

УДК 539.17

СИСТЕМАТИЗАЦИЯ ФРАГМЕНТОВ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ МАСС

А.С. ДАНАГУЛЯН, Г.О. ОГАНЕСЯН, Т.М. БАХШИЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 19 июля 2010 г.)

Рассмотрена степенная зависимость сечений образования фрагментов промежуточных масс от массовых и порядковых чисел: $\sigma(A_f) \sim A_f^{-\tau}$, $\sigma(Z_f) \sim Z_f^{-\tau}$. Определены значения параметра τ для фрагментов, зарегистрированных методом $\Delta E - E$ и методом наведенной активности. Показано, что при фазовом переходе “жидкость–газ” τ меняется в пределах 2–3. Сделан вывод, что при высоких энергиях пучка параметр τ не зависит от угла регистрации фрагмента. При увеличении энергии величина τ проходит через минимум при $E_{нач} \sim 6-7$ ГэВ, что является типичным “критическим поведением”, предсказываемым моделями.

1. Введение

В последнее двадцатилетие возрос интерес к исследованиям ядерных реакций высоких энергий с образованием фрагментов промежуточных масс ($A = 6 \div 50$), а также в связи с этим к проблеме распада высоковозбужденных ядерных систем [1-14]. Для регистрации фрагментов были созданы детектирующие системы с 4π -геометрией [5,7,12,13]. Изучению и объяснению механизма образования фрагментов посвящены многочисленные работы [1-4, 9,10,14,15]. Анализ сечений образованных фрагментов показывает степенную зависимость сечения зарядового или массового распределения фрагментов в виде $\sigma(Z) \sim Z_f^{-\tau}$ или $\sigma(A) \sim A_f^{-\tau}$. Степенную зависимость сечений образования фрагментов от Z_f и A_f ряд авторов [1-4, 14,15] объясняет фазовым переходом “жидкость–газ”, который происходит при критической температуре горячей ядерной материи, достигаемой при облучении ядра-мишени высокоэнергетичной легкой частицей или ионом.

В работах [1-4] предложен механизм образования фрагментов промежуточных масс вследствие конденсации сильно разогретого нуклонного газа, основанный на теории конденсации вблизи критической точки [11]. Физическим основанием аналогии между ядерным веществом и классической жидкостью является сходство молекулярных и ядерных сил в отношении их зависимости от расстояния. Молекулы, сближаясь, испытывают притяжение, которое затем сменяется отталкиванием (силы Ван-дер-Ваальса). Ядерные силы имеют аналогичный характер (ясно, что масштабы энергии и расстояния иные).

В результате “уравнения состояния” получаются весьма схожими. Вместе с этим фазовый переход “жидкость–газ” – специфически ядерный, характеристики которого обусловлены зарядом системы.

Капельная модель Фишера [11], перколяционная модель [3] и статистическая мультифрагментационная модель [14,15] предполагают степенной закон изменения выхода фрагментов от массовых чисел $\sigma(A_f) \sim A_f^{-\tau}$ (где $\tau = 2-3$) в критической точке (при критической температуре), где стирается граница жидкость–газ. Здесь $\sigma(A_f)$ или $\sigma(Z_f)$ – полные изобарические или изотопические сечения.

В настоящей работе нами систематизированы значения τ , полученные при подгонке по степенному закону $\sigma(A_f) = aA_f^{-\tau}$ или $\sigma(Z_f) = a'Z_f^{-\tau}$ значений сечений фрагментов, зарегистрированных методом $\Delta E - E$ [5,6,7], а также радиоактивных фрагментов, полученных методом наведенной активности [16-18].

2. Обсуждение результатов

В табл. 1 и 2 приведены значения τ , полученные нами для функций $\sigma(A_f^{-\tau})$ и $\sigma(Z_f^{-\tau})$, тип взаимодействующей системы, углы регистрации фрагментов (табл.2), энергия первичной частицы, фрагменты, значения сечений которых были использованы при подгонке, и литература, из которой взяты значения сечений.

Табл.1. Значения τ , полученные нами для функций $\sigma(A_f^{-\tau})$ и $\sigma(Z_f^{-\tau})$ (метод наведенной активности).

