

## РОЖДЕНИЕ ДЕЙТРОНОВ И ТРИТОНОВ С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ПОД УГЛОМ $40^\circ$ В $pA$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ ПУЧКА 50 ГэВ

© 2022 г. Н. Н. Антонов<sup>1)</sup>, В. А. Викторов<sup>1)</sup>, В. А. Гапиенко<sup>1)\*</sup>, Г. С. Гапиенко<sup>1)</sup>, В. Н. Гресь<sup>1)</sup>, А. Ф. Прудкогляд<sup>1)</sup>, В. А. Романовский<sup>1)</sup>, А. А. Семак<sup>1)</sup>, И. П. Солодовников<sup>1)</sup>, В. И. Терехов<sup>1)</sup>, М. Н. Уханов<sup>1)</sup>, С. С. Шиманский<sup>2)</sup>

Поступила в редакцию 27.12.2021 г.; после доработки 27.12.2021 г.; принята к публикации 05.01.2022 г.

В работе представлены данные по рождению положительно заряженных частиц, вылетающих под углом  $40^\circ$  (лаб. система) с поперечными импульсами до 2.7 ГэВ/с во взаимодействиях протонов с импульсом 50 ГэВ/с с ядерными мишенями С, Al, Si и W. Особое внимание уделено изучению образования легчайших ядерных фрагментов, дейтронов ( $d$ ) и тритонов ( $t$ ). Анализ данных по  $d$ - и  $t$ -частицам позволяет говорить о локальном механизме рождения этих фрагментов путем их прямого выбивания из ядер. Результаты получены в эксперименте СПИН (ИФВЭ, Протвино).

DOI: 10.31857/S0044002722030035

Эксперимент СПИН изучает взаимодействия выведенных из ускорителя У-70 пучков протонов и ядер углерода с ядерными мишенями (см., например, [1–3]). Цель исследований состоит в том, чтобы, получив инклюзивные спектры вторичных частиц, рожденных с большими поперечными импульсами ( $p_T > 1$  ГэВ/с) в кумулятивной области, попытаться понять природу образования таких частиц. Кумулятивной кинематической областью называется область импульсов, запрещенных по кинематике для взаимодействий на свободных нуклонах. При большом объеме накопленных за десятилетия данных по кумулятивным процессам вопрос о механизмах этих процессов остается до сих пор предметом спора, а так как кумулятивные эффекты проявляются только при взаимодействиях с ядром, то, значит, и структура ядерной материи является до конца непонятой. Для области предкумулятивных и кумулятивных процессов, происходящих с большими поперечными импульсами, практически нет данных, а согласно теоретическим оценкам [4], основной вклад в эти процессы дают жесткие взаимодействия с многонуклонными (многокварковыми) конфигурациями внутри ядра.

В настоящей статье представлены результаты по образованию дейтронов ( $d$ ) и тритонов ( $t$ ), вылетающих из мишени под углом  $40^\circ$  (лаб. система)

в протон-ядерных взаимодействиях при энергии пучка протонов 50 ГэВ. Выбранный для настоящих измерений угол вылета частиц соответствует углу  $\sim 150^\circ$  по отношению к направлению пучка в системе центра масс налетающего протона и покоящегося нуклона ядра.

Установка СПИН представляет собой узкоапертурный магнитный одноплечевой спектрометр, состоящий из семи магнитных элементов, проводочных камер, времяпролетной системы, порогового черенковского детектора. Описание установки можно найти в [1]. Изменение положения магнитных элементов плеча спектрометра позволяет отбирать заряженные частицы, вылетающие из мишени с углами в диапазоне  $22\text{--}55^\circ$  (лаб. система). Во время измерений магнитная оптика спектрометра каждый раз настраивается на требуемый импульс заряженной частицы, выбиваемой из мишени. В качестве мишеней в настоящей и предыдущих наших работах использовались тонкие пластины из углерода, алюминия, меди и вольфрама.

Измерения проводились с использованием высокоинтенсивного ( $\sim 2 \times 10^{12}$  протонов/с) протонного пучка, выведенного из ускорителя У-70. Рабочий диапазон импульсов вторичных частиц, доступный при выбранном угле плеча спектрометра, составляет 1–4.2 ГэВ/с. Захват по импульсу в этом диапазоне составляет  $\Delta p/p \approx 2\%$ , сам импульс измеряется с точностью  $\sigma_p \sim 0.0025p$ .

Идентификация частиц осуществлялась по измерению времени пролета на базовом расстоянии  $\sim 12$  м. Пример распределения по времени пролета

<sup>1)</sup>НИЦ “Курчатовский институт” — ИФВЭ, Протвино, Россия.

