

ПЛОТНАЯ ХОЛОДНАЯ БАРИОННАЯ МАТЕРИЯ

А. В. Ставинский *

Институт теоретической и экспериментальной физики
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», Москва
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

На основе данных о кумулятивных процессах рассматривается возможность изучения на ускорительном комплексе нуклотрон–NICA холодной ядерной материи при барионных плотностях, характерных для центра нейтронных звезд и даже выше. Для эффективного отбора событий, сопровождающихся рождением плотных барионных систем, предлагается специальный редкий кинематический триггер для столкновений релятивистских ионов. Обсуждаются возможные проявления новых состояний материи при таких необычных условиях и экспериментальная программа для их исследования. Предлагаются варианты экспериментальных установок для предложенных исследований и возможности использования для этих задач экспериментальных установок комплекса нуклотрон–NICA.

Based on experimental data on cumulative processes, new approach to cold and dense nuclear matter study is proposed and discussed. The temperature and density of this matter are of the order of that at the center of neutron stars. This approach is proposed for applications at Nuclotron–NICA facility. Special rare kinematical trigger for ion–ion collisions is proposed for effective event selection with dense baryonic system in the final state. Possible properties of dense baryonic system and experimental program for its study are discussed together with feasible experimental apparatus. Possibility of cold dense matter study at Nuclotron–NICA existing and constructed experimental setups is discussed.

PACS: 21.65 Qr

МОТИВАЦИЯ ИЗУЧЕНИЯ ХОЛОДНОЙ ПЛОТНОЙ ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ В КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОЦЕССАХ

Пертурбативные аспекты КХД в настоящее время исследованы с точностью порядка 1 %, а непертурбативная часть КХД (включая вопросы адронизации, конфайнмента и т. п.) остается недостаточно понятой. Дополнительные экспериментальные данные об особенностях непертурбативных процессов в

*E-mail: stavinsk@itep.ru

средах с различной плотностью и соотношением кварков, антикварков и глюонов помогут решить эти проблемы. С этой точки зрения изучение кварковой материи при различных температурах и барионных плотностях является важной частью усилий по консолидации физики частиц.

В области фазовой диаграммы ядерной материи, характеризуемой большими барионными плотностями и сравнительно малыми температурами, опора на экспериментальные данные, полученные в ускорительных экспериментах, практически отсутствует. Принципиальной проблемой является то, что стандартный метод исследования фазовой диаграммы ядерной материи, основанный на столкновениях ионов различной энергии, несмотря на возможности использования различных ядер и отборов по прицельному параметру, оставляет эту область фазовой диаграммы недоступной. Привлекая астрофизические данные о нейтронных (компактных) звездах и модельные соображения, теория предсказывает в этой области фазовой диаграммы целый ряд новых явлений и существование новых состояний материи. Делаются попытки распространить в эту область расчеты на решетках. Все это делает актуальность разработки и реализации новых экспериментальных подходов, дающих возможность исследовать в ускорительных экспериментах область фазовой диаграммы ядерной материи, характеризуемой большими барионными плотностями и малыми температурами, несомненной.

В обычных ядрах существуют флуктуации плотности барионной материи, проявляющиеся в кумулятивных процессах, которые, следуя Блохинцеву, принято называть флуктонами (конкретизация описания кумулятивных процессов на языке SRC (Short Range Correlations), предложенная Франкфуртом и Стрикманом, дает ряд преимуществ с теоретической точки зрения, но модельно зависима). Эти флуктуации являются малонуклонными и короткоживущими. Тем не менее, с некоторыми оговорками, о свойствах материи в области больших барионных плотностей и малых температур можно судить по характеристикам процессов, в которых рождаются кумулятивные частицы. С экспериментальной точки зрения важно разработать подходы, позволяющие исследовать максимально долгоживущие флуктуации с максимально большим числом кварков (нуклонов). Продвижение экспериментов в большие порядки кумулятивности, чем в ранних экспериментах по исследованию кумулятивных процессов, представляется реальным по двум причинам. Во-первых, на основе уже проведенных экспериментов возникло понимание того, какие измерения являются более информативными и полезными для понимания природы кумулятивных процессов и свойств флуктонов. Во-вторых, со времени открытия кумулятивных процессов техника эксперимента сделала огромный шаг вперед. С теоретической точки зрения необходимо выделить свойства, присущие стационарной бесконечной среде на фоне больших краевых эффектов и эффектов конечного времени существования флуктуации. В данном докладе сделан акцент на экспериментальных вопросах.

