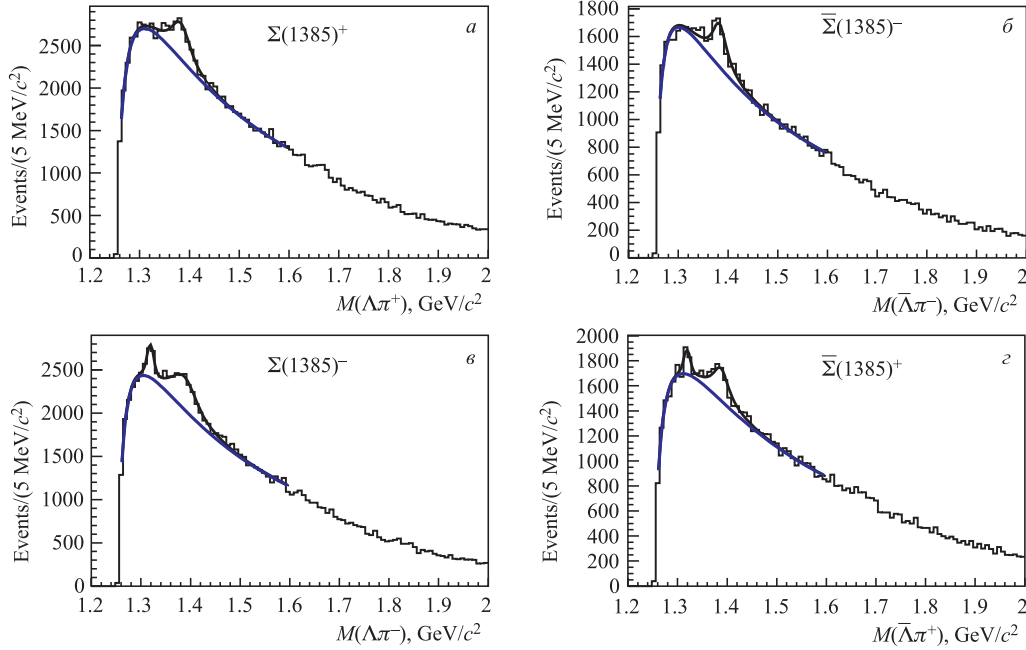


Рис. 1. Распределения инвариантных масс  $\Lambda(\bar{\Lambda})\pi$  для: а)  $\Sigma^{*+} \rightarrow \Lambda\pi^+$ ; б)  $\bar{\Sigma}^{*-} \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^-$ ; в)  $\Sigma^{*-} \rightarrow \Lambda\pi^-$  и  $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$ ; г)  $\bar{\Sigma}^{*+} \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^+$  и  $\bar{\Xi}^+ \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^+$ . Сплошные линии представляют собой результаты фитирования сигнала и фона, а также только фона

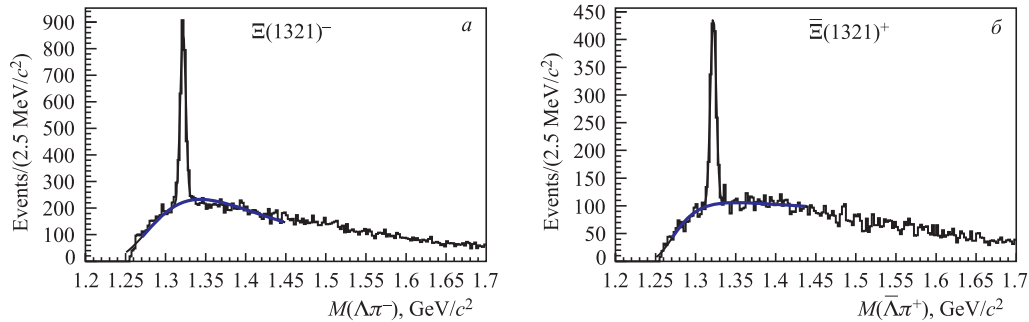


Рис. 2. Распределения инвариантных масс  $\Lambda(\bar{\Lambda})\pi$  для: а)  $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$ ; б)  $\bar{\Xi}^+ \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^+$ . Сплошные линии представляют собой результаты фитирования сигнала и фона, а также только фона

### 3. ОПТИМИЗАЦИЯ ЗНАЧЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ ГЕНЕРАТОРА LEPTO/JETSET

Относительные выходы  $\Sigma^*$  и  $\Xi$  к  $\Lambda$ -гиперонам, поправленные на акцептанс со статистическими и систематическими неопределенностями, приведены в табл. 2. Эти выходы находятся в пределах от 3,8 до 5,6% с относительной статистической ошибкой  $\sim 10\%$ . Процент  $\Lambda$ - и  $\bar{\Lambda}$ -гиперонов из распадов более тяжелых гиперонов и антигиперонов одинаковый в пределах статистических ошибок.

