

ЯДЕРНЫЕ ФРАГМЕНТЫ В $^{12}\text{C} + ^9\text{Be}$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 2 ГэВ/НУКЛОН

© 2019 г. Б. М. Абрамов^{1),2)}, М. Базнат³⁾, Ю. А. Бородин¹⁾, С. А. Булычѳв¹⁾, И. А. Духовской¹⁾, А. П. Крутенкова^{1)*}, В. В. Куликов¹⁾, М. А. Мартемьянов¹⁾, М. А. Мацюк¹⁾, Е. Н. Турдакина¹⁾, А. И. Ханов¹⁾

Поступила в редакцию 29.03.2019 г.; после доработки 29.03.2019 г.; принята к публикации 29.03.2019 г.

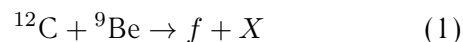
В эксперименте ФРАГМ на тяжелоионном ускорительно-накопительном комплексе ИТЭФ-ТВН были измерены дифференциальные сечения выходов ядерных фрагментов под углом 3.5° при фрагментации ионов углерода с энергией 2 ГэВ/нуклон на бериллиевой мишени. На импульсных спектрах фрагментов проведено тестирование предсказаний четырех Монте-Карловских моделей ион-ионных взаимодействий: BC, INCL, LAQGSM и QMD. Обсуждаются успехи и недостатки этих моделей. Энергетические спектры протонов и ^3He в кумулятивной области в системе покоя налетающего ядра хорошо описываются экспоненциальной зависимостью, позволяющей оценить температурные параметры источника их испускания.

DOI: 10.1134/S0044002719050039

1. ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа продолжает серию статей по измерениям фрагментации ионов углерода, выполненных на тяжелоионном ускорительно-накопительном комплексе ИТЭФ-ТВН при энергиях 300 [1], 600 [2] и 950 [3] МэВ/нуклон. Одной из целей этих исследований является тестирование современных Монте-Карловских моделей, используемых для описания ион-ионных взаимодействий. Эти модели используются и в прикладных целях в тяжелоионной терапии, при проектировании нейтронных источников типа “сполейшн”, радиационных защит, создании пучков радиоактивных ядер и т.п. Однако физические процессы, лежащие в основе этих моделей, еще недостаточно изучены. Современные представления об ион-ионных взаимодействиях разделяют на две фазы. Первая — это внутриядерный каскад, вторая — девозбуждение остаточных ядерных состояний с испусканием частиц и ядерных фрагментов. Описание этих процессов включает в себя зависимости как от используемых подходов, так и от различных феноменологических параметров. Это приводит и к разнообразию моделей, и к необходимости их

тестирования на как можно более широком круге экспериментальных данных. В настоящей работе мы ограничились четырьмя популярными моделями: BC (Binary Cascade [4]), INCL (Liege Intra Nuclear Cascade [5]), QMD (Quantum Molecular Dynamics [6]) и LAQGSM (Los Alamos Quark Gluon String Model [7]). Первые три имеются в открытом доступе в рамках пакета GEANT4 [8]. LAQGSM поддерживается и развивается в LANL в США и является основой транспортного кода MCNP6 [9]. В нашем эксперименте ФРАГМ проведены измерения в области фрагментации налетающего ядра, что позволяет регистрировать фрагменты как покоящиеся в системе покоя налетающего ядра, так и испускаемые с большим импульсом. Это обеспечивает широкий диапазон кинематических переменных, необходимый для эффективного тестирования моделей. На пучке ионов углерода с энергией 2 ГэВ/нуклон в реакции



измерялись импульсные спектры фрагментов f под углом вылета 3.5° .

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

В эксперименте ФРАГМ пучок ядер углерода в главном кольце ускорительного комплекса ИТЭФ падал на тонкую (50 мкм) внутреннюю бериллиевую мишень. Ядерные фрагменты, образовавшиеся под углом $3.5^\circ \pm 0.5^\circ$ к внутреннему пучку ионов

¹⁾НИЦ “Курчатовский институт” — ИТЭФ, Москва, Россия.

²⁾МФТИ (Национальный исследовательский университет), Москва, Россия.

³⁾Институт прикладной физики, Академия наук Молдовы, Кишинев, Молдова.