Специфический отбор взаимодействий и специфика ожидаемых свойств холодной сверхплотной материи диктует ряд требований к экспериментальным установкам. В докладе обсуждаются как целевые параметры установок для исследования холодной сверхплотной материи, так и степень соответствия этой задаче некоторых из существующих или создаваемых экспериментальных комплексов.

КУМУЛЯТИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ

Кумулятивные процессы обычно выделяются кинематически. Взаимодействие с многонуклонной флуктуацией расширяет фазовый объем для рождения вторичных частиц, причем тем сильнее, чем больше нуклонов в составе флуктуации. Однако возможности кинематического отбора многонуклонной флуктуации в ядре ограничены уменьшением вероятности ее образования, особенно при числе нуклонов в ней больше трех. В частности, по этой причине собрать максимально большое (7–8) число нуклонов в объеме, характерном для элементарной частицы, проще в столкновениях двух ядер, а не в столкновении частицы с ядром. Из кинематических соображений можно оценить минимальную массу флуктона, при которой возможно рождение частицы в данной кинематической области. Но реальная масса флуктона больше, так как минимальной массе соответствует нулевой фазовый объем вторичных частиц. Уменьшение вероятности образования флуктона с ростом числа нуклонов в нем и расширение фазового объема являются конкурирующими факторами. Оптимальные сечения процесса достигаются при взаимодействии с флуктоном, на 1–2 нуклона более тяжелым, чем минимально необходимо, и при фазовом объеме вторичных частиц, соответствующем температуре барионной системы порядка 50 МэВ [1].

Кинематический отбор не гарантирует локальности процесса, необходимой для того, чтобы говорить о большой плотности. Однако многолетние исследования кумулятивных процессов дали достаточно материала для оценки масштаба характерных для них размеров. Для оценки размеров используются как косвенные данные (о наклоне спектров кумулятивных частиц), так и прямые измерения пространственно-временных параметров методом фемтоскопии (как в традиционном корреляционном подходе, так и в рамках модели коалесценции). Под локальностью многонуклонной флуктуации понимается размер порядка размера элементарной частицы (~ 1 фм), который противопоставляется в несколько раз большим размерам всего ядра. В связи с этим необходимо упомянуть важные результаты, представленные на данной сессии в докладе А. А. Семака (ИФВЭ). При анализе данных о выбивании кумулятивных ядерных фрагментов оказалось, что коэффициент коалесценции с ростом A не падает, что было бы при росте размеров области протекания реакции с ростом A , а с ростом p_t имеет тенденцию к увеличению.

Конечно, для того чтобы говорить о взаимодействиях с характерным размером области протекания реакции порядка 1 фм, передачи энергии в кумулятивных процессах должны быть достаточно большими ($\delta E \gg m_\pi$) и, следовательно, энергии сталкивающихся ядер не могут быть меньше величины порядка 1 ГэВ. При меньших энергиях вовлечение в процесс большого числа нуклонов не гарантирует больших барионных плотностей. В то же время для достижения максимально больших барионных плотностей невыгодно увеличивать энергию сталкивающихся ядер и передачи импульсов существенно выше, чем это требуется для кинематического выделения кумулятивного процесса, поскольку сечения быстро уменьшаются с ростом переданных импульсов. Из сказанного видно, что для изучения кумулятивных процессов и холодной сверхплотной материи идеально подходят эксперименты с ядерными пучками на фиксированных ядерных мишенях в диапазоне энергий нуклотрона.

ЧТО НОВОГО ПРЕДЛАГАЕТСЯ МЕРИТЬ?

Если говорить об инклюзивных измерениях, то практически отсутствуют данные о рождении короткоживущих частиц. Условной границей между коротко- и долгоживущими частицами оказался Λ -гиперон. Методически эта ситуация обоснована тем, что в большинстве экспериментальных установок, использовавшихся для исследования кумулятивных процессов, реально регистрировалась одна вторичная частица.

Что могут добавить к имеющимся данным измерения инклюзивных сечений рождения кумулятивных частиц? Один из интересных вопросов — как будет выглядеть спектральная функция частиц, ширина которых сравнима с наклоном инклюзивного спектра по энергии. С этой точки зрения интересны измерения для кумулятивных ρ и Δ .