**Таблица 2. Относительные выходы тяжелых гиперонов к  $\Lambda$  и антигиперонов к  $\bar{\Lambda}$  со статистическими и систематическими неопределенностями в ГНР заряженных лептонов [2]**

Относительный выход	COMPASS
$\Sigma^{*+}/\Lambda$	$0,055 \pm 0,005(\text{стат.}) \pm 0,005(\text{сист.})$
$\bar{\Sigma}^{*-}/\bar{\Lambda}$	$0,047 \pm 0,006(\text{стат.}) \pm 0,006(\text{сист.})$
$\Sigma^{*-}/\Lambda$	$0,056 \pm 0,009(\text{стат.}) \pm 0,007(\text{сист.})$
$\bar{\Sigma}^{*+}/\bar{\Lambda}$	$0,039 \pm 0,006(\text{стат.}) \pm 0,006(\text{сист.})$
$\Xi^{-}/\Lambda$	$0,038 \pm 0,003(\text{стат.}) \pm 0,002(\text{сист.})$
$\bar{\Xi}^{+}/\bar{\Lambda}$	$0,043 \pm 0,004(\text{стат.}) \pm 0,002(\text{сист.})$

Полученные относительные выходы тяжелых гиперонов и антигиперонов важны для понимания продольной поляризации  $\Lambda$ - и  $\bar{\Lambda}$ -гиперонов, рожденных в ГНР мюонов. Продольная передача спина в  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  в ГНР была измерена в экспериментах [7, 9–13]. Действительно,  $\Lambda$ -гипероны, рожденные из распадов более тяжелых гиперонов, поляризованы по-другому, чем непосредственно рожденные напрямую  $\Lambda$ -частицы. Основными источниками непрямого рождения  $\Lambda$ -барионов являются  $\Sigma^{0-}$ ,  $\Sigma^{*-}$  и  $\Xi$ -гипероны. Путем моделирования методом Монте-Карло в эксперименте HERMES [7] вклад рожденных  $\Lambda$  из распадов тяжелых гиперонов был оценен более 60%. В эксперименте COMPASS программа моделирования с параметрами по умолчанию предсказывала 58% для  $\Lambda$  и 54% для  $\bar{\Lambda}$ . С новыми значениями параметров (подробное обсуждение рассмотрено далее) для непрямого рождения  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  составило 37 и 32%.

Лучшего согласования экспериментальных данных и смоделированных событий можно достичь с помощью настройки значений параметров фрагментации программного пакета JETSET [4] генератора LEPTO [3]. В качестве настраиваемых величин использовались предсказываемые относительные выходы странных частиц в сравнении со значениями, полученными в эксперименте COMPASS (см. табл. 2).

В процессе настройки программы JETSET использовались следующие параметры функции фрагментации: PARJ(1) — подавление рождения пары дикварк–антидикварк в цветовом поле по сравнению с рождением кварк–антикварковой пары; PARJ(2) — подавление рождения  $s\bar{s}$ -пары в поле по сравнению с рождением пар  $u\bar{u}$  или  $d\bar{d}$ ; PARJ(3) — подавление рождения странных дикварков, дополнительно к нормальному подавлению странных кварков; PARJ(4) — подавления дикварков со спином 1 по сравнению с дикварком со спином 0; PARJ(5) — параметр, определяющий относительный выход барионов (антибарионов); PARJ(7) — дополнительное подавление странного мезона. В табл. 3 представлены новые значения и значения по умолчанию параметров программного пакета JETSET.

**Таблица 3. Параметры JETSET по умолчанию и после настройки**

Параметр	По умолчанию	Настроенные (COMPASS)
PARJ(1)	0,1	0,03
PARJ(2)	0,3	0,45
PARJ(3)	0,4	0,175
PARJ(4)	0,05	0,078
PARJ(5)	0,5	3,0
PARJ(7)	0,5	0,13

Под процедурой минимизации будем понимать подгонку параметров для лучшего согласования с экспериментальными данными. В качестве подгоняемых величин будем использовать относительные выходы странных частиц (см. табл.2). Сначала исследуем зависимость выходов странных адронов и резонансов от параметров фрагментации на уровне генератора событий. На основе этой информации варьированием параметров JETSET, которые перечислены в предыдущем разделе, настраивались выходы странных адронов и резонансов. При этом минимизировалась величина

$$F^2 = \sum_i \frac{(R_{i(\text{exp})} - R_{i(\text{lepto})})^2}{\sigma_{R_{i(\text{exp})}}^2}, \quad (1)$$