*E-mail: krutenk@itep.ru

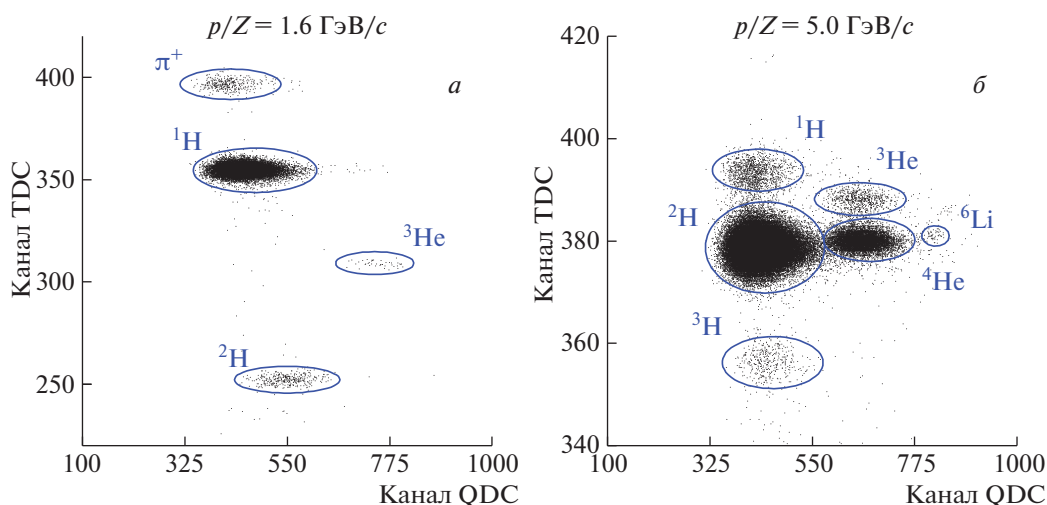


Рис. 1. Идентификация фрагментов на корреляционных распределениях времени пролета (TDC) и амплитуды сигнала сцинтилляционного счетчика с зарядово-цифрового преобразователя (QDC) при жесткости магнитооптического канала на 1.6 ГэВ/с (а) и 5.0 ГэВ/с (б).

в ускорителе, анализировались по импульсу двухступенчатому магнитооптическим каналом с двумя фокусами на расстоянии 26 и 42 м от мишени. В каждом фокусе располагались сцинтилляционные детекторы для измерения ионизационных потерь и времени пролета. Каждый сцинтиллятор просматривался двумя фотоумножителями с противоположных сторон. Совпадение сигналов двух счетчиков из разных фокусов давало триггер для считывания амплитудной и временной информации. Для контроля размера пучка и улучшения импульсного разрешения в первом фокусе использовался годоскоп сцинтилляционных счетчиков из 20×8 элементов. Монитором служил телескоп из трех сцинтилляционных счетчиков, направленный непосредственно на мишень ускорителя под углом 2° к пучку ионов. Эффективность установки вычислялась с помощью программы моделирования магнитооптического канала на основе GEANT4 [8], учитывающей ионизационные потери, многократное рассеяние и неупругие взаимодействия в веществе детекторов. Более подробное описание установки приведено в [10].

3. АНАЛИЗ ДАННЫХ И ТЕСТИРОВАНИЕ МОДЕЛЕЙ ИОН-ИОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Измерение импульсных спектров фрагментов проводилось путем сканирования по жесткости магнитооптического канала. При каждой настройке канала фрагменты идентифицировались на корреляционных распределениях время пролета (функция массового числа фрагмента) — амплитуда сигнала со сцинтилляционного счетчика (функция заряда фрагмента). На рис. 1 приведены два

примера корреляционных распределений при разных жесткостях канала: рис. 1а — при жесткости в 1.6 ГэВ/с, что почти в 2 раза меньше жесткости для максимального выхода протонов, рис. 1б — при 5.0 ГэВ/с, что соответствует максимальному выходу фрагментов с отношением их заряда к массовому числу 0.5, т.е. для дейтронов, ^4He и ^6Li . Видно, что при 1.6 ГэВ/с четко разделяются положительно заряженные π -мезоны, протоны, дейтроны и ^3He , а при 5.0 ГэВ/с — все изотопы водорода, ^3He , ^4He и ^6Li . Относительные выходы фрагментов вычислялись нормировкой числа зарегистрированных фрагментов на показания монитора с учетом эффективности их регистрации. Для получения абсолютных дифференциальных сечений $d^2\sigma/dp d\Omega$ проводилась дополнительная нормировка на предсказания модели ВС для протонов в максимуме фрагментационного пика, аналогично тому как было описано в [3]. Модель ВС была выбрана потому, что она дает лучшее описание экспериментальных данных вблизи максимума фрагментационного пика протонов. Расхождение между предсказаниями всех моделей в этой области невелико и не превышает 15%. Вычисление дифференциальных сечений в рамках вышеуказанных моделей требует задания полного неупругого сечения $^{12}\text{C} + ^9\text{Be}$ -взаимодействия. LAQGSM является единственной моделью, которая непосредственно вычисляет эту величину, равную 860 мбн, которая и использовалась в наших расчетах. Эта величина хорошо согласуется с широко используемой параметризацией [11], которая дает 868 мбн. Общая систематическая ошибка