<sup>2)</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

\*E-mail: Vladimir.Gapienko@ihep.ru

для положительно заряженных частиц ( $\pi$ ,  $K$ ,  $p$ ,  $d$  и  $t$ ) с импульсом  $p = 2.5$  ГэВ/с приведен на рис. 1. Распределение на рисунке является “видимым”, не поправленным на эффективности прохождения разных частиц по плечу спектрометра. Также для построения этого рисунка не использовалась информация с порогового черенковского детектора, позволяющая проводить надежное разделение  $\pi/K$ -частиц.

Для каждого значения импульса и угла, на которые настраивается плечо магнитного спектрометра, с помощью программы Geant4 [5] вычисляется таблица, которая содержит информацию о вероятности прохождения частицы определенного типа через спектрометр. Эти таблицы используются для восстановления инклюзивных сечений из первичных данных. Инвариантные сечения для положительно заряженных частиц, рожденных во взаимодействии протонов с С- и W-мишенями приведены на рис. 2 как функции импульса частиц. Значения поперечного импульса даны на верхних горизонтальных шкалах. Кинематический предел для нуклон-нуклонного рассеяния под углом  $40^\circ$  показан на обеих половинах рисунка в виде вертикальных штриховых прямых. Глядя на спектры, полученные с двумя разными мишенями, можно выделить общие закономерности: с ростом импульса быстро падает относительный вклад мезонов и растет вклад  $d$ - и  $t$ -частиц относительно выхода протонов. Поведение спектров, измеренных с двумя другими мишенями, Al и Si, имеет те же самые особенности, что и данные на рис. 2 для С- и W-ядер. Для мишеней С и W на рис. 3 показаны отношения выходов дейтронов (а) и тритонов (б) к выходу протонов в зависимости от поперечного импульса. Результаты настоящих измерений представлены на рисунке совместно с данными по  $d/p$ - и  $t/p$ -отношениям, полученными ранее [3] с этими же ядрами для угла спектрометра  $35^\circ$  (лаб. система), при котором интервал доступных для измерений импульсов был шире, чем при угле  $40^\circ$ . Сравнение данных, набранных при разных углах, показывает, что для большего угла относительный выход  $d$ - и  $t$ -частиц растет с ростом  $p_T$  быстрее.

В эксперименте [6] на ускорителе CERN PS изучалось рождение частиц под углом  $15.9^\circ$  (лаб. система) при взаимодействии протонов с энергией 25 ГэВ с ядрами Al и Pt. Область измеряемых импульсов частиц в этом эксперименте составляла  $p \approx 2-5$  ГэВ/с, а величина отношения  $d/p$  оказалась постоянной, независящей от импульса. Для алюминиевой мишени величина  $d/p$  составила  $\sim 0.02$ , для мишени из платины это отношение было в  $\sim 1.5$  раза выше.

На ускорителе У-70 (Протвино) в эксперименте ФОДС отношение  $d/p$  в  $pA$ -взаимодействиях при

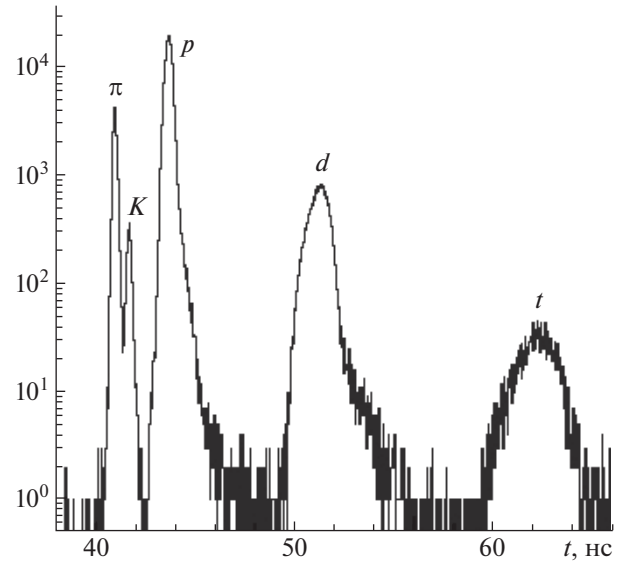


Рис. 1. Пример распределения по времени пролета для частиц с импульсом  $p = 2.5$  ГэВ/с.

