

ВЫЧИСЛЕНИЕ ОТКЛИКА МЮОННОЙ СИСТЕМЫ, ОБУСЛОВЛЕННОГО ФОНОВЫМИ ДОЛГОЖИВУЩИМИ ЧАСТИЦАМИ В ДЕТЕКТОРЕ ATLAS НА КОЛЛАЙДЕРЕ LHC

С. Баранов^а, П. Невский^б

^а Факультет математики и физики, Университет Фрайбурга, Германия

^б Брукхейвенская национальная лаборатория, Нью-Йорк, США

Представлен эффективный метод построения генератора фона мюонной системы для pp -соударений детектора ATLAS на ускорителе LHC. Новый метод позволяет существенно сократить количество симуляций процесса торможения вторичных частиц до тепловых энергий и параметризовать потоки фоновых частиц. Правильный выбор частиц из параметризованных потоков позволяет производить моделирование отклика мюонной системы в детальной геометрии с необходимой статистической точностью за разумное время. Предложенный метод был разработан и применялся для изучения работы мюонного триггера детектора ATLAS.

An efficient method to simulate the new muon background, namely neutron gas phenomena, for the next generation of high luminosity hadron colliders, such as LHC, is described. It allows one to significantly reduce the amount of lengthy full simulations of the collision energy dissipation process down to thermal neutrons to an acceptable level. The proper choice of the particle flux parameterization allows performing full simulations of the muon system response using detailed geometry with reasonable computing resources. The proposed method was developed and extensively used for detailed layout optimization and design of the trigger system of ATLAS muon spectrometer.

PACS: 52.59.-f; 61.80.Hg; 98.70.Vc

ВВЕДЕНИЕ

Рост интенсивности протонных пучков на ускорителях нового поколения приводит к необходимости учета более широкого класса фоновых процессов. Одним из примеров этого является проблема учета фонов во внешних (мюонных) спектрометрах коллайдерных экспериментов. Новые фоны вызываются потоками термальных нейтронов, накапливающихся за макроскопическое время (~ 1 с) в результате многократного взаимодействия вторичных частиц в материалах экспериментальных установок и вокруг них. Фон такого типа был несуществен на коллайдерах предыдущих поколений из-за относительно невысокой их светимости по сравнению с LHC (LHC — большой адронный коллайдер; светимость — параметр ускорителя, характеризующий интенсивность столкновения встречных пучков, измеряется в числе частиц, пересекающих единицу площади за единицу времени, $N/\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$). При проектировании мюонной системы, и в особенности для разработки триггерной электроники, крайне необходимо знание фонов ускорителя.

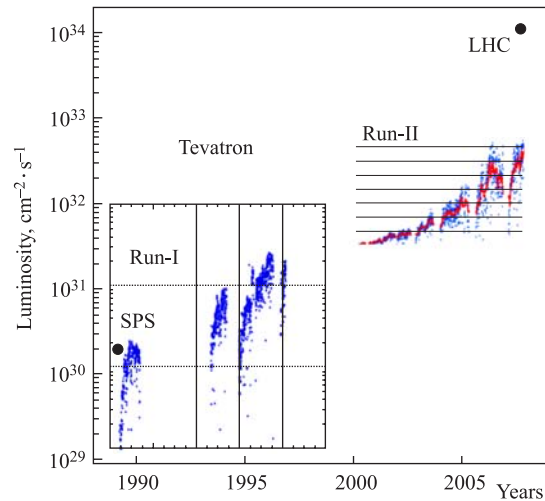


Рис. 1. График роста светимости на протонных коллайдерах

Напомним кратко основные параметры ускорителя LHC: планируемая энергия столкновений в системе центра масс $\sqrt{s} = 14$ ТэВ, светимость сталкивающихся пучков — $10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Наглядное представление о светимости LHC по сравнению со светимостью ранее построенных коллайдерных ускорителей можно получить из рис. 1 [1, 2]. В частности, предыдущий коллайдер Tevatron Run-II имел светимость на два порядка меньше, $10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Если раньше основные фоны в мюонных детекторах были связаны с частицами, сопровождающими мюон, или с ливнями, вызываемыми космическими мюонами [3], то на ускорителях нового поколения, как впервые было замечено в [4], фоновые загрузки, порождаемые нейтронами, многократно отражающимися от бетонных стен и пересекающимися много раз мюонный детектор, могут оказаться заметно выше остальных фонов и отразиться на эффективности поиска мюонов.

