

ФРАГМЕНТАЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР-СНАРЯДОВ И А-ЗАВИСИМОСТЬ ФЕРМИ-ИМПУЛЬСОВ НУКЛОНОВ

Сотрудничество Алма-Ата — Бухарест — Дубна — Душанбе —
Ереван — Кошице — Санкт-Петербург — Москва — Ржеж —
София — Ташкент — Тбилиси

Б.У.Амеева, Н.П.Андреева, З.В.Анзон, В.И.Бубнов,
А.Ш.Гайтинов, Г.Ж.Елигибаева, Л.Е.Еременко, Г.С.Калячкина,
Э.К.Каныгина, И.Я.Часников, Ц.И.Шахова
Институт физики высоких энергий АН Казахстана, Алма-Ата

М.Гицок, В.Топор, М.Хайдук
Центральный институт физики Румынии, Бухарест

С.А.Краснов, В.В.Русакова, **К.Д.Толстов**, Г.С.Шабратова
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Т.Н.Максимкина, Г.Я.Сун-Цзин-Ян

Физико-технический институт АН Таджикистана, Душанбе

Ф.А.Аветян, В.М.Кришан, Н.А.Марутян, В.Р.Саркисян
Ереванский физический институт, Армения

С.Вокал
Университет г.Кошице, Словакия

В.Г.Богданов, В.А.Плющев, З.И.Соловьева
Радиевый институт им. В.Г.Хлопина, Санкт-Петербург

Э.Д.Колганова, Е.А.Пожарова, Т.Ю.Скородько, В.А.Смирнитский
Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

М.Шумбера
Институт ядерных исследований, Ржеж, Чехия

Х.М.Чернев
Институт ядерных исследований
и ядерной энергетики АН Болгарии, София

А.И.Бондаренко, Ш.А.Рустамова, Г.М.Чернов
Институт ядерной физики АН Узбекистана, Ташкент

Н.И.Костанашвили
Тбилисский государственный университет, Грузия

Показано, что средние поперечные импульсы продуктов фрагментации релятивистских ядер имеют A -зависимость существенно более сильную, чем таковая для ферми-импульсов нуклонов. Это обстоятельство критично для статистической теории быстрой фрагментации ядер.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

The Relativistic Projectile Nuclei Fragmentation and A -Dependence of Nucleon Fermi-Momenta

Alma-Ata — Bucharest — Dubna — Dushanbe —
Yerevan — Koshice — St. Peterburg — Moscow —
Rzez — Sofia — Tashkent — Tbilisi

B. U. Ameeva et al.

The average transverse momenta of relativistic nuclei fragmentation products are shown to have an A -dependence essentially stronger than that for the Fermi-momentum of nucleons. This circumstance is critical for statistical theory of rapid fragmentation of nuclei.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Изучение распада остаточных релятивистских ядер-снарядов, образовавшихся после неупругого ядро-ядерного взаимодействия, дает, вероятно, уникальную возможность получения прямой информации о свойствах внутриядерной кластеризации нуклонов («префрагментации») в условиях малых передач энергии-импульса фрагментирующему ядру. Исходной в этом смысле является широко используемая статистическая теория быстрой фрагментации [1,2], в которой экспериментально измеряемые импульсы спектаторных фрагментов ядер прямо связаны с внутриядерными ферми-импульсами нуклонов.

Если формирование префрагментов из произвольного числа нуклонов происходит случайным образом и их импульсные характеристики при распаде ядра сохраняются, имеет место так называемый параболический закон [2]:

$$\sigma_F^2 = \sigma_N^2 F (A - F) / (A - 1). \quad (1)$$

Здесь $\sigma_F^2 = \langle p_F^2 \rangle / 3$ и $\sigma_N^2 = \langle p_N^2 \rangle / 3$ — соответственно среднеквадратические значения проекций 3-импульсов фрагментов с массой F и внутриядерного нуклона в с.д.м. фрагментирующего ядра, имевшего массу A до соударения. Зависимость импульсов фрагментов от их массы в формуле (1) была с удовлетворительной точностью подтверждена в экспериментах в широком диапазоне A (см., например, [3]). В свою очередь, среднеквадратический внутриядерный импульс нуклона $\langle p_N^2 \rangle$ связан с

т.н. импульсом Ферми p_f (например, в ферми-газовой модели ядра $\langle p_N^2 \rangle = 3p_f/5$), величина которого слабо возрастает при $A < 60$ и достигает приблизительно постоянного значения (≈ 260 МэВ/с) в области средних и тяжелых ядер [4].