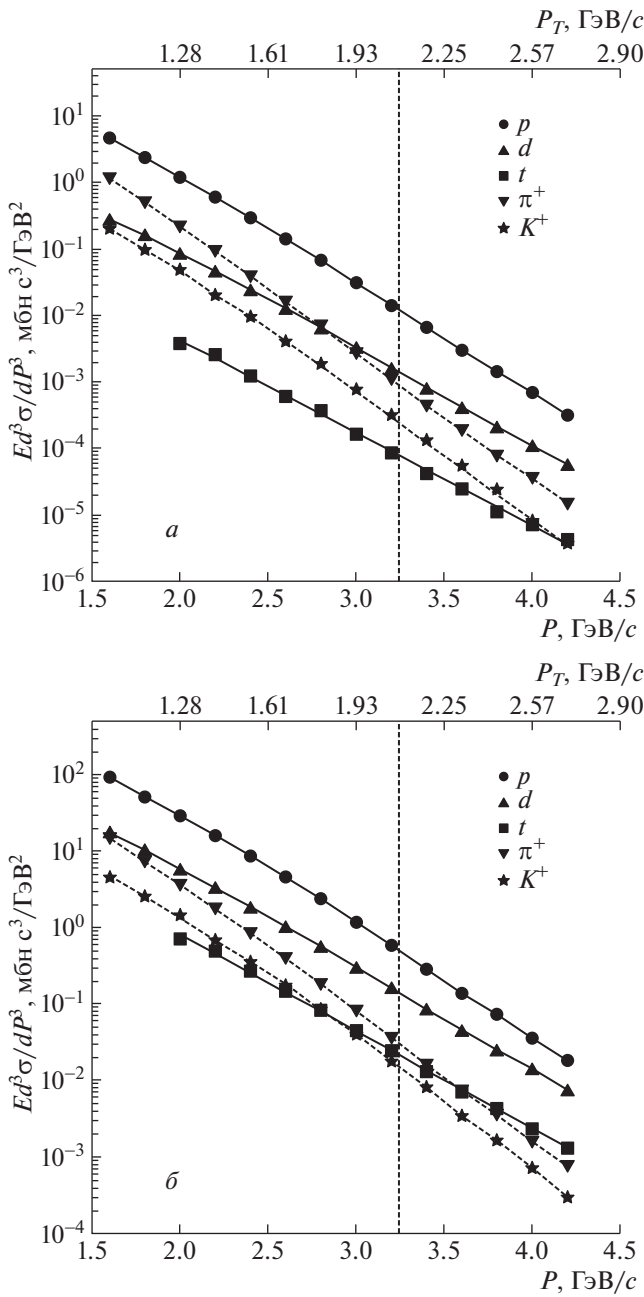
70 ГэВ/с измерялось [7] для угла вылета, равного  $9^\circ$  (лаб. система). Величина отношения  $d/p$ , полученная в этом эксперименте для интервала поперечных импульсов  $p_T = 1-4$  ГэВ/с, также, как и в [6], не зависит от импульса и не превышает значения 0.03 для всех ядер, включая свинец.

В отличие от кинематической области, где работает установка СПИН, рождение частиц в [6, 7] изучалось для углов вылета, близких к  $90^\circ$  в системе центра масс налетающего протона и покоящегося нуклона ядра, и без выхода за кинематику нуклон-нуклонных взаимодействий. Различия в величинах и в поведении отношения  $d/p$  в эксперименте СПИН и в исследованиях [6, 7], возможно, говорит о разных механизмах рождения дейтронов, регистрируемых в этих экспериментах.

Для объяснения появления ядерных фрагментов во взаимодействиях с множественным рождением частиц была предложена [8] модель коалесценции (слияния) нуклонов, когда несколько нуклонов, рожденных с близкими импульсами, могут образовывать ядерные фрагменты. Связь инклюзивных спектров нуклонов и фрагмента с атомным номером  $A$  в простом виде задается коэффициентом коалесценции  $B_A$ :

$$\frac{E_A}{\sigma_{\text{inel}}} \frac{d^3\sigma_A}{dp_A^3} = B_A \left( \frac{E_p}{\sigma_{\text{inel}}} \frac{d^3\sigma_p}{dp_p^3} \right)^A. \quad (1)$$