Дополнительной проблемой является крайняя неоднородность этого фона. Если космические частицы пронизывают детекторы на коллайдере сравнительно равномерно, то

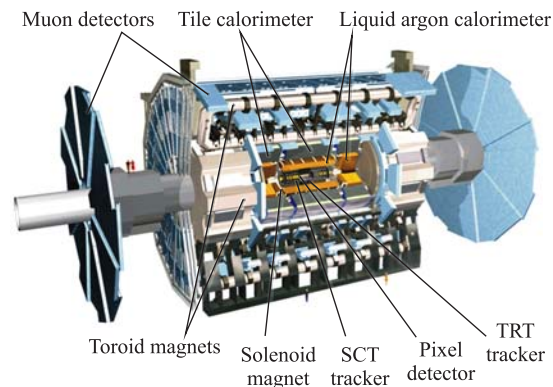


Рис. 2. Детектор ATLAS

ситуация с фонами, обусловленными многократным взаимодействием нейтронов в материалах детектора, совершенно другая. Особенно важно учитывать нейтронные фоны на детекторе ATLAS (рис. 2) [5] ускорителя LHC, так как именно на нем используется большой воздушный тороидальный магнит для мюонной системы. Воздушный магнит не препятствует многократному прохождению нейтронов и тем способствует образованию значительного числа вторичных частиц.

1. ПРОБЛЕМАТИКА ВЫЧИСЛЕНИЯ НЕЙТРОННОГО ФОНА

Вычисления нейтронного фона связаны с необходимостью точного описания материалов детектора в программе моделирования и обычно требуют больших затрат компьютерного времени. Для моделирования описанных выше процессов использовалась программа GEANT3 [6] в комбинации с программой GCALOR [7], предназначенной для вычисления взаимодействий нейтронов вплоть до тепловых энергий.

Геометрическая модель GEANT3 позволяет достаточно точно описать геометрию и материалы детектора, но требует огромных вычислительных затрат для моделирования. Типичное время пролета частиц через установку, воспроизводимое при моделировании, составляет несколько десятков наносекунд (для детектора ATLAS максимальное время симуляции с учетом распространения более медленных частиц — около 150 нс), в то время как процесс термализации нейтронов длится порядка долей секунды. Сложность вычисления фона связана с огромным по ядерным меркам временем жизни нейтронов в зале, где расположен детектор, при работающем ускорителе. За это время нейтроны рожают адронные каскады, теряют свою энергию вплоть до тепловой энергии, отражаются от бетонных стенок и многократно пересекают детектор, пока не исчезают в результате $n\gamma$ -реакций на ядрах. Как видно из рис. 3 и 4, для того чтобы проследить судьбу такого нейтрона и порожденных им частиц, требовалось увеличить длительность моделирования частиц на шесть порядков, т.е. до 0,1 с, что требует огромного вычислительного времени. В то же время геометрия такого детектора, как ATLAS, часто изменяется,

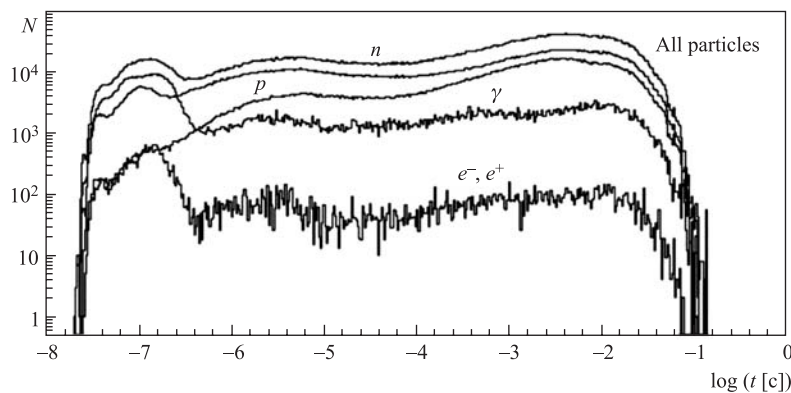


Рис. 3. Зависимость потоков вторичных частиц от времени, прошедшего с момента первичного pp -соударения. Адроны, рожденные в первичном и последующих за ним соударениях, вымирают за первые ~ 350 нс. Последующая генерация потоков частиц происходит за счет нейтронов, поглощение которых незначительно