Система	Энергия, ГэВ	Фрагменты	τ		Ссылки
			$\sigma(A_f^{-\tau})$	$\sigma(Z_f^{-\tau})$	
p + ^{112}Sn	0.66	^7_4Be ; $^{22}_{11}\text{Na}$; $^{24}_{11}\text{Na}$	2.28 ± 0.05		[16]
p + ^{118}Sn	0.66	^7_4Be ; $^{22}_{11}\text{Na}$; $^{24}_{11}\text{Na}$	1.74 ± 0.45		[16]
p + ^{124}Sn	0.66	^7_4Be ; $^{22}_{11}\text{Na}$; $^{24}_{11}\text{Na}$	1.37 ± 0.36		[16]
p + ^{112}Sn	3.65	^7_4Be ; $^{22}_{11}\text{Na}$; $^{24}_{11}\text{Na}$; $^{28}_{12}\text{Mg}$; $^{38}_{17}\text{Cl}$; $^{39}_{17}\text{Cl}$	2.32 ± 0.7	2.91 ± 0.95	[17]
p + ^{118}Sn	3.65	^7_4Be ; $^{22}_{11}\text{Na}$; $^{24}_{11}\text{Na}$; $^{28}_{12}\text{Mg}$; $^{38}_{17}\text{Cl}$; $^{39}_{17}\text{Cl}$	1.67 ± 0.2	2.004 ± 0.27	[17]
p + ^{120}Sn	3.65	^7_4Be ; $^{22}_{11}\text{Na}$; $^{24}_{11}\text{Na}$; $^{28}_{12}\text{Mg}$; $^{38}_{17}\text{Cl}$; $^{39}_{17}\text{Cl}$	1.69 ± 0.55	2.02 ± 0.73	[17]
p + ^{124}Sn	3.65	^7_4Be ; $^{22}_{11}\text{Na}$; $^{24}_{11}\text{Na}$; $^{28}_{12}\text{Mg}$; $^{38}_{17}\text{Cl}$; $^{39}_{17}\text{Cl}$	1.44 ± 0.56	1.79 ± 0.74	[17]