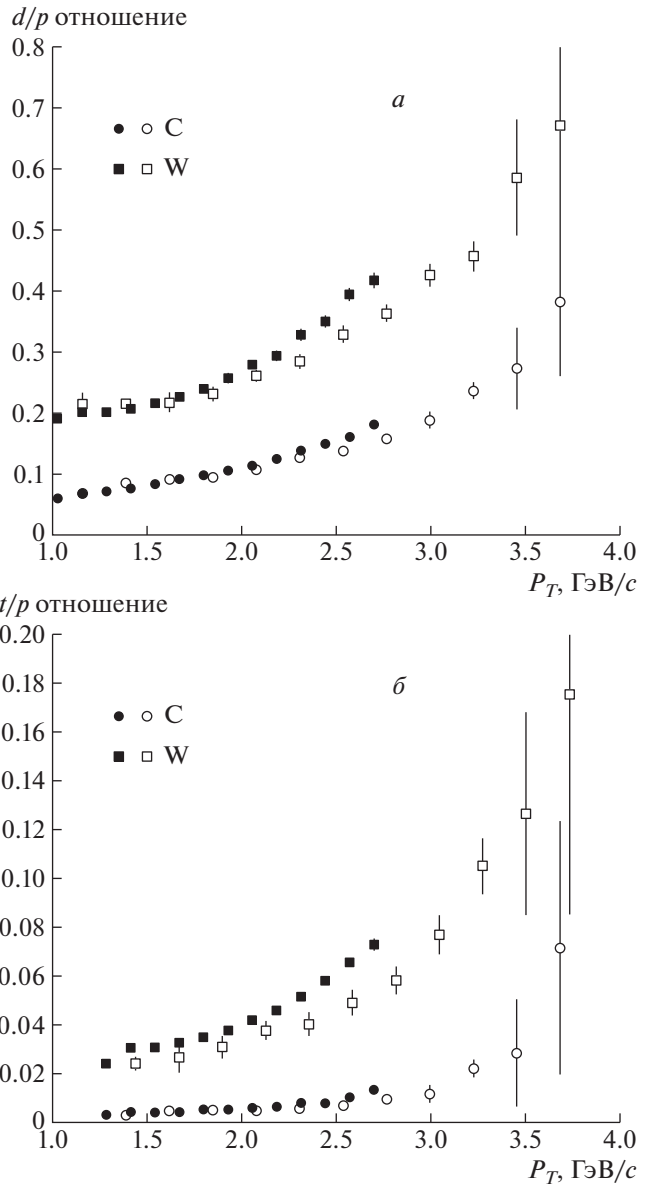
Здесь сечения образования протона и  $A$ -фрагмента,  $\sigma_p$  и  $\sigma_A$ , берутся для одинаковых импульсов, приходящихся на один нуклон, т.е. полный импульс  $A$ -фрагмента,  $p_A$ , в  $A$  раз больше импульса протона  $p_p$ . Под  $\sigma_{\text{inel}}$  подразумевается сечение неупругого  $pA$ -взаимодействия. Модель слияния



**Рис. 2.** Инвариантные сечения рождения  $\pi^+$ ,  $K^+$ ,  $p$ ,  $d$  и  $t$  под углом  $40^\circ$  во взаимодействиях с углеродом (а) и вольфрамом (б). Вертикальные линии соответствуют упругому нуклон-нуклонному рассеянию под углом  $40^\circ$ . Величины поперечного импульса даны на верхней горизонтальной шкале. Кривые на рисунке проведены для лучшего восприятия данных.

позволяет оценить объем ( $V$ ) области образования ядерного фрагмента. Если образуется фрагмент с атомным номером  $A$ , то коэффициент слияния  $B_A$  связан с размером области образования фрагмента соотношением  $B_A \sim V^{(A-1)}$ .

Выражение (1) написано в предположении, что



**Рис. 3.** Отношение выхода дейтрона (а) и тритона (б) по отношению к выходу протонов при разных поперечных импульсах частиц при использовании С- и W-мишеней. Темные точки представляют результат настоящей работы. Светлые точки измерены ранее [3] для угла  $35^\circ$ .

инклюзивные сечения протонов и нейтронов одинаковы. Однако с ростом атомного номера доля нейтронов по отношению к протонам растет. И тогда для рождения, скажем, дейтронов соотношение между спектрами должно выглядеть как

$$\frac{E_d}{\sigma_{inel}} \frac{d^3 \sigma_A}{dp_d^3} = B_2 K_{np} \left( \frac{E_p}{\sigma_{inel}} \frac{d^3 \sigma_p}{dp_p^3} \right)^2, \quad (2)$$

где  $K_{np}$  — отношение числа нейтронов к числу протонов в ядре. Значения  $B_2$ , извлекаемые из со-

отношения (2), приведены в табл. 1. Эти величины получены усреднением для интервала импульсов дейтронов 2–4 ГэВ/с.

Вычисленные величины  $B_2$  являются типичными значениями, получаемыми для рождения дейтронов в  $pA$ - и  $pp$ -взаимодействиях. В пределах указанных ошибок отсутствует зависимость измеренного коэффициента коалесценции от радиуса ядра, т.е. размер области, из которой испускается пара нуклонов, формирующих дейтрон, один и тот же для всех мишеней.

Одной из популярных моделей, призванной объяснить природу кумулятивных процессов, является в настоящее время модель, предполагающая существование внутри ядерной материи конфигурации коррелированных на малых расстояниях точечных нуклонов (модель SRC — Short Range Correlations) [9, 10], имеющих большой относительный импульс, но не образующих связанных состояний. В соответствии с этой моделью налетающая частица взаимодействует с одним из нуклонов из скоррелированной пары, второй нуклон покидает ядро как нуклон-спектатор.