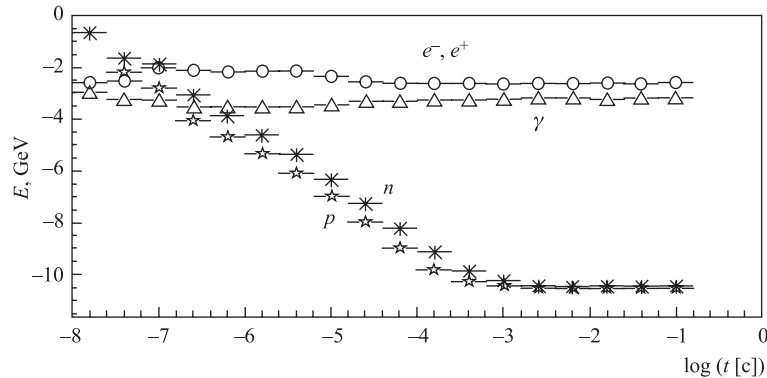


Рис. 4. Средняя кинетическая энергия как функция времени для основных типов частиц. Показана диссипация энергии в процессе распространения нейтронов и порождаемых ими протонов во всем временном масштабе вычислений фона. В то же время энергия рожденных фотонов, электронов и позитронов фактически постоянна

уточняясь в процессе его создания. Особенно часто изменялось описание ее активных элементов — мюонных камер. Повторять моделирование всего процесса при каждом изменении практически невозможно. Необходимо отметить, что описание материалов и геометрии детектора являлось основным источником погрешностей при вычислении фоновых потоков, и даже небольшие изменения в изотопном составе материалов сильно меняют сечения поглощения фоновых частиц.

Легко показать, что изменения в геометрии и материалах активных элементов практически не изменяют потоки вторичных частиц, так как они составляют крайне незначительную часть массы всех материалов. Но эти небольшие изменения заметно меняли сигнал в мюонных детекторах, который сильно зависит как от описания в моделировании самих камер, так и от близко расположенных к ним инертных материалов [8]. Поэтому крайне привлекательно разработать методику, позволяющую отдельно моделировать и впоследствии многократно использовать потоки вторичных частиц при небольшом изменении геометрии активных элементов мюонной системы [9].

2. МЕТОДИКА УЧЕТА ФОНОВЫХ ЭФФЕКТОВ

Была предложена и применена двухуровневая методика расчетов фонов. На первом этапе вычислялись поток и спектры частиц, рожденных от момента соударения протонов ускорителя до полной диссипации их энергии, выделяющейся в pp -соударении. Эта задача решалась в начале при помощи частично упрощенного описания детектора ATLAS и активных элементов мюонной системы. В таком описании присутствуют все значимые массивные материалы, из которых изготовлены как сам детектор, так и конструкции вокруг него. При этом вокруг всех активных элементов мюонной системы вводятся счетные объемы, их содержащие. Счетные объемы представляют собой цилиндры, размеры которых максимально приближены к реальным размерам мюонных детекторов, расположенных в них. Важно, чтобы внутри счетных объемов не находились массивные элементы, способные влиять на формирование потоков фоновых частиц, а сами активные элементы мюонной системы не выходили за пределы счетных объемов.

Все частицы, входящие в счетные объемы, записывались в выходной список для их последующего многократного использования. Как правило, время моделирования всей «истории» одного pp -соударения в упрощенной геометрии составляло несколько десятков часов, что обусловлено как необходимостью прослеживания «истории» нейтронов до тепловых энергий, так и прослеживания «историй» многочисленных вторичных частиц, рожденных от нейтронных взаимодействий.