В экспериментах при высоких энергиях наиболее просто и надежно измеряются поперечные импульсы p_T спектаторных фрагментов снаряда. В статистической теории p_T -распределения в с.ц.м. распадающегося ядра имеют рэлеевскую форму

$$f(p_T^2) dp_T^2 = \exp(-p_T^2/2\sigma^2) dp_T^2, \quad (2)$$

для которой $\langle p_T^2 \rangle = (4\pi) \langle p_T \rangle^2$. Тогда из (1) следует, что

$$\langle p_T \rangle_F / p_f = [(3\pi F/20)(A - F)/(A - 1)]^{1/2} \approx (3\pi F/20)^{1/2} \quad (3)$$

при $A \gg F$ [5].

Таким образом, при статистическом подходе к явлению ядерной мультифрагментации A -зависимость $\langle p_T \rangle$ для легких фрагментов должна совпадать с таковой для ферми-импульсов нуклонов: отношение $\langle p_T \rangle_F / p_f$ практически не зависит от A . Хотим подчеркнуть, что данное обстоятельство является, по-видимому, критичным для статистической теории, т.к. все известные нам попытки ее модификации (например [6, 7]) оставляют в силе формулу (3).

На рис.1 представлена A -зависимость средних поперечных импульсов $\langle p_T \rangle_\alpha$ спектаторных α -частиц (точнее — фрагментов с зарядом $Z = 2$), испущенных остаточными ядрами-снарядами во взаимодействиях ^{12}C ($p_0 = 4,5 A_C$ ГэВ/с), ^{22}Ne ($p_0 = 4,1 A_{\text{Ne}}$ ГэВ/с), ^{24}Mg ($p_0 = 4,5 A_{\text{Mg}}$ ГэВ/с), ^{28}Si ($p_0 = 4,5 A_{\text{Si}}$ ГэВ/с), ^{56}Fe ($p_0 = 2,5 A_{\text{Fe}}$ ГэВ/с), измеренных в совершенно идентичных по методике эмульсионных экспериментах [8—12] с большой статистикой. Выбор α -частиц был обусловлен практически 100%-й надежностью их идентификации и значительной множественностью*.

*Выделение однозарядных фрагментов снаряда в эмульсии сопряжено с 20-30%-й примесью «рожденных» α -частиц [8—12], фрагменты же с зарядом $Z > 2$ имеют крайне малые выходы. Впрочем, мы проверили, что все выводы настоящей работы качественно сохраняют силу и для однозарядных фрагментов.