Если работает механизм SRC, то с ростом импульса среднее барионное число должно оставаться близким к единице. На рис. 4 показаны значения среднего барионного числа  $\langle N_{\text{bar}} \rangle$  в зависимости от импульса. Величина  $\langle N_{\text{bar}} \rangle$  взята как отношение  $(\sigma_p + 2\sigma_d + 3\sigma_t) / \sum \sigma_i$ , где  $\sigma_p$ ,  $\sigma_d$ ,  $\sigma_t$  — сечения протонов, дейтронов и тритонов, а  $\sum \sigma_i$  есть сумма сечений всех измеренных положительно заряженных частиц. Наблюдаемое с ростом импульса превышение  $\langle N_{\text{bar}} \rangle$  над единицей не может быть описано в рамках механизма SRC модели.

То, что в реакции с большими поперечными импульсами основной вклад дают жесткие столкновения конstituентов налетающего адрона и мишени, было предположено в ряде работ [4, 11, 12]. Для описания инклюзивных спектров частиц в кумулятивной области и в области с большими поперечными импульсами В.С. Ставинский [13] предложил алгоритм, позволяющий рассчитывать квазибинарные реакции, в которых могут участвовать части сталкивающихся объектов. Для этого он ввел переменные  $X_1$  и  $X_2$  (“переменные Ставинского”), описывающие участвующие в столкновениях доли от первоначальных 4-импульсов налетающей частицы и мишени соответственно. Для  $pA$ -взаимодействия значения  $X_1$  могут быть в диапазоне от 0 до 1, значения  $X_2$  могут меняться от 0 до  $A$ . Для однозначного определения величин  $X_1$  и  $X_2$  в инклюзивных процессах В.С. Ставинский, кроме требования сохранения барионного числа, ввел еще дополнительное условие, чтобы инвариантная энергия квазибинарной реакции была бы минимальной ( $S_{\text{min}}$ ).

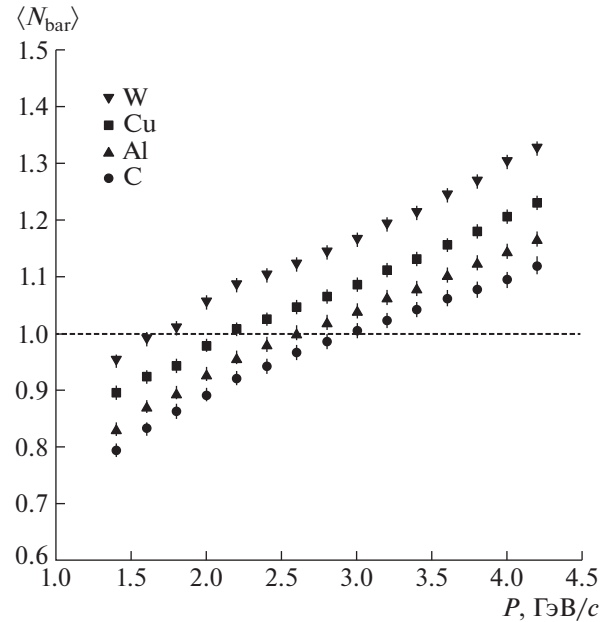


Рис. 4. Среднее барионное число при разных импульсах.

Импульсные спектры дейтронов и тритонов, измеренные в эксперименте СПИН для четырех мишеней, приведены на рис. 5. Значения “переменной Ставинского”  $X_2$ , вычисленные согласно [13, 14] для дейтронов и тритонов, приведены на верхних горизонтальных осях рисунка. В нашем случае величина  $X_2$  является минимальной массой мишени (измеренной в единицах массы нуклона), необходимой для рождения дейтрона или тритона под углом  $40^\circ$ . Как следует из значений на верхней шкале рис. 5, минимальная масса мишени для образования дейтрона (тритона) должна быть больше/равной двум (трем) массам нуклона. Таким образом, согласно расчетам, наблюдаемое рождение  $d$ - и  $t$ -фрагментов происходит через взаимодействие с многонуклонным (многокварковым) образованием внутри ядра.

Анализ [14, 15] имеющихся экспериментальных данных по образованию частиц с большими  $p_T$  в пред- и кумулятивной области показал, что инвариантные сечения рождения частиц во взаимодействиях с участием ядер могут быть описаны зависимостью

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = C_1 A_1^{\alpha(X_1)} A_2^{\alpha(X_2)} \exp(-\Pi/C_2), \quad (3)$$

где  $A_1$  и  $A_2$  — атомные массы сталкивающихся ядер,  $C_1$  и  $C_2$  — константы,  $\Pi$  — безразмерная скейлинговая переменная,  $\Pi = \sqrt{S_{\text{min}}}/2m_N$ ,  $m_N$  — масса нуклона,  $\alpha(X)$  — функция от  $X_1$  или  $X_2$ .