Результатом этого этапа вычислений является параметризация потока и спектров частиц в виде записи импульсов и координат всех типов частиц в момент их входа в счетные объемы. При этом нейтральные частицы записываются при каждом вхождении в счетные объемы, тогда как заряженные — только при первом входе в ближайший счетный объем. Корреляция между сигналами, производимыми нейтральными частицами в разных счетных объемах, пренебрежимо мала вследствие малого сечения их взаимодействия. При такой параметризации потоки частиц, моделируемых нами в разных счетных объемах, могут считаться некоррелированными.

На следующем этапе вычислений записанные потоки частиц используются для моделирования отклика мюонных детекторов ATLAS. Возможность вычисления спектров фоновых частиц и их многократного использования с подробным описанием детектора ATLAS позволила с высокой точностью учесть влияние работы ускорителя на различные части мюонной системы.

3. ВРЕМЕННЫЕ ОСОБЕННОСТИ УЧЕТА ФОНА НА LHC

Столкновения протонов на ускорителе LHC происходят каждые 25 нс, при этом множественность вторичных частиц сильно флуктуирует (рис. 5, *a*). Как было отмечено выше, время жизни фоновых частиц, регистрируемых в мюонной системе, гораздо больше (на шесть порядков, до 0,1 с), чем время пролета частиц через всю систему детектора ATLAS. В нашем методе мы рассчитываем вероятность появления фонового сигнала в произвольном 25-нс интервале, нормированную на одно pp -соударение в 25-нс цикле ускорителя. При этом в связи с огромным временем пролета фоновых частиц вероятность их появления внутри 25-нс счетного интервала постоянна, и флуктуации потоков фоновых частиц при таком способе их использования следуют распределению Пуассона, среднее значение которого можно получить из распределения частиц для pp -соударения (рис. 5). На рис. 5 изображены как распределение среднего числа фоновых частиц от pp -соударения, так и вероятность их появления в любой 25-нс интервал времени. Следует отметить, что время считывания сигнала электроники для различных элементов в детекторе ATLAS также кратно 25 нс.

Наши знания о количестве и характере фона в 25-нс счетных интервалах позволяют создать генератор фоновых событий, удобный для правильного описания фоновых событий в детекторе ATLAS. Фоновый генератор работает следующим образом. В каждый 25-нс временной интервал мы случайным образом отбираем фоновые частицы для всех счетных объемов с полным средним числом из распределения (рис. 5, *a*). Случайность выборки позволяет наиболее правильно учесть флуктуации для каждого типа частиц в счетных объемах (рис. 5, *b*).

Заряженные частицы фона моделируются и прослеживаются через все системы детектора до их полной остановки. Частицы, рожденные от них внутри счетных объемов,

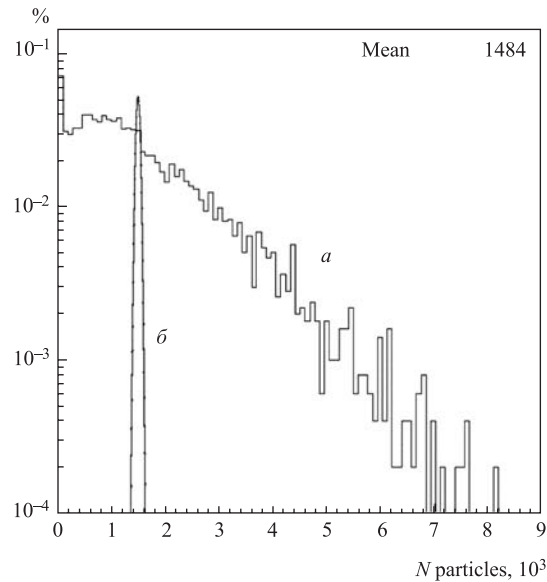


Рис. 5. а) Распределение среднего числа фоновых частиц, рожденных в одном pp -соударении; б) распределение среднего числа фоновых частиц в 25-нс временном интервале на ускорителе

важны для моделирования коррелированного срабатывания в различных плоскостях мюонных детекторов. Последний фактор очень существен, к примеру, для изучения триггера, построенного на основе мюонных камер. Другая ситуация с нейтральными фоновыми частицами. Так как их параметры записаны для всех входов в счетные объемы, то мы запрещаем им выходить из счетных объемов, для которых они были записаны. Это позволяет разумно использовать вычислительное время для прослеживания трековой истории таких частиц, как нейтроны и фотоны, живущих в мюонной системе сравнительно долго, а также для предотвращения многократного учета одних и тех же частиц.