		$^{38}_{17}\text{Cl}; ^{39}_{17}\text{Cl}$			
$p + ^{112}\text{Sn}$	8.1	$^7_4\text{Be}; ^{22}_{11}\text{Na}; ^{24}_{11}\text{Na}; ^{28}_{12}\text{Mg};$ $^{38}_{16}\text{S}; ^{38}_{17}\text{Cl}; ^{39}_{17}\text{Cl}$	1.96 ± 0.65	2.44 ± 0.88	[16]
$p + ^{118}\text{Sn}$	8.1	$^7_4\text{Be}; ^{22}_{11}\text{Na}; ^{24}_{11}\text{Na}; ^{28}_{12}\text{Mg};$ $^{38}_{16}\text{S}; ^{38}_{17}\text{Cl}; ^{39}_{17}\text{Cl}$	2 ± 0.5	2.4 ± 0.59	[16]
$p + ^{120}\text{Sn}$	8.1	$^7_4\text{Be}; ^{22}_{11}\text{Na}; ^{24}_{11}\text{Na}; ^{28}_{12}\text{Mg};$ $^{38}_{16}\text{S}; ^{38}_{17}\text{Cl}; ^{39}_{17}\text{Cl}$	1.65 ± 0.38	1.99 ± 0.48	[16]
$p + ^{124}\text{Sn}$	8.1	$^7_4\text{Be}; ^{22}_{11}\text{Na}; ^{24}_{11}\text{Na}; ^{28}_{12}\text{Mg};$ $^{38}_{16}\text{S}; ^{38}_{17}\text{Cl}; ^{39}_{17}\text{Cl}$	1.64 ± 0.57	1.98 ± 0.75	[16]
$d + ^{120}\text{Sn}$	7.3	$^7_4\text{Be}; ^{22}_{11}\text{Na}; ^{24}_{11}\text{Na}; ^{28}_{12}\text{Mg};$ $^{38}_{16}\text{S}; ^{38}_{17}\text{Cl}; ^{39}_{17}\text{Cl}$	2.27 ± 0.44	2.71 ± 0.6	[17]
$d + ^{124}\text{Sn}$	7.3	$^7_4\text{Be}; ^{22}_{11}\text{Na}; ^{24}_{11}\text{Na}; ^{28}_{12}\text{Mg};$ $^{38}_{16}\text{S}; ^{38}_{17}\text{Cl}; ^{39}_{17}\text{Cl}$	2.15 ± 0.53	2.63 ± 0.66	[17]
$^{12}\text{C} + ^{112}\text{Sn}$	26.4	$^7_4\text{Be}; ^{22}_{11}\text{Na}; ^{24}_{11}\text{Na}; ^{28}_{12}\text{Mg};$ $^{38}_{16}\text{S}; ^{38}_{17}\text{Cl}; ^{39}_{17}\text{Cl}$	2.54 ± 1.07	3.2 ± 1.42	не опублико вано
$^{12}\text{C} + ^{118}\text{Sn}$	26.4	$^7_4\text{Be}; ^{22}_{11}\text{Na}; ^{24}_{11}\text{Na}; ^{28}_{12}\text{Mg};$ $^{38}_{16}\text{S}; ^{38}_{17}\text{Cl}; ^{39}_{17}\text{Cl}$	2.1 ± 0.41	2.52 ± 0.54	не опублико вано
$^{12}\text{C} + ^{120}\text{Sn}$	26.4	$^7_4\text{Be}; ^{22}_{11}\text{Na}; ^{24}_{11}\text{Na}; ^{28}_{12}\text{Mg};$ $^{38}_{16}\text{S}; ^{38}_{17}\text{Cl}; ^{39}_{17}\text{Cl}$	2.41 ± 0.51	2.95 ± 0.64	не опублико вано
$^{12}\text{C} + ^{124}\text{Sn}$	26.4	$^7_4\text{Be}; ^{22}_{11}\text{Na}; ^{24}_{11}\text{Na}; ^{28}_{12}\text{Mg};$ $^{38}_{16}\text{S}; ^{38}_{17}\text{Cl}; ^{39}_{17}\text{Cl}$	2.25 ± 0.49	2.75 ± 0.61	не опублико вано
$^{12}\text{C} + \text{Ag}$	25.2	$^7_4\text{Be}; ^{22}_{11}\text{Na}; ^{24}_{11}\text{Na}; ^{28}_{12}\text{Mg}$	2.54 ± 0.77	3.17 ± 1.08	[18]
$p + \text{Ag}$	300	$^7_4\text{Be}; ^{22}_{11}\text{Na}; ^{24}_{11}\text{Na}; ^{28}_{12}\text{Mg}$	2.07 ± 0.71	2.52 ± 0.98	[18]

Табл.2. Значения τ , полученные нами для функций $\sigma(A_f^{-\tau})$ и $\sigma(Z_f^{-\tau})$ (метод $\Delta E - E$).

Система	Угол	Энергия, ГэВ	Фрагменты	τ		Ссылки
				$\sigma(A_f^{-\tau})$	$\sigma(Z_f^{-\tau})$	
$p + \text{Au}$	88°	2.55	$^{10}_5\text{B}; ^{12}_6\text{C}; ^{14}_7\text{N}; ^{16}_8\text{O};$ $^{19}_9\text{F}; ^{20}_{10}\text{Ne}; ^{23}_{11}\text{Na}; ^{24}_{12}\text{Mg}$	2.07 ± 0.19	2.14 ± 0.2	[5]
$p + \text{Au}$	88°	3.36	$^{10}_5\text{B}; ^{12}_6\text{C}; ^{14}_7\text{N}; ^{16}_8\text{O};$	2.07 ± 0.21	2.16 ± 0.23	[5]