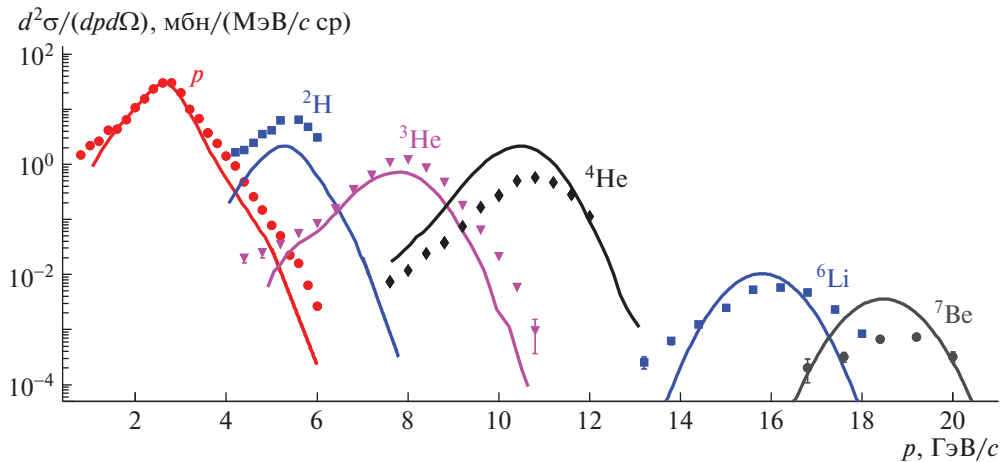


Рис. 2. Дважды дифференциальные сечения выхода фрагментов (точки) в зависимости от лабораторного импульса в сравнении с предсказаниями модели ВС (сплошные кривые).

приводимых ниже дважды дифференциальных сечений оценивается нами в 15%.

На рис. 2 приведены измеренные зависимости дважды дифференциальных сечений выхода фрагментов в реакции (1) от импульса фрагментов вместе с предсказаниями модели ВС. Эти сечения перекрывают до пяти порядков величины. Импульсные распределения для каждого фрагмента имеют пикообразную форму с максимумом при импульсе на нуклон, близком к импульсу на нуклон налетающего ядра углерода, т.е. когда фрагменты летят со скоростью, близкой к скорости налетающего ядра. При 2.0 ГэВ/нуклон нам удалось зарегистрировать только 6 фрагментационных пиков, в то время как при 0.95 ГэВ/нуклон — 16 [3]. Это связано с двумя причинами. Первая причина — ограничение по максимальной жесткости магнитооптического канала, составляющей 6 ГэВ/с. Этой жесткости недостаточно, чтобы регистрировать максимальные выходы фрагментов с $A/Z > 2$. При энергии ионов углерода 2.0 ГэВ/нуклон это делает недоступным регистрацию тритонов, ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, ${}^7\text{Li}$ и т.д. Вторая причина связана с более быстрым спадом сечения с увеличением массового числа фрагмента. При фиксированном угле регистрации это вызвано ростом перпендикулярного импульса, передаваемого фрагменту. С другой стороны, это является некоторым преимуществом, так как позволяет провести тестирование моделей на меньшем уровне сечений.

Для сравнения с предсказаниями моделей ион-ионных взаимодействий в каждой из них было сгенерировано по 10 млн взаимодействий ядра углерода с бериллиевой мишенью. На рис. 3 представлено сравнение импульсных спектров шести фрагментов с предсказаниями четырех моделей ион-ионных взаимодействий. Фрагментационный пик протонов

хорошо описывают все модели, кроме QMD, которая его сильно заужает, а также фрагментационные пики всех других фрагментов. Модель INCL дает наилучшее описание экспериментальных данных вплоть до уровня сечения на 4 порядка меньшего, чем сечение в максимуме фрагментационного пика. Для всех остальных фрагментов не просматривается единой картины сравнения предсказаний моделей с экспериментальными данными, за исключением того, что QMD занижает сечения выходов фрагментов на порядок величины и более. Так, для дейтронов LAQGSM и INCL хорошо согласуются между собой и экспериментальными данными, в то время как ВС занижает сечение примерно в 3 раза. Для ${}^3\text{He}$ все эти три модели хорошо описывают экспериментальные данные за исключением высокоэнергетического края фрагментационного пика, где расхождения с экспериментальными данными достигают порядка величины. Причем LAQGSM и ВС, хорошо согласуясь между собой, занижают, а INCL завышает сечения. Для ${}^4\text{He}$ ни одна из моделей не описывает экспериментальные данные, причем INCL и ВС дают близкие предсказания, но примерно втрое выше измеренных сечений, а LAQGSM занижает сечения примерно на порядок величины. Для ${}^6\text{Li}$ модели LAQGSM и INCL, хорошо согласуясь между собой, недооценивают экспериментальные данные более чем на порядок величины. То же можно сказать про эти модели и для ${}^7\text{Be}$, хотя использованной нами статистики оказалось недостаточно для получения предсказаний этих моделей на столь низком уровне сечения. Что касается ВС, то для ${}^6\text{Li}$ предсказания этой модели неплохо согласуются с экспериментальными данными, но переоценивают их для ${}^7\text{Be}$ почти на порядок величины. Аналогичное поведение предсказаний этих моделей отмечалось нами