Учитывая примерную азимутальную симметрию детектора ATLAS, при отборе частиц из фоновых событий мы имеем возможность добиваться более равномерной засветки мюонных камер за счет случайного вращения этих частиц вокруг оси z .

Однако основное преимущество описываемого метода, позволяющего резко увеличить статистику детального моделирования на втором этапе, заключается в том, что большинством отобранных таким образом частиц являются нейтроны (рис. 3), которые при многократном их использовании в одном и том же элементе мюонной системы (счетном объеме) позволяют получать совершенно разные фоновые события.

Таким образом, при полном моделировании отклика детектора мы повторяем вычисления по уже известным фоновым спектрам, но на более детальной геометрии, в сотни раз быстрее и практически с неограниченной статистикой. Такая методика позволила существенно сократить число моделируемых pp -соударений с полностью прослеженной историей пролета частиц через геометрию детектора, моделирование которой и требует большого времени вычислений.

Для моделирования полной истории фоновых частиц использовался компьютерный комплекс, состоящий из 200 процессоров, который работал над этой задачей около ше-

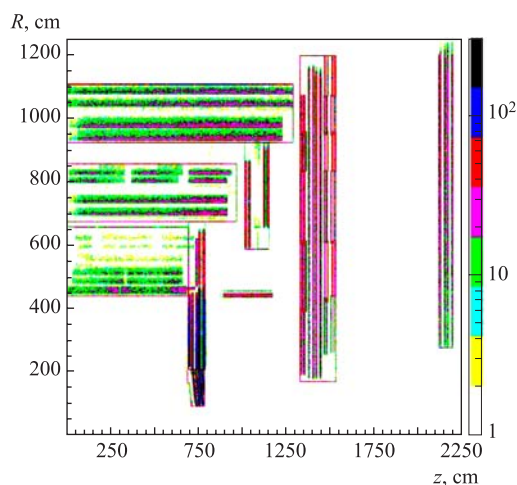


Рис. 6. Границы счетных объемов и распределение числа частиц, родившихся в активной части мюонной системы. Счетные объемы представляют собой цилиндры, максимально приближенные к мюонным камерам. Точки на границе счетных объемов — фоновые частицы, в основном нейтроны. Внутренние точки обусловлены прохождением и взаимодействием частиц фона в мюонных камерах

сти месяцев. Основное вычислительное время было потрачено на моделирование истории pp -соударений и прослеживание рожденных от них частиц за огромное по ядерным меркам время. Полученные фоновые спектры многократно использовались с детальной геометрией для вычисления прецизионного отклика мюонной системы на фоновые частицы. Наличие ограниченного числа полностью промоделированных фоновых событий позволяет организовать работающий генератор отклика на фоновые частицы в мюонной системе с обеспечением необходимой статистикой.

Рис. 6 демонстрирует геометрию разбиения мюонной системы детектора ATLAS на счетные объемы (на рис. 6 показана четвертая часть всей мюонной системы) и распределение вершин частиц, рожденных на втором этапе внутри счетных объемов, на прецизионной геометрии мюонных камер. Отчетливо просматривается структура мюонных детекторов, обусловленная разной плотностью материалов мюонных камер, что доказывает статистическую достаточность метода вычислений.

4. ОСНОВНЫЕ РАССЧИТАННЫЕ СПЕКТРЫ ФОНОВЫХ ЧАСТИЦ

Рис. 7 дает наглядное представление о распределении потоков нейтронов, полученных на первом этапе. Как самые темные на этом рисунке отмечены области с максимальными потоками нейтронов. Четко видно, что плотность потоков максимальна ближе к каналу пучка, расположенному внутри защиты. Видно также, что плотности нейтронных потоков, а следовательно, и фоновые сигналы зачастую сильно меняются в пределах даже одной мюонной камеры. Например, вдоль одного типа мюонных камер (EML на рис. 7), расположенных за катушками магнитного тороида, потоки фоновых частиц меняются в 10 раз от 2 до 20 кГц/см².