			$^{19}_9\text{F}; ^{20}_{10}\text{Ne}; ^{23}_{11}\text{Na}; ^{24}_{12}\text{Mg}$			
p + Au	88°	4.18	$^{10}_5\text{B}; ^{12}_6\text{C}; ^{14}_7\text{N}; ^{16}_8\text{O};$ $^{19}_9\text{F}; ^{20}_{10}\text{Ne}; ^{23}_{11}\text{Na}; ^{24}_{12}\text{Mg}$	2.1 ± 0.19	2.16 ± 0.22	[5]
p + Au	88°	5.02	$^{10}_5\text{B}; ^{12}_6\text{C}; ^{14}_7\text{N}; ^{16}_8\text{O};$ $^{19}_9\text{F}; ^{20}_{10}\text{Ne}; ^{23}_{11}\text{Na}; ^{24}_{12}\text{Mg}$	1.82 ± 0.2	1.91 ± 0.2	[5]
p + Au	88°	5.85	$^{10}_5\text{B}; ^{12}_6\text{C}; ^{14}_7\text{N}; ^{16}_8\text{O};$ $^{19}_9\text{F}; ^{20}_{10}\text{Ne}; ^{23}_{11}\text{Na}; ^{24}_{12}\text{Mg}$	1.95 ± 0.14	2.01 ± 0.17	[5]
p + Au	88°	7.51	$^{10}_5\text{B}; ^{12}_6\text{C}; ^{14}_7\text{N}; ^{16}_8\text{O};$ $^{19}_9\text{F}; ^{20}_{10}\text{Ne}; ^{23}_{11}\text{Na}; ^{24}_{12}\text{Mg}$	1.85 ± 0.16	1.93 ± 0.18	[5]
e + Au	90°	1.5	$^8_4\text{Be}; ^{10}_5\text{B}; ^{12}_6\text{C}; ^{14}_7\text{N};$ $^{16}_8\text{O}; ^{19}_9\text{F}; ^{20}_{10}\text{Ne}$	2.64 ± 0.34	2.64 ± 0.35	[6,7]
e + Au	90°	2	$^8_4\text{Be}; ^{10}_5\text{B}; ^{12}_6\text{C}; ^{14}_7\text{N};$ $^{16}_8\text{O}; ^{19}_9\text{F}; ^{20}_{10}\text{Ne}$	2.7 ± 0.41	2.78 ± 0.45	[6,7]
e + Au	90°	3	$^8_4\text{Be}; ^{10}_5\text{B}; ^{12}_6\text{C}; ^{14}_7\text{N};$ $^{16}_8\text{O}; ^{19}_9\text{F}; ^{20}_{10}\text{Ne}$	2.72 ± 0.39	2.74 ± 0.4	[6,7]
e + Au	90°	4.5	$^8_4\text{Be}; ^{10}_5\text{B}; ^{12}_6\text{C}; ^{14}_7\text{N};$ $^{16}_8\text{O}; ^{19}_9\text{F}; ^{20}_{10}\text{Ne}$	2.29 ± 0.33	2.34 ± 0.35	[6,7]

На рис.1,2 представлены зависимости сечений от A_f или Z_f фрагментов. На рис.1 приведены данные для радиоактивных ядер, полученные ранее нашей группой [16,17] методом наведенной активности, а на рис.2 – данные по реакциям p+Au и e+Au, полученные прямой регистрацией фрагментов $\Delta E - E$ методом в работах [5,6]. Как видно из таблиц и рисунков, значения τ меняются в пределах от 2 до 3. В экспериментах с использованием метода наведенной активности измеряются только радиоактивные изотопы, вклады сечений образования которых невелики в полных сечениях. Тем не менее, для радиоактивных фрагментов наблюдается степенная зависимость со значением параметра τ , близким к полученному в работах [5,6] с прямой регистрацией фрагментов по методике $\Delta E - E$ под действием протонов с энергией в области 2.7–7.5 ГэВ и электронов с энергией $E_e = 1.5 - 4.5$ ГэВ.

Из табл.1 видно, что при $E_p = 0.66$ ГэВ значения τ , в пределах ошибок, совпадают со значениями при $E_p = 3.65$ ГэВ и $E_p = 8.1$ ГэВ для ядер мишеней обогащенных изотопов олова. При энергии 0.66 ГэВ энергия возбуждения $E^* \approx 100$ МэВ [19] после прохождения каскада для мишени ^{100}Ru (значение $A_i = 100$ близко к рассмотренным нами $112 \leq A_i \leq 124$). При такой энергии системы ядерной материи процесс фазового перехода не происходит (при

фазовом переходе, по оценкам В.А. Карнаухова [13], $E^* > 400$ мэВ). В работе [3] приведены значения τ для реакции $^{12}\text{C}+\text{Ag}$ и $^{12}\text{C}+\text{Au}$ при начальных энергиях 0.18 и 0.36 ГэВ, которые также находятся в пределах 2–3, несмотря на малые значения налетающей энергии. Таким образом, степенная зависимость с показателем

$\tau = 2\text{--}3$ не является достаточным признаком фазового перехода, как утверждают некоторые авторы [1-3,9,10].