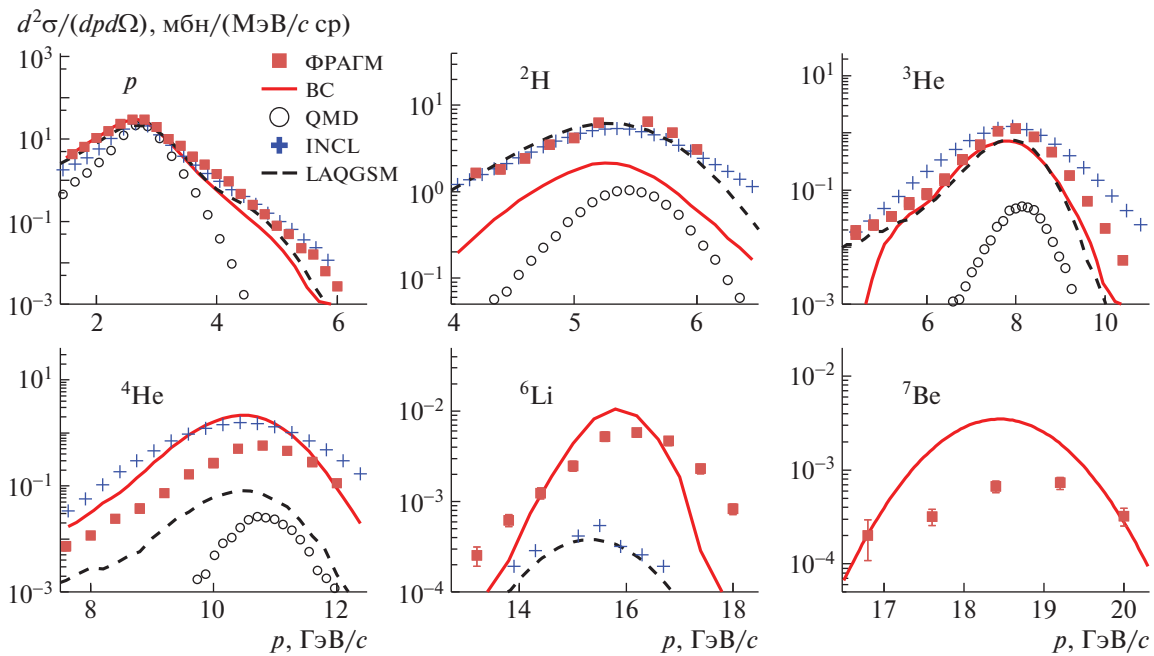


Рис. 3. Дважды дифференциальные сечения выхода отдельных фрагментов в зависимости от лабораторного импульса в сравнении с предсказаниями четырех моделей ион-ионных взаимодействий.

и при меньших энергиях ионов углерода 600 [2] и 950 [3] МэВ/нуклон, где оно связывалось с сильным различием угловых распределений для выходов фрагментов в разных моделях. Для энергии 2 ГэВ/нуклон на рис. 4 показаны предсказания угловых зависимостей дифференциальных сечений выхода фрагментов протонов, ^4He , ^6Li и ^7Be в максимумах фрагментационных пиков, даваемые различными моделями. В моделях BC и INCL угловые зависимости выходов протонов и ^4He идентичны. Для ^6Li и ^7Be они сильно различаются, причем модель BC предсказывает самое медленное падение сечения с увеличением угла и медленнее, чем требуется для согласия с экспериментальными данными. Это и приводит к превышению предсказаний модели над экспериментальными данными, растущему с увеличением атомного номера фрагмента. Существенно более сильное падение сечения с углом предсказывается для ^6Li и ^7Be в модели INCL и еще большее в QMD. Это и приводит к занижению сечений по сравнению с экспериментальными данными, тем больше, чем больше атомный номер фрагмента.