где  $R_{i(\text{exp})}$  — поправленные на акцептанс экспериментальные относительные выходы;  $R_{i(\text{lepto})}$  — относительные выходы для генератора LEPTO/JETSET, полученные для кинематических условий эксперимента COMPASS;  $\sigma_{R_{i(\text{exp})}}^2$  — статистическая ошибка величины  $R_{i(\text{exp})}$ . Использовались несколько итераций перебора параметров с разным шагом, большой шаг — для первой итерации и меньший — для последующих. Далее, генерировался набор моделированных событий с новыми параметрами с трассировкой треков частиц через установку и полной реконструкцией.

Было проверено, что процедура настройки параметров не приводит к искажению распределений кинематических переменных. На рис. 3–6 приведены распределения кинематических переменных  $Q^2$ ,  $W$ ,  $z$  и  $p_T$  с параметрами JETSET по умолчанию и настроенными параметрами для барионов  $\Lambda$  (а) и  $\bar{\Lambda}$  (б), а также отношение Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (б и г соответственно).

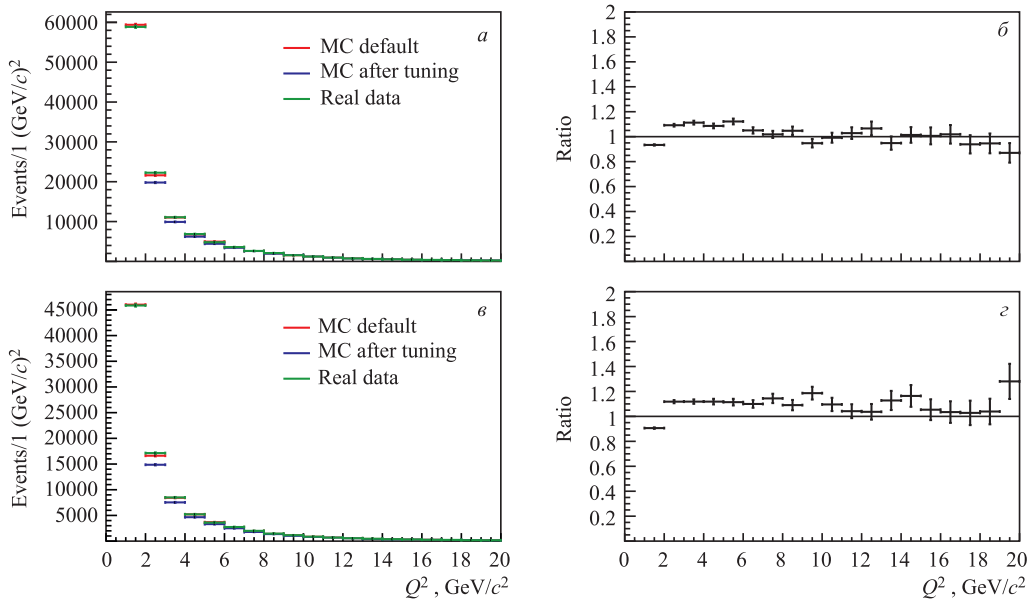


Рис. 3. Распределение кинематической переменной  $Q^2$  для  $\Lambda$  (а) и  $\bar{\Lambda}$  (б), отношение  $Q^2$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (б и г) соответственно