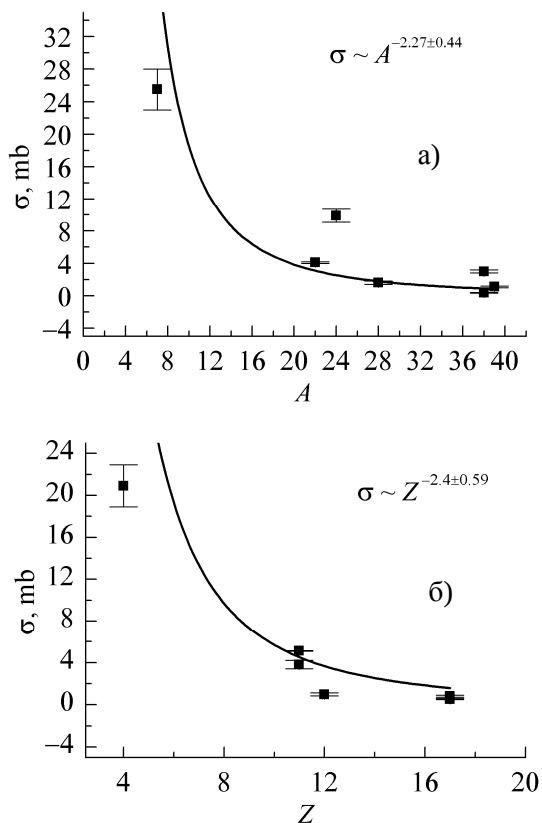


Рис.1. (а) Зависимость сечений взаимодействия от массового числа мишени для реакции $d+^{120}\text{Sn}$; (б) зависимость сечений взаимодействия от зарядового числа мишени для реакции $p+^{118}\text{Sn}$.

Хотя ошибки значений τ большие, можно заметить определенную зависимость значения τ от нуклонного состава ядра-мишени для протон и дейтрон ядерных реакций (см. табл. 1). Это можно объяснить следующим образом. Большинство из регистрируемых фрагментов в рассматриваемой массовой области являются нейтроноизбыточными (^{24}Na , ^{28}Mg , ^{38}Cl , ^{39}Cl) и их сечения увеличиваются с ростом числа нейтронов в мишени.

В работе [8] при малых энергиях налетающих частиц $^3\text{He}+\text{Ag}$ и $^3\text{He}+\text{Au}$ ($E < 1$ ГэВ) параметр степенной зависимости τ зависит от угла регистрации фрагмента (значение τ больше при $\theta = 40^\circ - 60^\circ$, чем при $\theta = 140^\circ$). Однако эта

зависимость исчезает при $E_{^3\text{He}} > 1.8$ ГэВ. В других работах [2,20-23] значение τ изотропно в пределах 20%. Наши расчеты для электронных пучков с энергиями $E_e = 1.5; 2; 3; 4.5$ ГэВ [6] для продуктов, зарегистрированных под углами $\theta = 50^\circ, 90^\circ, 120^\circ$ также показали независимость значения τ от угла регистрации в пределах экспериментальных ошибок.