4. АНАЛИЗ СПЕКТРОВ ПО КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ЛЕГКИХ ФРАГМЕНТОВ

В термодинамическом подходе энергетические спектры фрагментов в системе покоя фрагментирующего ядра несут информацию о характеристиках

источника испускания фрагментов. Эти спектры были получены из данных нашего эксперимента. С этой целью приведенные выше импульсные спектры фрагментов в лабораторной системе координат были переведены в систему покоя налетающего ядра углерода. Использовалась только та часть импульсных спектров, где скорости фрагментов в лабораторной системе координат превышали скорость ядра углерода. Это так называемая кумулятивная область, в которой фрагменты испускаются в заднюю полусферу по отношению к налетающему в этой системе ядру ^9Be . Эти энергетические спектры для протонов и ^3He показаны на рис. 5. Аналогичные спектры для дейтронов и ^4He получить было невозможно из-за ограничения по жесткости магнитооптического спектрометра установки величиной в 6 ГэВ/с, что не позволяло получить достаточный захват установки в кумулятивной области для этих фрагментов. Для параметризации полученных спектров использовалась сумма двух экспонент:

$$Ed^3\sigma/d^3p = \quad (2)$$

$$= A_S \exp(-T/T_S) + A_C \exp(-T/T_C),$$

где в левой части стоит инвариантное сечение, E — полная энергия фрагмента, T — его кинетическая энергия, A_S и A_C — нормировочные константы для статистического и кумулятивного слагаемого, а T_S и T_C — соответствующие параметры наклона, интерпретируемые как температуры источников испускания фрагментов. Каждая экспонента в

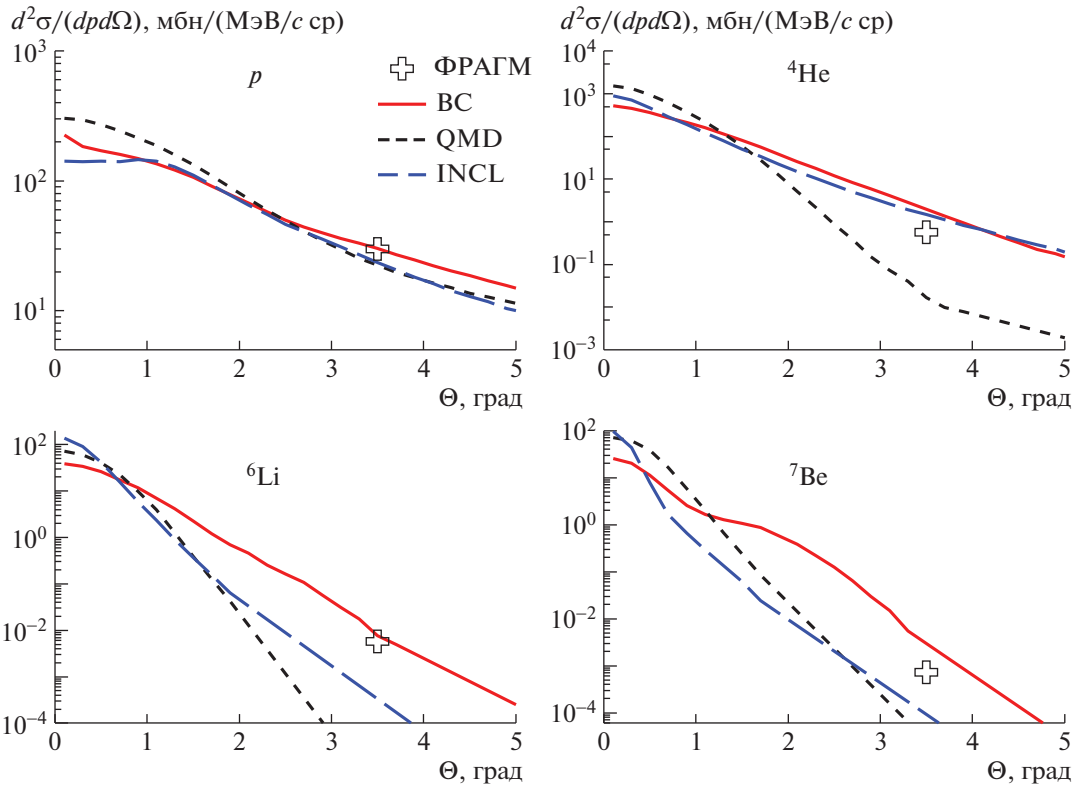


Рис. 4. Предсказания моделей для угловых зависимостей дифференциальных сечений в максимумах фрагментационных пиков, крестиком отмечены данные нашего эксперимента при лабораторном угле 3.5° .