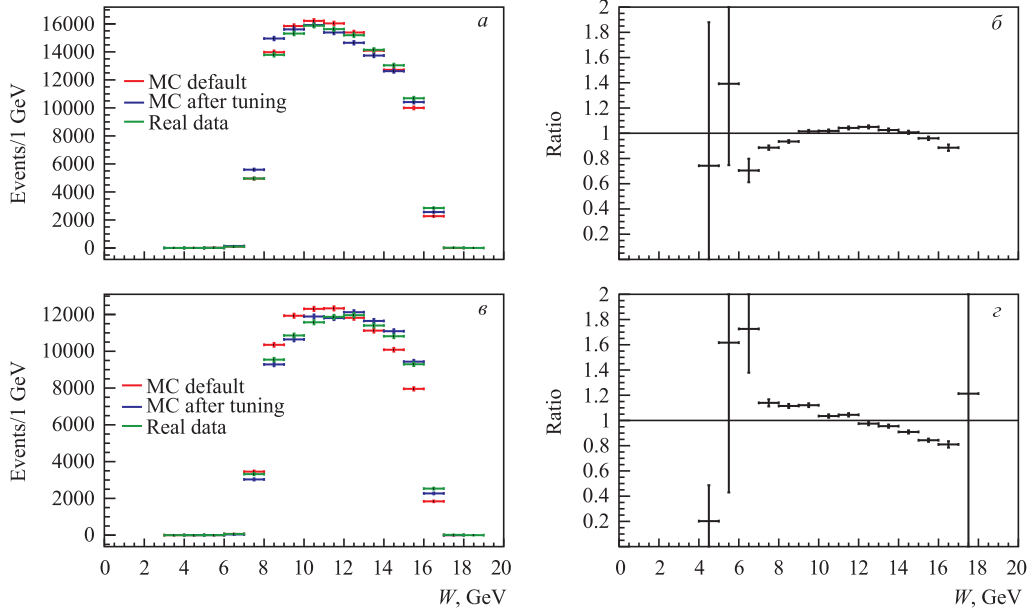


Рис. 4. Распределение кинематической переменной  $W$  для  $\Lambda$  (a) и  $\bar{\Lambda}$  (b), отношение  $W$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (b и z соответственно)

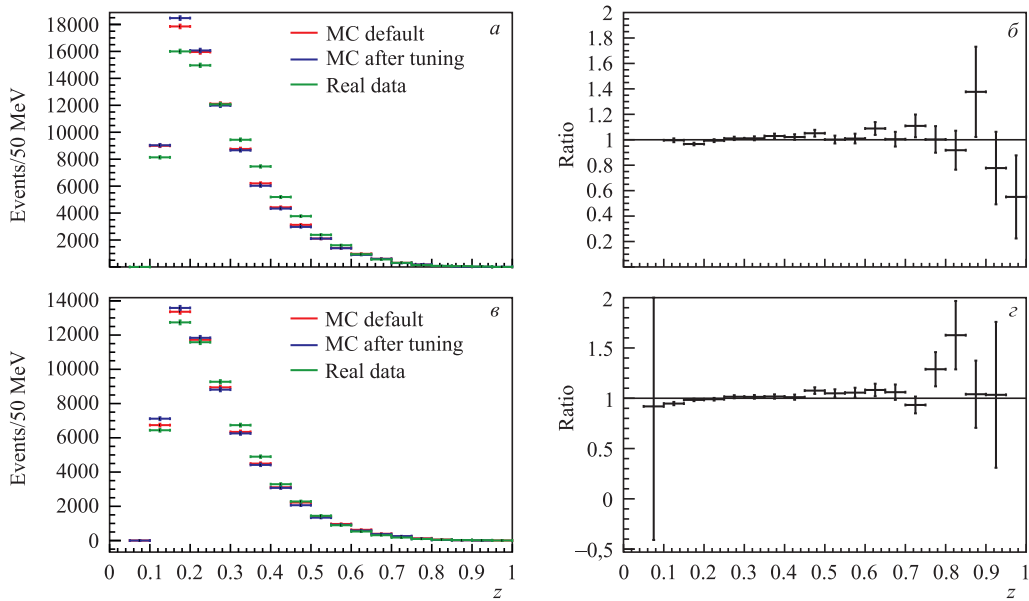


Рис. 5. Распределение кинематической переменной  $z$  для  $\Lambda$  (a) и  $\bar{\Lambda}$  (b), отношение  $z$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (b и z соответственно)