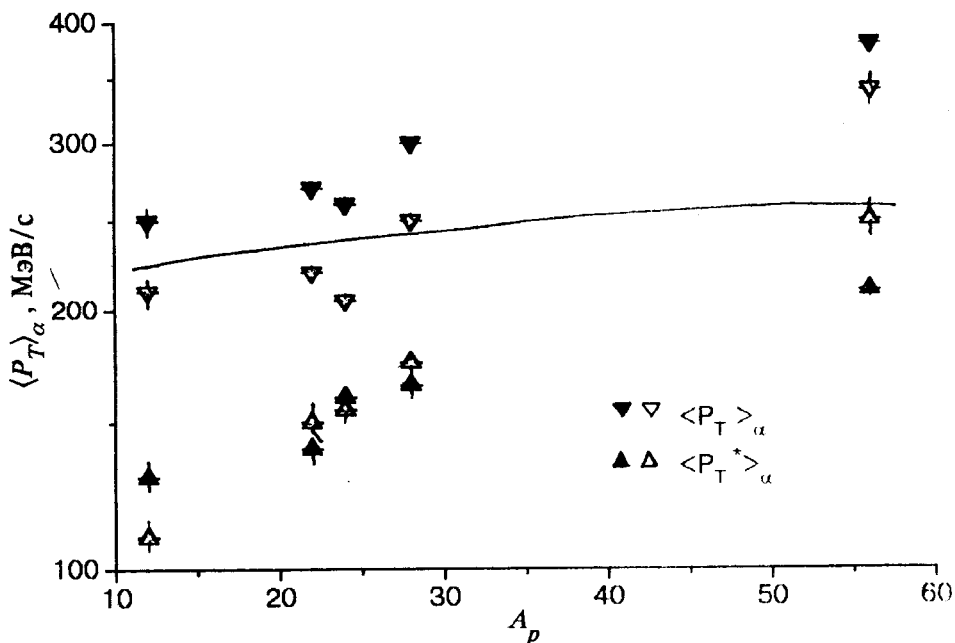


Рис. 1. Зависимость средних поперечных импульсов $\langle p_T \rangle_\alpha$ и $\langle p_T^* \rangle_\alpha$ спектаторных α -частиц от атомного веса налетающего ядра: ∇, ∇ — события на водородоподобной мишени, \triangle, \triangle — события в эмульсии

Отдельно приведены значения $\langle p_T \rangle_\alpha$ для α -частиц из событий на водородоподобной мишени (события А–Н с числом фрагментов мишени $n_h < 1$), эффекты перерасcеяний в которых следует признать практически исключенными. Видно, что $\langle p_T \rangle_\alpha$ в обоих случаях возрастают с увеличением A заметно быстрее, чем ферми-импульсы нуклонов.

Однако прямое сопоставление измеренных в лабораторной системе импульсов фрагментов с предсказаниями статистической теории некорректно, если фрагментирующая система (остаточное ядро-снаряд) распадается на лету. Еще в [13] было показано, что поперечное движение этой системы (установленное и оцененное по наличию и величине азимутальной асимметрии вылета фрагментов в поперечной плоскости реакции) сильно искажает (увеличивает) «истинные», т.е. относящиеся к с.ц.м. остаточного ядра, поперечные импульсы фрагментов. Кроме того, как было показано в [14], не все α -частицы, регистрируемые как спектаторные фрагменты снаряда, можно рассматривать в качестве прямых «участников» распада остаточного ядра. Таким образом, кор-

ректная проверка соотношения (3) требует перехода к с.ц.м. спектаторной части снаряда, учитывающего оба перечисленных фактора. Такой переход для ядер с разными A , выполненный единым образом, представлен в настоящей работе.

Техника такого, достаточно непростого в условиях инклюзивного эксперимента, перехода к с.ц.м. для всех релятивистских α -частиц была описана в [8—12]; рецепт для корректного (статистического) «удаления» хвоста высокоимпульсных α -частиц, не являющихся прямыми продуктами распада фрагментирующего ядра, приведен в [14]. Отсылая читателя, интересующегося деталями, к указанным работам, опишем процедуру лишь схематично.

На рис.2 в качестве примера приведено p_T -распределение релятивистских α -фрагментов из соударений $^{28}\text{Si}-\text{Em}$, где распределению (2) соответствует прямая линия; хорошо видно, что реальное p_T -распределение состоит из двух «компонент». Как было показано в [14], фрагментами, непосредственно испущенными фрагментирующим остаточным ядром, можно считать лишь составляющие «низкоэнергетическую» часть суммарного p_T -спектра. Поэтому наша цель состояла в нахождении таких значений $\langle p_T^* \rangle_\alpha$ (звездочка обозначает соответствующую величину в с.ц.м.), которые при переходе к л.с. обеспечивали бы наблюдаемую низкоэнергетическую (рэлеевскую) часть суммарного p_T -распределения. Этот перевод, обеспечивающий (фитированием) наблюдаемую азимутальную асимметрию разлета фрагментов в поперечной плоскости реакции, был выполнен аналогично выполнявшемуся (для полного распределения) в [8—12]. Полученные таким образом значения $\langle p_T^* \rangle_\alpha$ также приведены на рис.1: они возрастают с увеличением A еще быстрее, чем $\langle p_T \rangle_\alpha$.

Подчеркнем, что при любом способе учета вышеупомянутых факторов, искажающих «истинные» p_T -характеристики (в частности, при «перевод» всего p_T -спектра в с.ц.м., как это делалось в [8—12], при простом «образовании» высокоэнергетического нестатистического «хвоста» больших p_T , выполненном в л.с. аналогично процедуре, описанной в [14], и т.д.), A -зависимость средних поперечных импульсов оказывается еще более сильной, чем для исходного p_T -спектра в л.с.