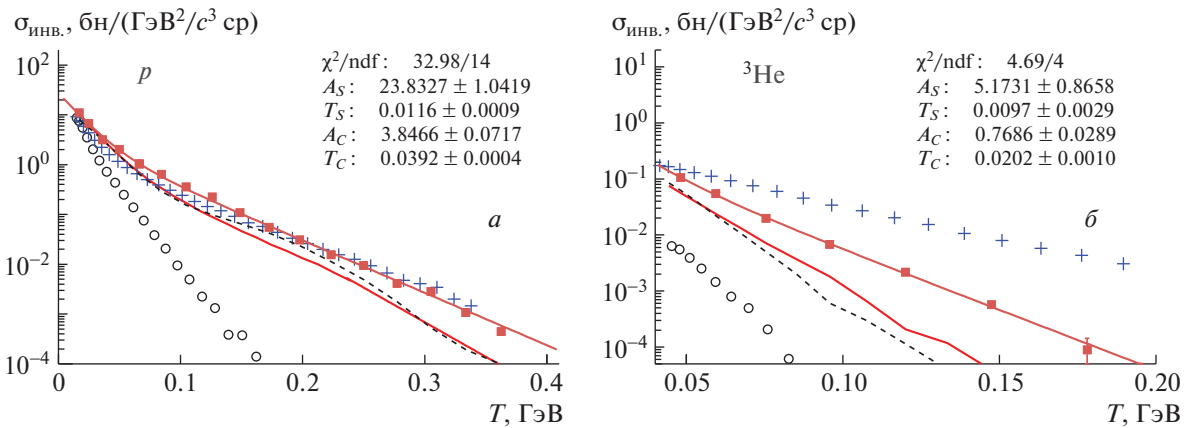


Рис. 5. Распределение по кинетической энергии протона (а) и ^3He (б) в системе покоя налетающего ядра углерода в сравнении с предсказаниями четырех моделей ион-ионных взаимодействий. Обозначения кривых такие же, как и на рис. 3.

правой части формулы (2) является выраженным в этих переменных распределением Больцмана, описывающим распределение частиц, составляющих термализованный источник, по их энергиям. Статистическое слагаемое связывается с испусканием фрагментов возбужденным термализованным состоянием налетающего ядра с температурой T_S в несколько МэВ. Интерпретация кумулятивного

слагаемого все еще является предметом дискуссии. Выдвинутые гипотезы довольно разнообразны от гипотетических флуктонов, многокварковых кластеров и короткодействующих нуклонных корреляций до эффективного учета вклада нетермализовавшихся фрагментов. В Монте-Карловских моделях ион-ионных взаимодействий эта высокоимпульсная часть спектра фрагментов воспроизво-

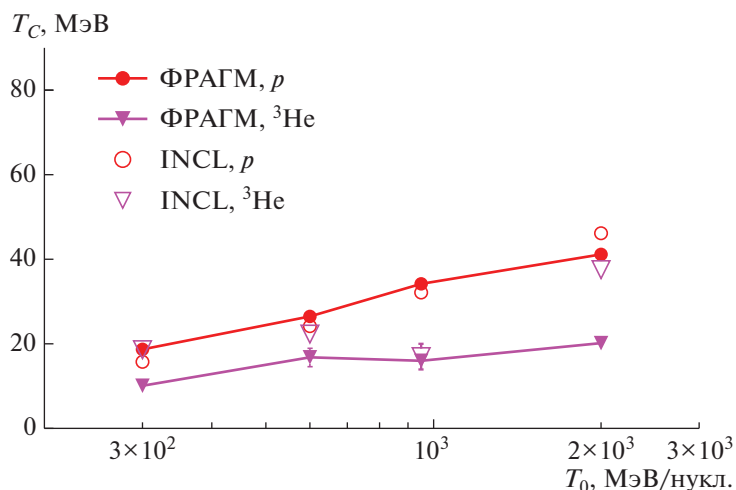


Рис. 6. Кумулятивные параметры T_C для протонов и ^3He как функции энергии налетающего ядра углерода в сравнении с предсказаниями модели INCL.

дится механизмом фермиевского развала высоко-возбужденных многонуклонных состояний, образовавшихся в результате прохождения внутриядерного каскада. Как видно на рис. 5, энергетические спектры протонов хорошо описываются всеми моделями, кроме QMD. Модель INCL дает практически идеальное описание данных, а LAQGSM и BC несколько занижают сечение при максимальных энергиях. Для энергетических спектров ^3He ни одна из моделей не дает хорошего описания экспериментальных данных. Все модели предсказывают экспоненциальную зависимость сечения от энергии фрагмента, но параметры наклона сильно различаются в разных моделях. Так, в модели INCL параметр $T_C = 36.0$ МэВ, в BC 13.6 МэВ, в LAQGSM 10.7 МэВ и в QMD 8.8 МэВ. Эти величины сильно отличаются от экспериментально измеренной величины 20.2 ± 1.0 МэВ. Это расхождение приводит к тому, что уже при энергии ^3He в 150 МэВ расхождение между предсказанием моделей и экспериментом превышает порядок величины.