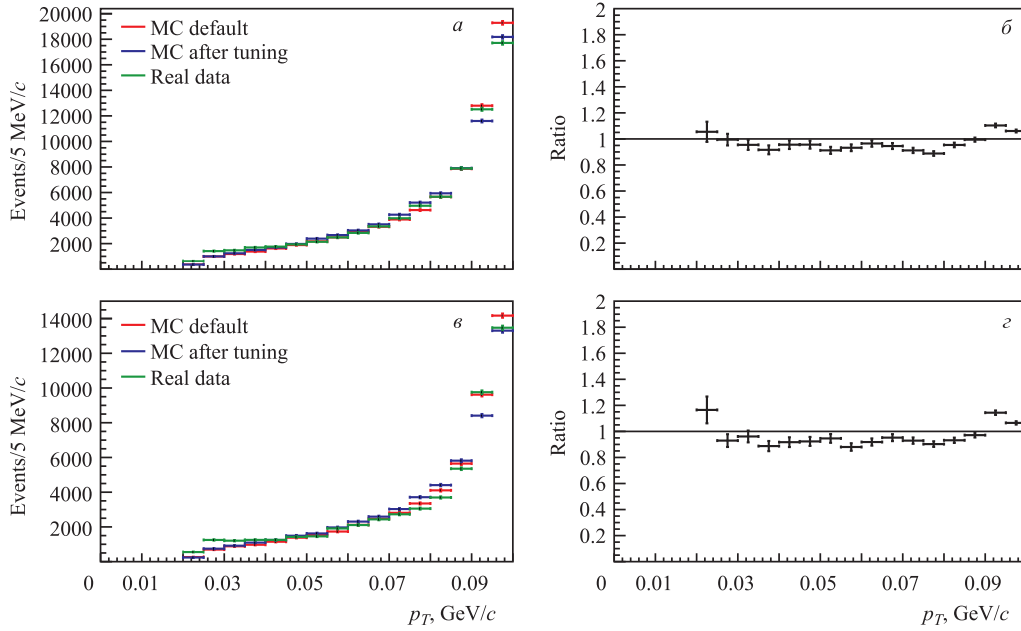


Рис. 6. Распределение кинематической переменной  $p_T$  для  $\Lambda$  (a) и  $\bar{\Lambda}$  (c), отношение  $p_T$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (b и d соответственно)

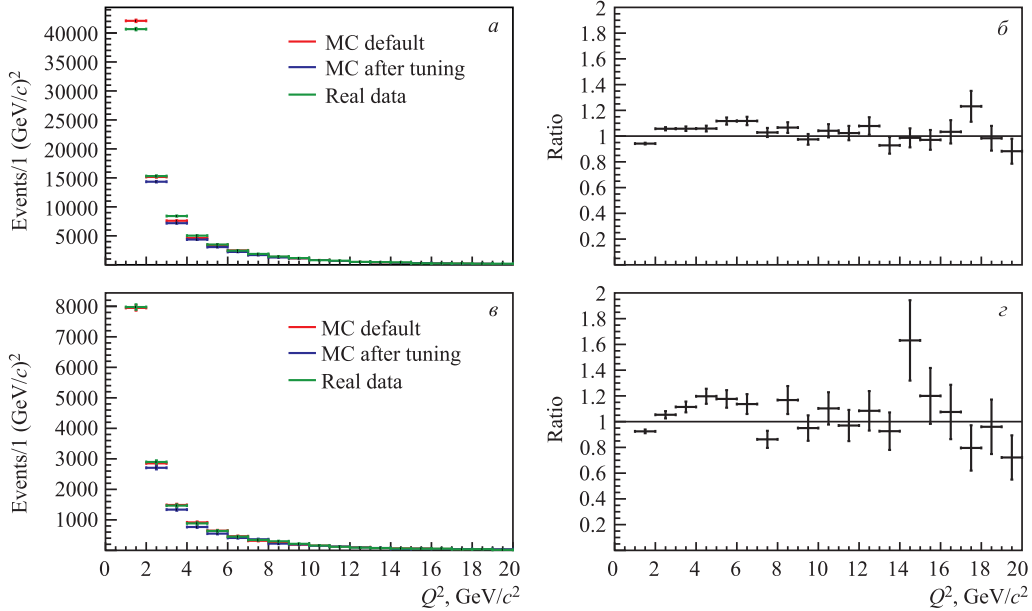


Рис. 7. Распределение кинематической переменной  $Q^2$  для  $\Sigma^{*+}$  (a) и  $\Xi^-$  (c), отношение  $Q^2$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (b и d соответственно)

На рис. 7–10 приведены распределения кинематических переменных  $Q^2$ ,  $W$ ,  $z$  и  $p_T$  с параметрами JETSET по умолчанию и настроенными параметрами для тяжелых гипер-

нов  $\Sigma^{*+}$  (а) и  $\Xi^-$  (б), а также отношение Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET ( $\beta$  и  $\gamma$  соответственно).