Отметим еще один, несомненно важный, результат: переход к с.ц.м. «ликвидирует» различие в $\langle p_T \rangle$ между событиями $A-\text{Em}$ и $A-\text{H}$. Други-

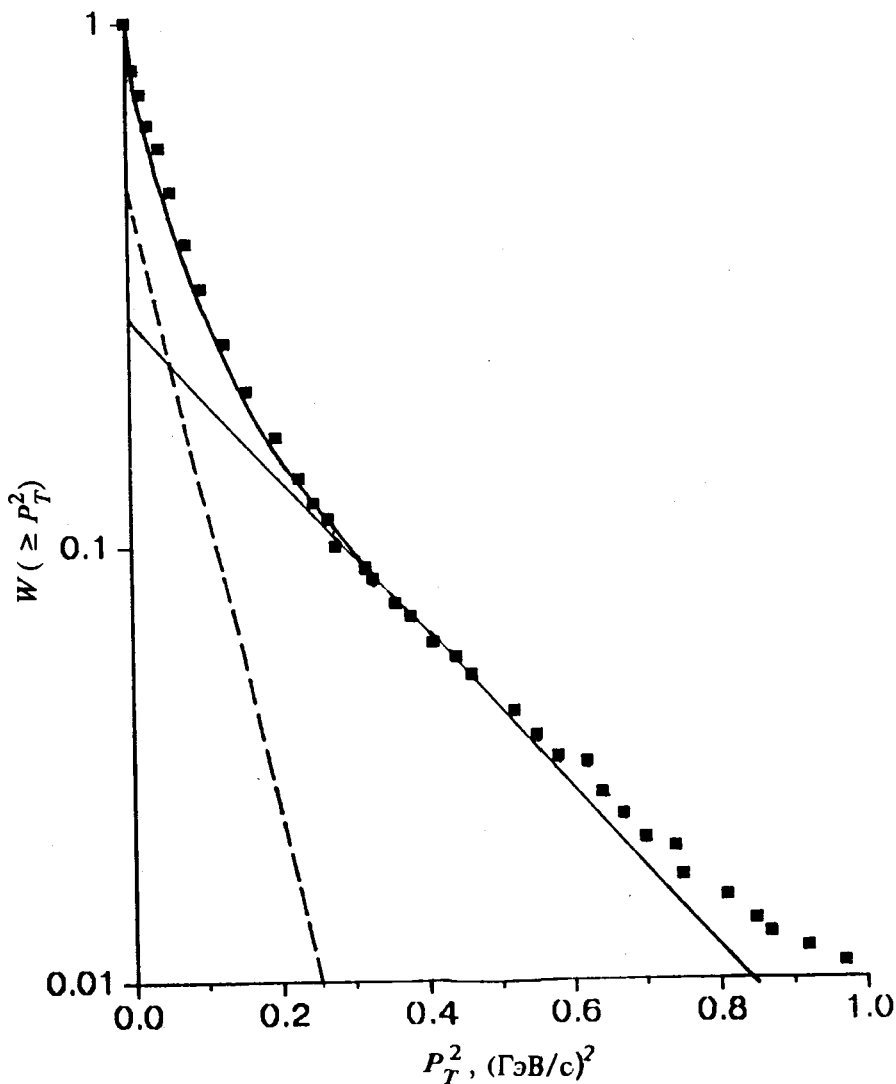


Рис.2. Распределение p_T релятивистских α -фрагментов из соударений $^{28}\text{Si} - \text{Em}$

ми словами, «истинные» температуры фрагментирующих остаточных ядер слабо (или вовсе не) зависят от массового числа ядра-партнера.

Основной результат нашего исследования представлен на рис.3. Отношение $\langle p_T^* \rangle_\alpha / p_f$ в области $A = 12 + 56$ отнюдь не постоянно, как того (приблизительно) требует соотношение (3). Кроме того, оно существенно