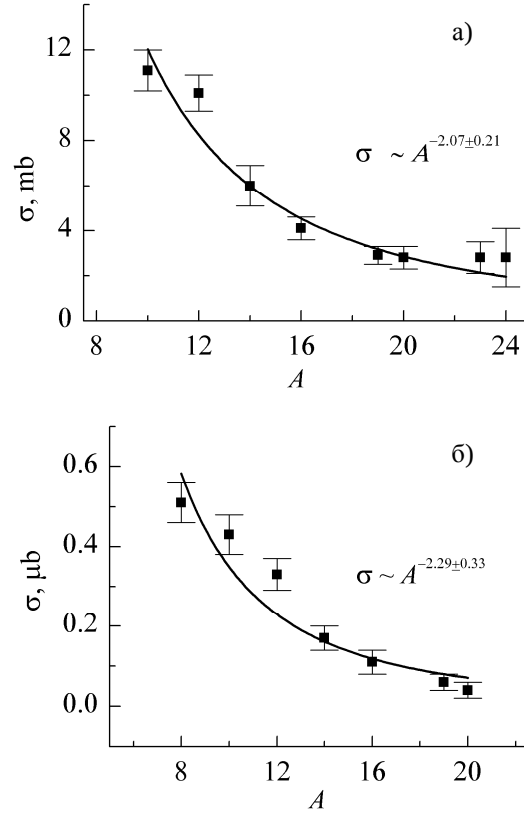


Рис.2. (а) Зависимость сечений взаимодействия от массового числа мишени для реакции $p+\text{Au}$; (б) Зависимость сечений взаимодействия от массового числа мишени для реакции $e+\text{Au}$.

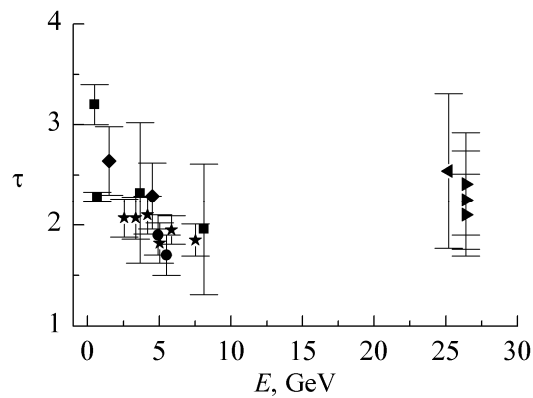


Рис.3. Зависимость τ от энергии начальной частицы: ■ – $p + {}^{112}\text{Sn}$,
 ◆ – $e + \text{Au}$, ★ – $p + \text{Au}$, ● – $p + \text{U}$, ▲ – $p + \text{Ag}$, ◀ – ${}^{12}\text{C} + \text{Ag}$, ▶ – ${}^{12}\text{C} + \text{Sn}$.

Во многих работах рассматривается зависимость параметра τ от энергии начальной частицы или от температуры фрагментирующей системы [3,5,9,10,13,24]. На рис.3 приведены значения τ в зависимости от энергии начальной частицы для фрагментов, зарегистрированных разными методами: наведенной активности [16-18] и прямым методом $\Delta E - E$ [5,6]. Значения τ взяты из таблиц 1,2 ($p + \text{Sn}$; $p + \text{Au}$; $e + \text{Au}$; $\text{C} + \text{Sn}$; $\text{C} + \text{Ag}$) и из работы [3]. Из рисунка видно, что при энергии 6-7 ГэВ наблюдается минимум. Прохождение функции $\tau(E_{\text{нач}})$ начальной частицы через минимальное значение может свидетельствовать о достижении условий фазового перехода [24]. Такая зависимость не противоречит предсказаниям статистической модели мультифрагментации [14,15].

3. Заключение

Таким образом, при проведении систематизации сечений фрагментов промежуточной массы, образованных в результате p , d , C индуцированных реакций при различных налетающих энергиях, выявлены следующие закономерности:

1. Наблюдается степенная зависимость сечений образования фрагментов от массовых и зарядовых чисел фрагментов.
2. При фазовом переходе “жидкость–газ” значения τ меняются от 2 до 3.
3. В зависимости от энергии налетающей частицы значение τ проходит через минимум при $E_{\text{нач}} \sim 6 - 7$ ГэВ.
4. При высоких энергиях налетающих частиц ($E > 2$ ГэВ) значения τ не зависят от угла регистрации фрагмента.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.E.Fonn et al. Phys. Rev. Lett., **49**, 1321 (1982).
2. C.B.Chitwood et al. Phys. Lett., **289**, 1313 (1983).
3. A.D.Panagiotou, M.W.Carton, H.Toko, et al. Phys. Rev. Lett., **52**, 496 (1984).
4. A.Gaidas et al. Phys. Rev. Lett., **42**, 820 (1979).
5. В.В.Авдейчиков, А.И.Богданов, и др. Ядерная физика, **48**, 1736 (1988).
6. G.E.Markaryan, A.M.Aivazyan, A.V.Badalyan. J. Phys. Nucl. Part., **25**, L101, (1999).
7. G.E.Markaryan. Fizika B (Zagreb), **16**, 49 (2007).
8. S.J.Yenello, K.Kwiatkowski, E.C.Pollaco, et al. Phys. Rev. C, **48**, 1092 (1993).
9. J.B.Elliott, L.G.Moretto, L.Phair, et al. Phys. Rev. Lett., **85**, 1194 (2000).
10. J.B.Elliott, L.G.Moretto, L.Phair, et al. Phys. Rev. Lett., **88**, 042701-1 (2002).
11. M.E.Fisher. Physics (N.Y.), **3**, 255 (1967).
12. В.А.Карнаухов и др. Ядерная физика, **62**, 272 (1999).
13. В.А.Карнаухов. ЭЧАЯ, **37/2**, 313 2006.
14. A.S.Botvina et al. Nucl. Phys A, **584**, 737 (1995).
15. J.P.Bandorf, A.S.Botvina, et al. Phys. Rep., **257**, 133 (1995).
16. А.С.Данагулян, И.Адам, А.Р.Балабекян и др. Ядерная физика, **63**, 204 (2000).
17. А.Р.Балабекян, А.С.Данагулян, Дж.Дрноян и др. Ядерная физика, **69**, 1520 (2006).