Ранее [1] нами было получено, что лучшее описание спектров рождения  $\pi$ -мезонов под углом  $35^\circ$

**Таблица 1.** Средние значения  $B_2$  для  $p_d = 2-4$  ГэВ/с

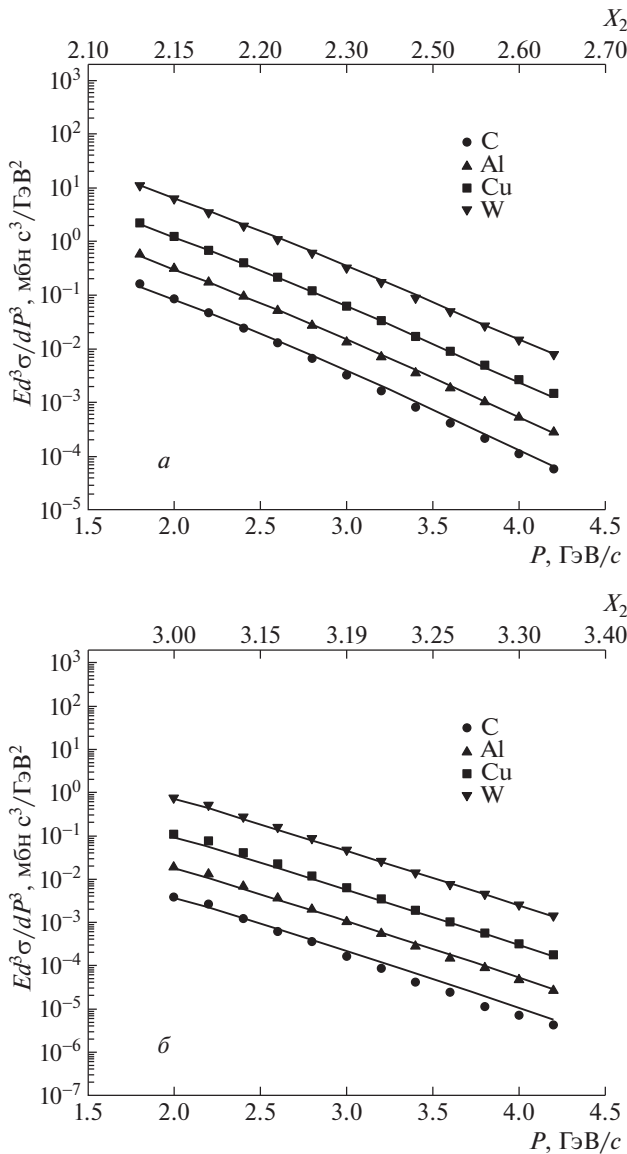
Мишень	C	Al	Cu	W
$B_2, \text{ГэВ}^2/\text{с}^3$	$0.021 \pm 0.004$	$0.025 \pm 0.004$	$0.029 \pm 0.005$	$0.022 \pm 0.003$

(лаб. система) в  $pA$ -взаимодействиях при импульсе 50 ГэВ/с с использованием этих же мишеней достигается, если в параметризации (3) степень зависимости от массы ядра брать как  $\alpha(X) = (2.45 + X)/3$ . В таком виде эта степенная зави-

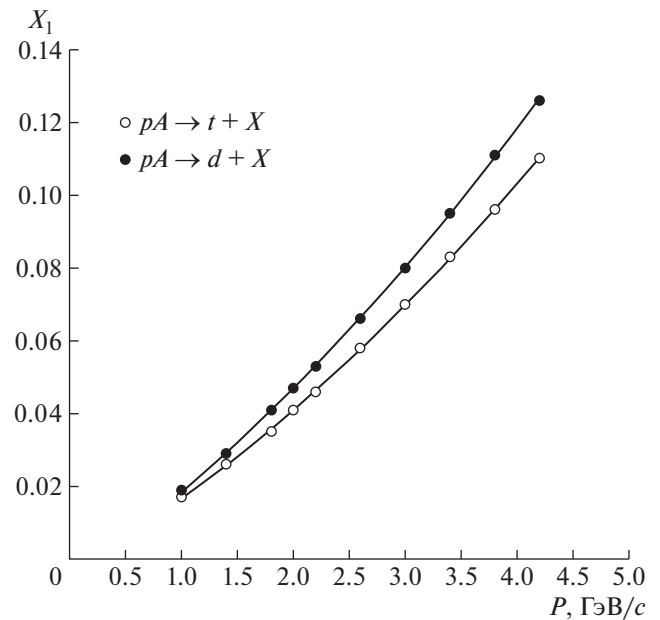
симость была использована и в настоящей работе. Результат одновременной аппроксимации спектров дейтронов и тритонов с помощью выражения (3) представлен на рис. 5 в виде кривых. Наилучшее описание спектров получается при значении параметра наклона  $C_2 = 0.172 \pm 0.003$  и при константе, задающей размерность сечений для дейтронов  $C_1 = 185 \pm 15$  мбн  $\text{с}^3/\text{ГэВ}^2$ , а для тритонов  $C_1 = 56 \pm 13$  мбн  $\text{с}^3/\text{ГэВ}^2$ .