Полученные данные по ^3He при 2.0 ГэВ/нуклон позволяют проследить энергетическую зависимость T_C в области энергий нашего эксперимента от 0.3 до 2.0 ГэВ/нуклон. Эта зависимость приведена на рис. 6 вместе с аналогичными данными для протонов [12] и предсказаниями модели INCL. Эта модель хорошо воспроизводит зависимость T_C для протонов от энергии налетающего иона углерода. Однако для ^3He хорошее согласие с предсказаниями модели наблюдается только при 600 и 950 МэВ/нуклон. При 2.0 ГэВ/нуклон, как отмечалось выше, INCL сильно завышает величину этого параметра. В диапазоне энергий нашего эксперимента параметр T_C растет с увеличением энергии как для протонов, так и для ^3He . Из

исследований кумулятивных процессов в протон-ядерных взаимодействиях хорошо известно, что параметр T_C при энергиях, больших нескольких ГэВ, не зависит от энергии и при 400 ГэВ составляет 45.9 ± 0.5 МэВ [13]. К сожалению, таких точных данных для ^3He нет, но если использовать данные по ^3H , то T_C составляет около 25 МэВ [14]. Если не ожидать сильных различий между нуклон-ядерными и ион-ионными взаимодействиями, то энергия в 2.0 ГэВ/нуклон уже близка к выходу на скейлинговое поведение кумулятивных процессов в ион-ионных взаимодействиях. Продвижение в этом направлении можно ожидать в ближайшее время с появлением результатов идущего эксперимента на установке FODS в ИФВЭ на пучке ионов углерода с энергиями 20–25 ГэВ/нуклон [15].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерены дифференциальные сечения выхода шести долгоживущих ядерных фрагментов под углом 3.5° в реакции $^9\text{Be} (^{12}\text{C}, f)\text{X}$ при энергии налетающего иона углерода 2.0 ГэВ/нуклон, где f — фрагменты: протоны, дейтроны, ^3He , ^4He , ^6Li и ^7Be . Эти данные были использованы для тестирования четырех моделей ион-ионных взаимодействий: BC, INCL, LAQGSM и QMD. Все модели, кроме QMD, хорошо описывают импульсные спектры протонов. Для более тяжелых фрагментов расхождения между экспериментом и предсказаниями моделей и моделей между собой увеличиваются с ростом массового числа фрагмента. Указано на возможную причину этих расхождений, которая связана со значительными различиями в угловых распределениях выходов фрагментов, используемых в этих моделях. Проведен анализ энергетических спектров протонов и ^3He в системе покоя налетающего ядра углерода в кумулятивной области.

Модели BC, INCL и LAQGSM хорошо воспроизводят спектры кумулятивных протонов, но не согласуются с измеренным энергетическим спектром ^3He . В настоящее время эти модели продолжают развиваться и можно надеяться, что проведенное сравнение поможет в нахождении путей их совершенствования.