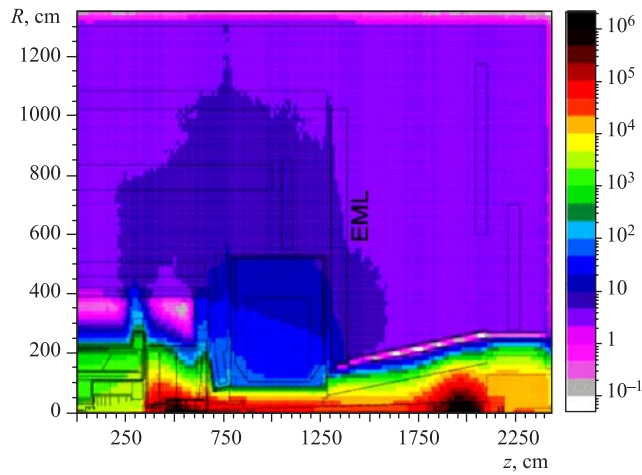


Рис. 7. Фоновая нагрузка мюонной системы ATLAS, обусловленная работой ускорителя LHC ($\text{кГц}/\text{см}^2$). Рисунок демонстрирует значительное изменение загрузки мюонных камер. Как пример показана EML-камера, расположенная по z 1250–1300 см и радиусу 160–600 см [8]

Диссипацию энергии в процессе распространения фоновых частиц во всем временном масштабе вычислений фона иллюстрирует рис. 4. Данное распределение относится ко всем частицам фона и нормировано на одно pp -столкновение протонов ускорителя. По горизонтальной оси отложено время пролета частиц фона в логарифмическом масштабе, а по вертикальной — кинетическая энергия частиц. Интервал жизни фоновых частиц лежит в диапазоне 10^{-8} – 10^0 с. Напомним, что 10^{-8} с соответствует 10 нс, а традиционные вычисления для частиц на ускорителе заканчиваются в начале временной

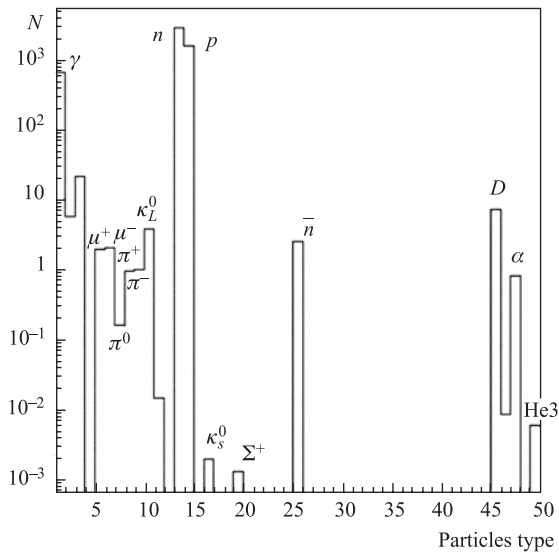


Рис. 8. Распределение по типам частиц для фоновых потоков

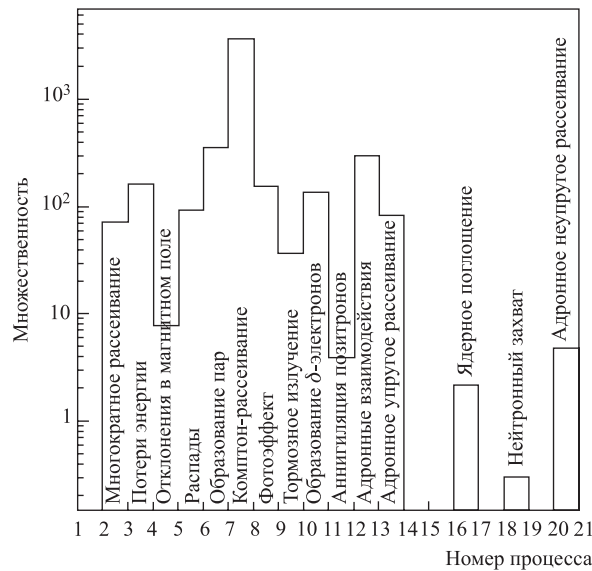


Рис. 9. Спектр процессов, в которых рождались вторичные частицы в мюонных детекторах