Заметим, что переменные  $X_1$  и  $X_2$ , определяемые через минимизацию  $S_{\min}$ , не могут дать абсолютно точное описание кинематики квазибинарного рассеяния, поскольку в процедуре минимизации никак не учитываются структурные функции налетающей частицы и частицы мишени. Тем не менее, хорошее согласие параметризации (3) и наших экспериментальных данных говорит в пользу рождения  $d$ - и  $t$ -частиц через жесткие столкновения с участием дейтроно- и тритоноподобных образований внутри ядра.

Идея о наличии в ядерной материи атомных ядер меньшей массы в сжатом состоянии была высказана Д.И. Блохинцевым [16] для объяснения экспериментальных данных [17] по выбиванию



**Рис. 5.** Инвариантные сечения рождения дейтронов (а) и тритонов (б) как функции импульса. На верхних горизонтальных осях приведены расчетные значения переменной  $X_2$ . Кривые представляют результат аппроксимации данных параметризацией (3).



**Рис. 6.** Значения переменной Ставинского,  $X_1$ , рассчитанные согласно алгоритму [14] для рождения  $d$  и  $t$  при разных импульсах фрагмента.

из ядер легких ядерных фрагментов. В отличие от [17], где рождение дейтронов рассматривалось как результат упругого рассеяния первоначального протона с энергией 675 МэВ на квазидейтронном образовании внутри ядра, в нашем случае в жестком рассеянии, приводящем к появлению  $d$ - и  $t$ -частиц с большими  $p_T$ , участвуют лишь части (конституенты) протона. На рис. 6 приведены расчетные значения для доли 4-импульса налетающего протона, которой достаточно для рождения ядерного фрагмента под углом  $40^\circ$ .

## ВЫВОДЫ

Измерены инклюзивные спектры положительно заряженных частиц, рождающихся с поперечными импульсами до 2.7 ГэВ/с под углом  $40^\circ$  в  $pA$ -взаимодействиях при энергии пучка 50 ГэВ. Эти спектры, полученные с использованием четырех разных мишеней, C, Al, Cu и W, имеют одни и те закономерности: с ростом импульса быстро падает относительный вклад мезонов и растет вклад  $d$ - и  $t$ -частиц относительно выхода протонов.

Обнаружено сильное различие в величинах и в поведении отношения  $d/p$  в эксперименте СПИН и в исследованиях [6, 7], в которых угол рождения частиц в  $pA$ -взаимодействиях соответствовал углу  $90^\circ$  в системе центра масс налетающего протона и нуклона ядра.

Модель коалесценции нуклонов, примененная к рождению дейтронов, показала, что размер области испускания составляющих дейтрона одинаков в пределах ошибок измерений для всех использованных мишеней.

Наши данные по  $d$ - и  $t$ -частицам не могут быть объяснены в рамках SRC модели [9, 10], согласно которой из-за короткодействующих корреляций ядерные нуклоны могут находиться внутри ядра на малых расстояниях, не образуя при этом связанных состояний. Взаимодействие налетающей частицы с такой конфигурацией скоррелированных в ядре нуклонов не может привести к появлению быстрых ядерных фрагментов.

Спектры  $d$ - и  $t$ -фрагментов хорошо описываются выражением (3) с одной и той же формой зависимости от массы ядра и с одним и тем же параметром наклона. Выражение (3) основано [14, 15] на модели, рассматривающей рождение частиц с большими  $p_T$ , как результат жесткого столкновения конституентов налетающей частицы и конституентов мишени. Согласно расчетам [14], оптимальным значением массы мишени, необходимой в нашем случае для рождения дейтрона (тритона) под углом  $40^\circ$ , является масса, которая больше/равна ~двум (~трем) массам нуклона. Это свидетельствует в пользу того, что эксперимент СПИН

регистрирует  $d$ - и  $t$ -фрагменты, образованные в результате их прямого выбивания из ядер.

Авторы признательны руководству НИЦ “Курчатовский институт” — ИФВЭ за поддержку данного исследования, персоналу отделения ускорителя и отделения пучков за эффективную работу У-70 и 8-го канала.

Авторы благодарны проф. А.М. Зайцеву за внимательное прочтение рукописи и за ряд критических замечаний, позволивших улучшить качество представления наших данных.