Другой вопрос — об изотопических эффектах в рождении кумулятивных частиц. Для выяснения роли изотопических эффектов важно выбрать для сравнения пару частиц, основным отличием которых были бы именно изотопические характеристики. С этой точки зрения одной из наиболее перспективных представляется комбинация Σ^+ и Σ^- .

Принципиально важным представляется проведение широкой программы корреляционных измерений в процессах с рождением кумулятивных частиц. Корреляционные эксперименты можно условно разбить на две группы. К первой можно отнести корреляции между кумулятивными частицами, например фемтоскопия кумулятивных частиц. Ко второй относятся измерения одночастичных характеристик (спектров, угловых распределений) и корреляционных функций (в том числе и фемтоскопические корреляции), но с кумулятивным триггером (или критерием отбора событий в off-line обработке, что с точки зрения физики то же самое).

В качестве триггера удобно выбрать кумулятивную частицу с большим поперечным импульсом, так как способ его компенсации другими вторичными частицами зависит от механизма реакции. Для компенсирующих кумулятивный триггер частиц интересно измерить распределение по относительному импульсу, фемтоскопические корреляции, соотношения между сечениями образования разных частиц и зависимость всех этих характеристик от сорта и порядка кумулятивности триггера.

НЕЙТРОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

В наборе детекторов крупных многоцелевых современных установок нейтронные детекторы остаются одним из наиболее слабых мест. Объективно нейтроны труднее идентифицировать, чем заряженные адроны, из-за отсутствия трековой информации и необходимости иметь достаточно массивный детектор, поскольку нейтрон регистрируется по заряженным частицам, которым он передает часть своей энергии в результате взаимодействия с веществом детектора. При исследовании ядерной материи в области фазовой диаграммы, характеризуемой большими температурами и малыми барионными плотностями, с отсутствием нейтронов в списке идентифицируемых частиц можно в какой-то мере мириться, так как доля нейтронов среди вторичных частиц невелика. Кроме того, при высоких энергиях сталкивающихся ядер антинейтронов рождается примерно столько же, сколько и нейтронов, а антинейтрон, выделяя при аннигиляции дополнительно около 2 ГэВ энергии, может быть проще идентифицирован, чем нейтрон, что, в частности, было продемонстрировано коллаборацией PHENIX на RHIC.

При столкновениях ядер при энергиях нуклотрона нейтроны являются одной из основных компонент вторичных частиц, а число антипротонов мало, и механизм их рождения принципиально отличается от механизма рождения нейтронов. Более того, существенная часть странных барионов, например Σ^+ , Σ^- , в основных модах распада содержит нейтрон. При этом речь идет не только о герметичности детектора, которая невозможна без идентификации основных компонент спектра вторичных частиц. Может быть более существенно то, что состояние ядерной материи в области малых температур и больших барионных плотностей не определяется однозначно этими двумя параметрами, а зависит, в частности, и от соотношения протонов и нейтронов. Кроме того, даже при равенстве числа вторичных нейтронов и протонов корреляции в системе pp и pn , с одной стороны, и np — с другой, различны. Все это означает, что методы регистрации нейтронов должны активно развиваться (см., например, обзор [2]), а созданные нейтронные детекторы должны включаться в состав создаваемых и проектируемых установок.

Если говорить об экспериментах на фиксированных мишенях, то диапазон энергий нейтронов существенно отличается в области фрагментации

мишени, где характерный масштаб энергии нейтронов $\sim 5\text{--}200$ МэВ, и вне области фрагментации мишени, где энергия нейтронов сравнима по масштабу с энергией нуклонов налетающего ядра. Соответственно, в области фрагментации мишени порог регистрации нейтронов является одним из важнейших параметров, в то время как вне этой области возможно и оправданно применение технологий типа «шашлык», что, как правило, означает повышение порога регистрации нейтрона до величины масштаба 50 МэВ.

Данная работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, гранты 14-02-93108-CNRS-а, 14-02-00896-а и 16-02-00637-а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Mikhailov K.R. et al.* Exotica in Dense and Cold Nuclear Matter // Phys. At. Nucl. 2014. V. 77. P. 576–580.
2. *Юревич В.И.* Спектроскопия высокоэнергичных нейтронов // ЭЧАЯ. 2012. Т. 43, вып. 3. С. 711–803.