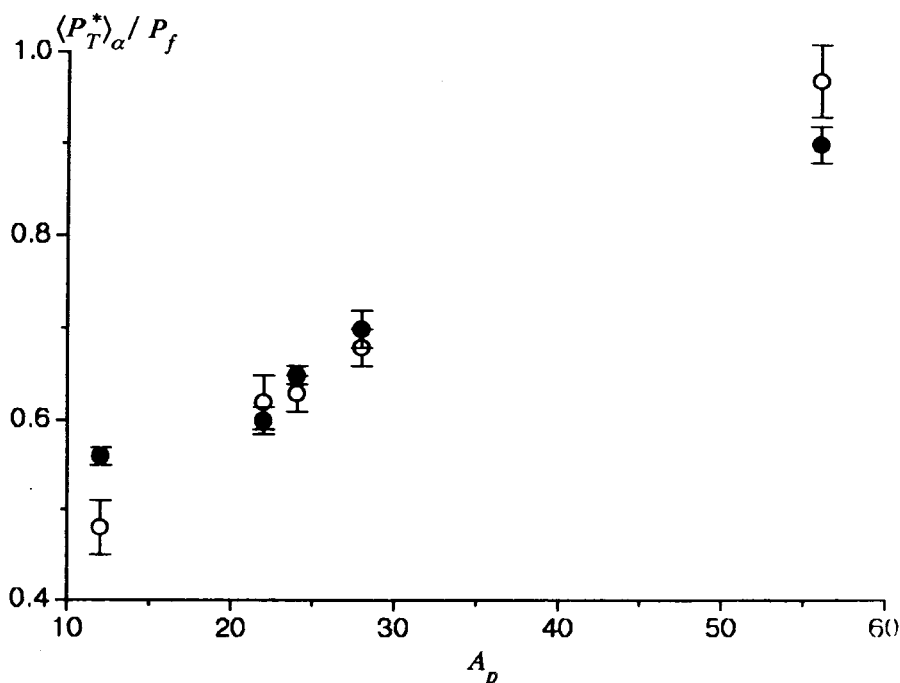


Рис.3. Зависимость отношения $\langle p_T^* \rangle_\alpha / p_f$ от атомного веса налетающего ядра

меньше величины $\approx 1,4$, следующей из (3) для α -частиц. Значительное возрастание «температуры» распада при увеличении массового числа фрагментирующего ядра, по нашему мнению, является критическим обстоятельством для статистического подхода к этому явлению. Наш результат, как минимум, требует получения в рамках этого подхода параболического закона с возрастающим σ_N^2 в (1).

В заключение мы хотели бы обратить внимание на то, что в последнее время в ряде экспериментальных работ по фрагментации снаряда в области $A > 56$ были зафиксированы аномально большие значения σ_N . Например, в работе [15], в которой изучалась фрагментация ядра ^{139}La при $p_0 = 1,2 A_{\text{La}}$ ГэВ/с на фрагменты с $F = 60 + 139$, было получено $\sigma_N = (169 \pm 12)$ МэВ/с. Оценка $\langle p_T \rangle_\alpha$ по данным [15], сделанная с помощью формул (1)–(3), дает $\langle p_T \rangle_\alpha \approx (520 \pm 40)$ МэВ/с (ср. с данными рис.1). Таким образом, мы имеем основание для предположения о том, что обсуждаемая в настоящей работе закономерность сохраняется и в области средних и тяжелых ядер.

Литература

1. Feshbach H., Huang K. — Phys. Lett., 1973, vol.B47, p.300.
2. Goldhaber A.S. — Phys. Lett., 1974, vol.B53, p.30.
3. Legrain R. — Nucl. Phys., 1982, vol.A387, p.219.
4. Moniz E.J. et al. — Phys. Rev. Lett., 1971, vol.26, p.445.
5. Bondarenko A.I., Chernov G.M. — Preprint INR, No.A-17, Tashkent, 1991.
6. Murphy M.J. — Phys. Lett., 1984, vol.B135, p.25.
7. Gan H.H. et al. — Phys. Lett., 1990, vol.B234, p.4.
8. Бондаренко Р.А. и др. — ЯФ, 1983, т.38, с.1483.
9. Андреева Н.П. и др. — ЯФ, 1988, т.47, с.157, 949.
10. Бондаренко А.И. и др. — ЯФ, 1992, т.55, с.137.
11. Андреева Н.П. и др. — ЯФ, 1990, т.51, с.1047.
12. Chernov G.M. et al. — Nucl. Phys., 1984, vol.A412, p.534.
13. Бенгус Л.Е. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1983, т.38, с.353.
14. Абдуразакова У.А. и др. — ЯФ, 1988, т.47, с.1299.
15. Brady F.P. et al. — Phys. Rev. Lett., 1988, vol.60, p.1699.

Рукопись поступила 25 июля 1994 года.