шкалы 10^{-7} с. Из рисунка также видно, что нейтроны являются единственными частицами, чье индивидуальное время жизни в экспериментальном зале составляет заметные доли секунды, и именно они отвечают за наличие всех остальных частиц фона.

Необходимо отметить, что полученные в ходе работы результаты также представлены на рис. 7, 8 и 9. Тип частиц, образующих фон, представлен на рис. 8. Основным источником фона являются нейтроны, протоны и фотоны. Основные процессы, участвующие в образовании частиц в мюонной системе, показаны на распределении на рис. 9.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанная в данной статье методика расчета фона, разбивающая проблему на две самостоятельные задачи, позволила написать генератор фоновых событий и использовать его для изучения влияния работы ускорителя на загрузку мюонной системы детектора ATLAS и регистрации различных физических процессов. Несомненным плюсом данной методики является рациональное использование вычислительных мощностей для высокой светимости ускорителя, что позволило произвести расчеты фоновых спектров за разумное время. Знание фоновых потоков частиц позволило изучить отклик мюонных камер на поток фоновых частиц, обусловленный работой самого ускорителя. Наличие удобного и быстрого генератора фона позволяет изучать работу детектора ATLAS до его запуска с постоянно уточняемой геометрией.

Авторы выражают благодарность Leandro Nisati за постоянный интерес к работе и ценные идеи, способствовавшие ее началу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lefèvre R.* on behalf of the *CDF and D0 Collab.* Tevatron Results // AIP Conf. Proc. 2005. V. 792. P. 26–37.
2. *Lefevre P., Pettersson T.* The LHC Study Group. The Large Hadron Collider. Conceptual Design. CERN/AC/95-05 (LHC). 1995.
3. *Boonekamp M. et al.* Cosmic Ray, Beam-Halo and Beam-Gas Rate Studies for ATLAS Commissioning. ATL-GEN-2004-001. Geneva: CERN, 2004.
4. *Diwan M. V. et al.* Radiation Environment and Shielding for a High Luminosity Collider Detector. SSCL-SR-1223. 1993.
5. ATLAS Detector and Physics Performance. Technical Design Report. V.I and II. CERN/LHCC 99-14. 1999.
6. *Brun R.* The Design and Implementation of Large Packages. Handbook. GEANT3, PAW, ROOT; IT/DI CERN-CNL-ARTICLE-2001-038; 2001; CERN Comp. Newslett. No. 2001-001, Sect. «Sci. Applications and Software Engineering».
7. *Gabriel T. et al.* CALOR89: A Monte Carlo Program Package for the Design and Analysis of Calorimeter Systems. ORNL/TM-11185 (unpublished report). Contains portions of the following reports: CCC-331/EGS4 (P. 93–164); PEGS4 User Manual (P. 2–43); CCC-203/MORSE-CG (P. 4.1-1–4.4-2); CCC-178/HETC (HETC memo; ORNL-4744; NMTC Memo; ORNL-4606; NMTA Memo; ORNL-4736; ORNL-3667; ORNL-5619; NRL Memo Report 2729).
8. *Baranov S. et al.* Estimation of Radiation Background, Impact on Detectors, Activation and Shielding Optimization in ATLAS, ATLAS Radiation Background Task Force Summary Document. ATL-GEN-2005-001; ATL-COM-GEN-2005-001; CERN-ATL-GEN-2005-001. Geneva: CERN, 2005. 249 p.
9. *Wotschack J.* Muon Chamber Construction Parameters for CSC, MDT, and RPC Chambers. ATL-MUON-PUB-2008-006; ATL-COM-MUON. 2008.

Получено 7 ноября 2008 г.