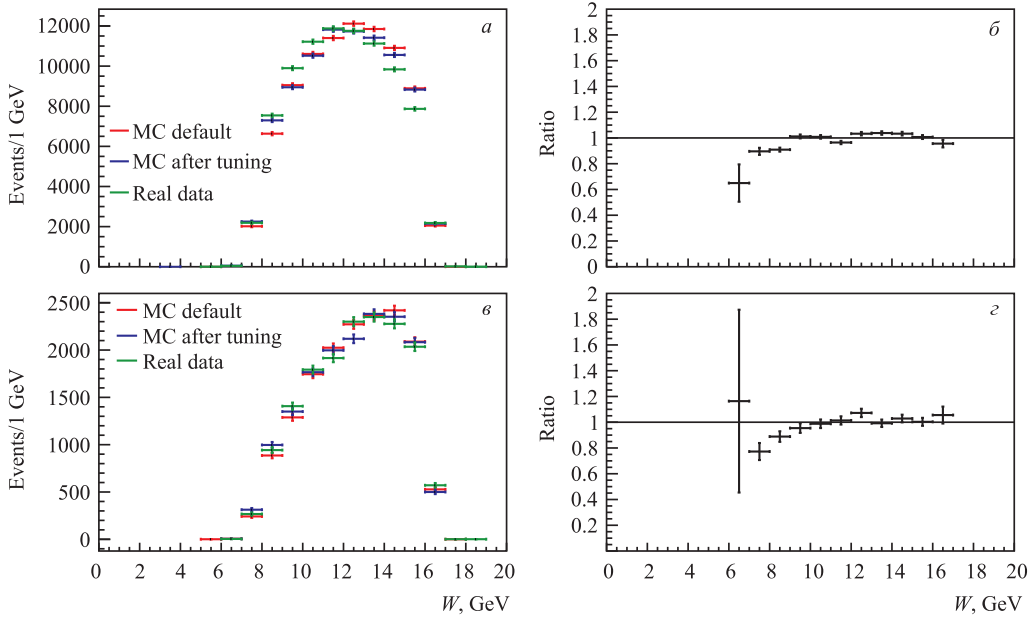


Рис. 8. Распределение кинематической переменной  $W$  для  $\Sigma^{*+}$  (а) и  $\Xi^-$  (б), отношение  $W$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET ( $\beta$  и  $\gamma$  соответственно)

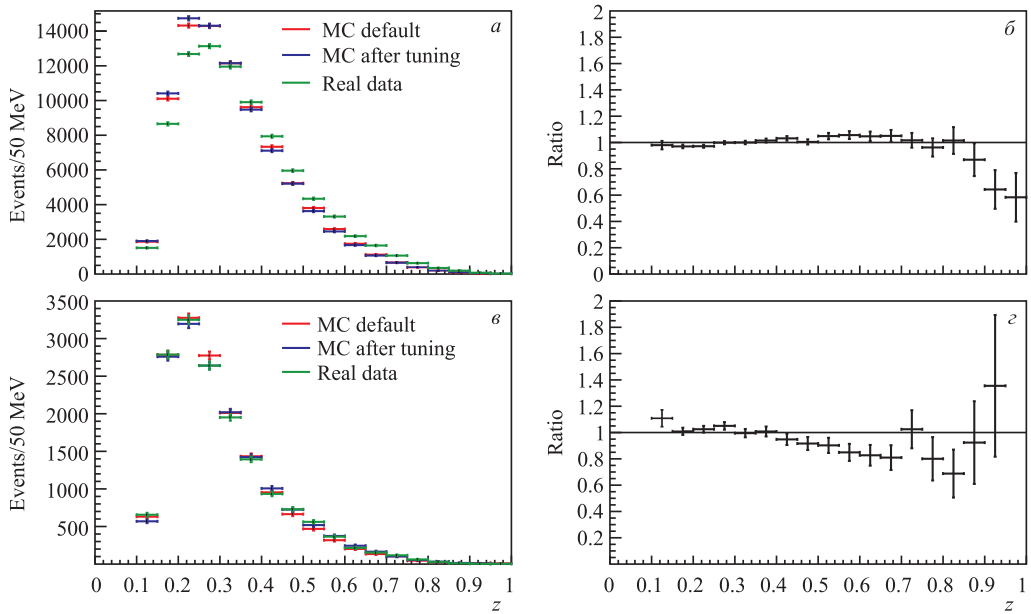


Рис. 9. Распределение кинематической переменной  $z$  для  $\Sigma^{*+}$  (а) и  $\Xi^-$  (б), отношение  $z$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET ( $\beta$  и  $\gamma$  соответственно)