Мы благодарны персоналу ИТЭФ-ТВН и техническому персоналу эксперимента ФРАГМ за большой вклад в проведение измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. B. M. Abramov, P. N. Alexeev, Yu. A. Borodin, S. A. Bulychjov, I. A. Dukhovskoy, K. K. Gudima, A. I. Khanov, A. P. Krutenkova, V. V. Kulikov, M. A. Martemianov, S. G. Mashnik, M. A. Matsyuk, and E. N. Turdakina, EPJ Web Conf. **138**, 03002 (2017).
2. Б. М. Абрамов, П. Н. Алексеев, Ю. А. Бородин, С. А. Булычев, К. К. Гудима, И. А. Духовской, А. П. Крутенкова, В. В. Куликов, М. А. Мартемьянов, М. А. Мацюк, С. Г. Машник, Е. Н. Турдакина, ЯФ **79**, 475 (2016) [Phys. At. Nucl. **79**, 700 (2016)].
3. Б. М. Абрамов, П. Н. Алексеев, Ю. А. Бородин, С. А. Булычев, К. К. Гудима, И. А. Духовской, А. П. Крутенкова, В. В. Куликов, М. А. Мартемьянов, М. А. Мацюк, Е. Н. Турдакина, А. И. Ханов, ЯФ **81**, 314 (2018) [Phys. At. Nucl. **81**, 330 (2018)].
4. G. Folger, V. N. Ivanchenko, and J. P. Wellisch, Eur. Phys. J. A **21**, 407 (2004).
5. D. Mancusi, A. Boudard, J. Cugnon, J.-C. David, P. Kaitaniemi, and S. Leray, Phys. Rev. C **90**, 054602 (2014).
6. T. Koi, <http://geant4.cern.ch/results/papers/QMD-MC2010.pdf>
7. S. G. Mashnik, K. K. Gudima, R. E. Prael, A. J. Sierk, M. I. Baznat, and N. V. Mokhov, LANL Report LA-UR-08-2931; arXiv:0805.0751 [nucl-th].
8. S. Agostinelli *et al.* (GEANT4 Collab.), Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **506**, 250 (2003); J. Allison *et al.* (GEANT4 Collab.), IEEE Trans. Nucl. Sci. **53**, 270 (2006).
9. S. G. Mashnik, J. S. Bull, H. G. Hughes, R. E. Prael, and A. J. Sierk, Eur. Phys. J. Plus **126**, 49 (2011).
10. Б. М. Абрамов, П. Н. Алексеев, Ю. А. Бородин, С. А. Булычев, И. А. Духовской, А. П. Крутенкова, В. В. Куликов, М. А. Мартемьянов, М. А. Мацюк, Е. Н. Турдакина, А. И. Ханов, Письма в ЖЭТФ **97**, 509 (2013) [JETP Lett. **97**, 439 (2013)].
11. L. Sihver, C. H. Tsao, K. Silberberg, T. Kanai, and A. F. Barghouty, Phys. Rev. C **47**, 1225 (1993).
12. Б. М. Абрамов, П. Н. Алексеев, Ю. А. Бородин, С. А. Булычев, И. А. Духовской, А. П. Крутенкова, В. В. Куликов, М. А. Мартемьянов, М. А. Мацюк, С. Г. Машник, Е. Н. Турдакина, А. И. Ханов, ЯФ **78**, 403 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, 373 (2015)].
13. Yu. D. Bayukov, V. I. Efremenko, S. Frankel, W. Frati, M. Gazzaly, G. A. Leksin, N. A. Nikiforov, C. F. Perdrisat, V. I. Tchistilin, and Y. M. Zaitsev, Phys. Rev. C **20**, 764 (1979).
14. S. Frankel, W. Frati, M. Gazzaly, Yu. D. Bayukov, V. I. Efremenko, G. A. Leksin, N. A. Nikiforov, V. I. Tchistilin, Yu. M. Zaitsev, and C. F. Perdrisat, Phys. Rev. C **20**, 2257 (1979).
15. М. Ю. Боголюбский, А. Ю. Бордановский, А. А. Волков, Д. К. Елумахов, В. П. Ефремов, А. А. Иванилов, А. Ю. Калинин, А. Н. Криницин, В. И. Крышкин, Н. В. Кулагин, Д. И. Паталаха, В. В. Скворцов, В. В. Талов, Л. К. Турчанович, ЯФ **80**, 239 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 455 (2017)].

NUCLEAR FRAGMENTS FROM $^{12}\text{C} + ^9\text{Be}$ -INTERACTION AT 2.0 GeV/NUCLEON

**B. M. Abramov^{1),2)}, M. Baznat³⁾, Yu. A. Borodin¹⁾, S. A. Bulychjov¹⁾, I. A. Dukhovskoy¹⁾,
A. I. Khanov¹⁾, A. P. Krutenkova^{1),*}, V. V. Kulikov¹⁾, M. A. Martemianov¹⁾,
M. A. Matsyuk¹⁾, E. N. Turdakina¹⁾**

¹⁾ National Research Center "Kurchatov Institute" — IТЭФ, Moscow, Russia

²⁾ Moscow Institute of Physics and Technology (State University), Moscow, Russia

³⁾ Institute of Applied Physics, Academy of Sciences of Moldova, Chisinau, Republic of Moldova

* e-mail: krutenk@itep.ru

In the experiment FRAGM on the heavy-ion accelerator—accumulator complex IТЭФ—TWA, differential cross sections for yield of nuclear fragments at an angle of 3.5° have been measured in the fragmentation of carbon ions with an energy of 2 GeV/nucleon on beryllium target. The momentum spectra of fragments were used for testing the predictions of four Monte Carlo models of ion—ion interactions: BC, INCL, LAQGSM, and QMD. The successes and drawbacks of these models are discussed. The energy spectra of protons and ^3He in the cumulative regions in the rest frame of the incident nucleus are well described by an exponent, allowing to estimate the temperature parameters of the emission source.