18. **N.T.Porile, G.D.Cole, C.R.Rudy.** Phys. Rev. C, **19**, 2288 (1979).
19. **В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев.** Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М., Атомиздат, 1972.
20. **G.D.Westfall et al.** Phys. Rev. C, **17**, 1368 (1978).
21. **A.M.Poskanzer, G.W.Butler, E.K.Hyde.** Phys. Rev. C, **3**, 882 (1974).
22. **N.T.Porile et al.** Phys. Rev. C, **39**, 1914 (1989).
23. **S.J.Yenello et al.** Phys. Lett. B, **246**, 26 (1990).
24. **A.D.Panagiotou, M.W.Curtin, D.K.Scott.** Phys. Rev. C, **31**, 55 (1985).

ՄԻՋԱՆԿՅԱԼ ԶԱՆԳՎԱԾԱՅԻՆ ԹՎՈՎ ՖՐԱԳՄԵՆՏՆԵՐԻ ՀԱՄԱԿԱՐԳՈՒՄԸ

Ա.Ս. ԴԱՆԱԳՈՒԼՅԱՆ, Գ.Հ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Տ.Մ. ԲԱԽՇԻՅԱՆ

Քննարկված է ֆրագմենտների առաջացման կտրվածքների աստիճանական կախվածությունը ֆրագմենտի զանգվածային թվից և կարգաթվից՝ $\sigma(A_f) \sim A_f^{-\tau}$, $\sigma(Z_f) \sim Z_f^{-\tau}$: Որոշված են ներմուծված ակտիվության և $\Delta E - E$ մեթոդներով գրանցված ֆրագմենտների համար պարամետրի արժեքները: Ցույց է տրված, որ “հեղուկ-գազ” փուլային անցման դեպքում τ -ն փոխվում է 2–3 տիրույթում: Եզրակացվել է, որ փնջի բարձր էներգիաների դեպքում τ -ն չունի անկյունային կախվածություն ֆրագմենտի գրանցման ուղղության նկատմամբ: Սկզբնական փնջի էներգիայի մեծացման դեպքում τ -ն ունի մինիմում ($E_{\text{init}} \sim 6-7$ ԳԷՎ), որը հանդիսանում է “կրիտիկական վարքագիծ”, ինչպես կանխատեսվում է մոդելներով:

SYSTEMATIZATION OF INTERMEDIATE-MASS FRAGMENTS

A.S. DANAGULYAN, G.H. HOVHANESYAN, T.M. BAKHSHIYAN

The power law dependence of cross-sections of intermediate-mass fragments $\sigma(A_f) \sim A_f^{-\tau}$ or $\sigma(Z_f) \sim Z_f^{-\tau}$ is considered. The values of parameter τ for fragments measured by $\Delta E - E$ and induced activity methods are determined. It is shown that τ changes in the range from 2 to 3 at “liquid–gas” phase transition. It is concluded that the parameter τ is independent of the registration angle. The value of τ goes through the minimum at $E_{\text{init}} \sim 6-7$ GeV which is typical for the “critical behavior” predicted by the models.