Авторы благодарят также А.Т. Головина за неоценимую техническую поддержку при подготовке установки СПИН к проведению измерений.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. В. Аммосов, Н. Н. Антонов, В. А. Виктор, В. А. Гапиенко, Г. С. Гапиенко, В. Н. Гресь, В. А. Коротков, А. И. Мысник, А. Ф. Прудкогляд, Ю. М. Свиридов, А. А. Семак, В. И. Терехов, В. Я. Углеков, М. Н. Уханов, Б. В. Чуйко, А. А. Балдин, С. С. Шиманский, *Ядерная физика и инжиниринг* **4**, 773 (2013).
2. Н. Н. Антонов, В. А. Виктор, В. А. Гапиенко, Г. С. Гапиенко, В. Н. Гресь, М. А. Илюшин, В. А. Коротков, А. И. Мысник, А. Ф. Прудкогляд, А. А. Семак, В. И. Терехов, В. Я. Углеков, М. Н. Уханов, Б. В. Чуйко, С. С. Шиманский, *Письма в ЖЭТФ* **101**, 746 (2015).
3. Н. Н. Антонов, А. А. Балдин, В. А. Виктор, В. А. Гапиенко, Г. С. Гапиенко, В. Н. Гресь, М. А. Илюшин, В. А. Коротков, А. И. Мысник, А. Ф. Прудкогляд, Ф. Ф. Семак, В. И. Терехов, В. Я. Углеков, М. Н. Уханов, Б. В. Чуйко, С. С. Шиманский, *Письма в ЖЭТФ* **104**, 678 (2016).
4. А. В. Ефремов, В. Т. Ким, Г. И. Лыкасов, *ЯФ* **44**, 241 (1986).
5. J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, P. Arce, M. Asai, T. Aso, E. Bagli, A. Bagulya, S. Banerjee, G. Barrand, V. R. Beck, A. G. Bogdanov, D. Brandt, J. M. C. Brown, H. Burkhardt, Ph. Canal, *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* **835**, 186 (2016).
6. V. T. Cocconi, T. Fazzini, G. Fidecaro, M. Legros, N. H. Lipman, and A. W. Merrison, *Phys. Rev. Lett.* **5**, 19 (1960).
7. В. В. Абрамов и др., *ЯФ* **45**, 845 (1987).
8. S. T. Butler and C. A. Pearson, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 69 (1961); *Phys. Rev.* **129**, 836 (1963).
9. М. И. Стрикман, Л. Л. Франкфурт, *ЭЧАЯ* **11**, 571 (1980).
10. J. Arrington, D. W. Higinbotham, G. Rosner, and M. Sargsian, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **67**, 898 (2012).
11. Л. П. Каптарь, Б. Л. Резник, А. И. Титов, *ЯФ* **42**, 777 (1985).
12. В. К. Лукьянов, А. И. Титов, *ЭЧАЯ* **10**, 815 (1979).

13. В. С. Ставинский, Краткие сообщения ОИЯИ **18**, 5 (1986).  
14. А. А. Балдин, Краткие сообщения ОИЯИ **3** (54), 27 (1992).  
15. А. А. Балдин, Е. Н. Кладницкая, О. В. Рогачевский, Краткие сообщения ОИЯИ **2** (94), 20 (1999).  
16. Д. И. Блохинцев, ЖЭТФ **33**, 1295 (1957).  
17. Л. С. Ажгирей, И. К. Взоров, В. П. Зрелов, М. Г. Мешеряков, Б. С. Неганов, А. Ф. Шабудин, ЖЭТФ **33**, 1185 (1957).

**PRODUCTION OF DEUTERONS AND TRITONS  
WITH LARGE TRANSVERSE MOMENTA AT AN ANGLE OF 40°  
IN  $pA$  INTERACTIONS BY 50-GeV BEAM**

**N. N. Antonov<sup>1)</sup>, V. A. Viktorov<sup>1)</sup>, V. A. Gapienko<sup>1)</sup>, G. S. Gapienko<sup>1)</sup>, V. N. Gres<sup>1)</sup>,  
A. F. Prudkoglyad<sup>1)</sup>, V. A. Romanovskii<sup>1)</sup>, A. A. Semak<sup>1)</sup>, I. P. Solodovnikov<sup>1)</sup>,  
V. I. Terekhov<sup>1)</sup>, M. N. Ukhanov<sup>1)</sup>, S. S. Shimanskii<sup>2)</sup>**

<sup>1)</sup> *National Research Center "Kurchatov Institute" – IHEP, Protvino, Moscow region, 142281 Russia*

<sup>2)</sup> *Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow region, 141980 Russia*

The paper presents data on the production of positively charged particles emitted at an angle of 40° (lab syst.) with transverse momenta up to 2.7 GeV/ $c$  in interactions of 50-GeV/ $c$  protons with nuclear targets, C, Al, Cu, and W. Particular attention is paid to the formation of the lightest nuclear fragments, deuterons ( $d$ ) and tritons ( $t$ ). Analysis of the data on  $d$  and  $t$  particles allows to talk about a local mechanism obtaining these fragments by directly knocking them out of the nuclei. The results were obtained in the SPIN experiment (IHEP, Protvino).