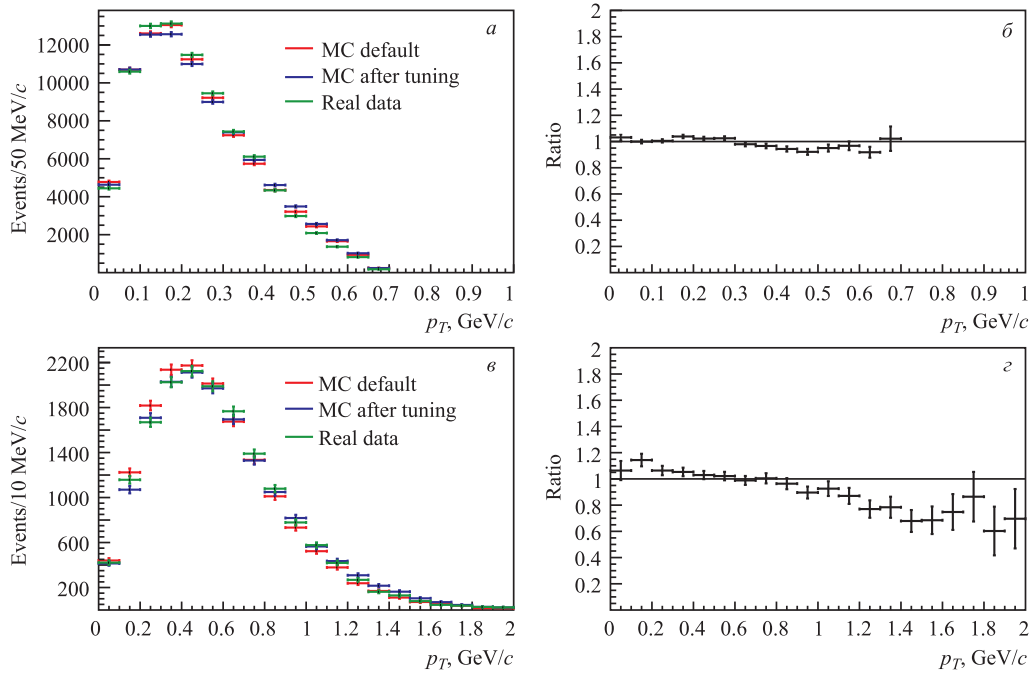


Рис. 10. Распределение кинематической переменной  $p_T$  для  $\Sigma^{*+}$  (а) и  $\Xi^-$  (б), отношение  $p_T$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (б и з соответственно)

В табл. 3 приведены относительные выходы тяжелых гиперонов и антигиперонов к  $\Lambda$ - и  $\bar{\Lambda}$ -барионам для экспериментальных данных, со значениями параметров программного пакета JETSET по умолчанию и с настроенными значениями в области ГНР. Важно отметить, что полученные на установке COMPASS новые относительные выходы тяжелых

Таблица 4. Относительные выходы тяжелых гиперонов и антигиперонов к  $\Lambda$ - и  $\bar{\Lambda}$ -барионам для экспериментальных данных, с параметрами JETSET по умолчанию и с настроенными параметрами JETSET в области ГНР

Относительный выход	С параметрами JETSET по умолчанию	Данные COMPASS	С настроенными параметрами JETSET
$\Lambda/\bar{\Lambda}$	$1,22 \pm 0,01$	$1,71 \pm 0,02$	$1,72 \pm 0,01$
$K^0/\Lambda$	$6,06 \pm 0,01$	$6,21 \pm 0,05$	$6,22 \pm 0,01$
$\Sigma^{*+}/\Lambda$	$0,082 \pm 0,001$	$0,055 \pm 0,005$	$0,052 \pm 0,001$
$\bar{\Sigma}^{*-}/\bar{\Lambda}$	$0,074 \pm 0,001$	$0,047 \pm 0,006$	$0,038 \pm 0,001$
$\Sigma^{*-}/\Lambda$	$0,084 \pm 0,001$	$0,056 \pm 0,009$	$0,067 \pm 0,001$
$\bar{\Sigma}^{*+}/\bar{\Lambda}$	$0,060 \pm 0,001$	$0,039 \pm 0,006$	$0,037 \pm 0,001$
$\Xi^-/\Lambda$	$0,051 \pm 0,001$	$0,038 \pm 0,003$	$0,029 \pm 0,001$
$\bar{\Xi}^+/\bar{\Lambda}$	$0,056 \pm 0,001$	$0,043 \pm 0,004$	$0,040 \pm 0,001$
$\Sigma^0/\Lambda$	$0,200 \pm 0,003$	—	$0,130 \pm 0,002$
$\bar{\Sigma}^0/\bar{\Lambda}$	$0,200 \pm 0,003$	—	$0,120 \pm 0,002$

гиперонов и антигиперонов хорошо согласуются с экспериментальными данными. Согласование для отношений  $\Lambda$  к  $\bar{\Lambda}$  и  $K$  к  $\Lambda$  также достигнуто. Отметим, что новые значения параметров изменяют и отношение  $\Sigma^0/\Lambda$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В эксперименте COMPASS измерены относительные выходы тяжелых гиперонов и антигиперонов  $\Sigma(1385)^+$ ,  $\Sigma(1385)^-$ ,  $\bar{\Sigma}(1385)^-$ ,  $\bar{\Sigma}(1385)^+$ ,  $\Xi(1321)^-$  и  $\bar{\Xi}(1321)^+$  по отношению к  $\Lambda$ - и  $\bar{\Lambda}$ -барионам в области ГНР заряженных лептонов с относительной статистической ошибкой  $\sim 10\%$ . Результаты этих измерений позволили провести оптимизацию значений параметров PARJ(1)–PARJ(5), PARJ(7) LEPTO/JETSET-генератора, связанных с рождением странного кварка и процессами фрагментации в области ГНР заряженных лептонов. Новые значения этих параметров существенно отличаются от параметров по умолчанию. С использованием новых значений параметров получено, что непрямой выход  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  в ГНР составляет 37(32)% соответственно от полного числа рожденных гиперонов.

## Приложение

### КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ПЕРЕМЕННЫЕ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В ОБЛАСТИ ГНР

$Q^2 = -q^2 \approx 4EE' \sin^2 \theta/2$  — квадрат переданного 4-импульса (с пренебрежением массой лептона), где  $q = k - k'$  — 4-импульс виртуального фотона  $\gamma^*$ ,  $k = (E, \vec{k})$  — 4-импульс налетающего лептона,  $k' = (E', \vec{k}')$  — 4-импульс рассеянного лептона;  $E$  — энергия налетающего лептона в лабораторной системе,  $E'$  — энергия рассеянного лептона в лабораторной системе и  $\theta$  — угол рассеянного лептона;

$y = (E - E')/E$  — относительная переданная энергия в лабораторной системе;

$W^2 = (p + q)^2$  — квадрат инвариантной массы конечной адронной системы;

$z = E_h/(E - E')$  — доля энергии виртуального фотона, приходящаяся на адрон  $h$ , где  $E_h$  — энергия адрона;

$p_T$  — поперечный импульс адрона по отношению к виртуальному фотону.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Abbon P. et al. (COMPASS Collab.). The COMPASS Experiment at CERN // Nucl. Instr. Meth. A. 2007. V. 577. P. 455.*
2. *Adolph C. et al. (COMPASS Collab.). Study of  $\Sigma(1385)$  and  $\Xi(1321)$  Hyperon and Antihyperon Production in Deep Inelastic Scattering // Eur. Phys. J. C. 2013. V. 73. P. 2581.*
3. *Ingelman A. E. G., Edin A., Rathsman J. LEPTO 6.5 — A Monte Carlo Generator for Deep Inelastic Lepton–Nucleon Scattering // Comp. Phys. Commun. 1997. V. 101. P. 108.*
4. *Sjöstrand T. High-Energy-Physics Event Generations with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 // Comp. Phys. Commun. 1994. V. 82. P. 74.*
5. *Adams M. R. et al. (E665 Collab.).  $\Lambda$  and  $\bar{\Lambda}$  Polarization from Deep Inelastic Muon Scattering // Eur. Phys. J. C. 2000. V. 17. P. 263.*

6. Astier P. et al. (NOMAD Collab.). A Study of Strange Particle Production in  $\nu_\mu$  Charged Current Interactions in the NOMAD Experiment // Nucl. Phys. B. 2002. V. 621. P. 3.
7. Airapetian A. et al. (HERMES Collab.). Longitudinal Spin Transfer to the  $\Lambda$  Hyperon in Semi-Inclusive Deep-Inelastic Scattering // Phys. Rev. D. 2006. V. 74. P. 072004.
8. Abelev B. I. et al. (STAR Collab.). Longitudinal Double-Spin Asymmetry and Cross Section for Inclusive Jet Production in Polarized Proton Collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. P. 252001.
9. Alekseev M. et al. (COMPASS Collab.). Measurement of the Longitudinal Spin Transfer to  $\Lambda$  and  $\bar{\Lambda}$  Hyperons in Polarized Muon DIS // Eur. Phys. J. C. 2009. V. 64. P. 171.
10. De Prosperi D. et al. (E632 Collab.). Neutral Strange Particle Production in Neutrino and Antineutrino Charged-Current Interactions on Neon // Phys. Rev. D. 1994. V. 50. P. 6691.
11. Astier P. et al. (NOMAD Collab.). Measurement of the Anti-Lambda Polarization in  $\nu_\mu$  Charged Current Interactions in the NOMAD Experiment // Nucl. Phys. B. 2001. V. 605. P. 3.
12. Jones G. T. et al. (WA21 Collab.). Polarization of  $\Lambda$  Hyperons Produced Inclusively in Neutrino  $p$  and Anti-neutrino  $p$  Charged Current Interactions // Z. Phys. C. 1985. V. 28. P. 23.
13. Wilcoq S. et al. (WA59 Collab.). Neutral Strange Particle Production in Anti-Neutrino-Neon Charged Current Interactions // Z. Phys. C. 1992. V. 53. P. 207.

Получено 25 октября 2013 г.