

УДК 539.173

ПРОЯВЛЕНИЕ ПРИЗНАКОВ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ЖИДКОСТЬ–ГАЗ ПРИ ЭЛЕКТРООБРАЗОВАНИИ ФРАГМЕНТОВ НА ЯДРАХ ^{197}Au

Г.Е. МАРКАРЯН, Г.В. БАДАЛЯН, Д.М. БЕГЛАРЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 15 ноября 2004 г.)

Проведен анализ энергетических спектров и зарядовых выходов фрагментов ($5 < Z_F < 12$), полученных в реакции $e + ^{197}\text{Au} \rightarrow F + X$, при энергии налетающих электронов 1.5, 2, 3 и 4.5 ГэВ. Анализ указывает на наличие корреляции между уменьшением выхода фрагмента и увеличением его кулоновской энергии при возрастании заряда фрагмента. На основе этой корреляции, для всех энергий электронов получены значения для температуры фрагментирующей системы. Используя эти значения, показано, что в реакции проявляется тепловой скейлинг, согласующийся с капельной моделью Фишера для ядерного фазового перехода жидкость–газ. С помощью этой модели получены значения коэффициента поверхностной энергии при нулевой температуре, критического показателя, характеризующего отношение размерности поверхности к размерности объема, а также сделана оценка критической температуры T_c .

Образование фрагментов промежуточных масс (ФПМ: $2 < Z_F < 20$) в реакциях взаимодействия энергичных налетающих частиц с ядрами является предметом интенсивного экспериментального и теоретического изучения в течение последних ~ 20 лет [1-26]. Основываясь на особенностях образования ФПМ при достаточно высоких энергиях возбуждения (>2 МэВ/нуклон), в эти годы были предложены принципиально новые теоретические подходы для выяснения механизма развала возбужденных ядер (см., например, обзоры [25,26] и ссылки в них). По-видимому, наибольшее внимание привлекла идея о возможном осуществлении в нагретой ядерной материи фазового перехода жидкость–газ [1-4]. Эта идея стимулировала проведение исследований по поиску убедительных указаний на осуществление ядерного фазового перехода, которые продолжают по настоящее время [12-15]. Наряду с исследованиями на ионных пучках, проводятся исследования образования ФПМ в реакциях взаимодействия с ядрами легких релятивистских частиц (p , π и т.д.) [8,9,12-15,20-24]. Хотя наиболее эффективно возбуждение ядра достигается в реакциях столкновения тяжелых ионов с ядрами, однако в этом случае нагрев сопровождается сжатием и вращением ядра, что сильно затрудняет выделение эффектов, обусловленных чисто термодинамическими процессами

[8]. Эти проблемы отсутствуют при фрагментации ядер легкими налетающими частицами. Кроме того, анализ получаемых результатов в этом случае облегчается из-за испускания фрагментов только из источника (или источников), относящегося к ядру мишени. Эти преимущества дают возможность более надежно изучать т.н. тепловую мультифрагментацию ядер. Так, например, недавно в исследованиях взаимодействия энергичных (~ 8 ГэВ) легких налетающих частиц (π^- , p) с ядрами золота были получены результаты, указывающие на осуществление в этих реакциях тепловой мультифрагментации и ядерного фазового перехода жидкость-газ [12-15]. В последнее время значительное внимание уделяется также выяснению наблюдаемого при образовании ФПМ теплового скейлинга [14-17], который состоит в том, что выход фрагмента зависит от температуры фрагментирующей системы, согласно выражению $Y(A) \sim \exp(-B/T)$, где B – “барьер”, зависящий от массового числа A фрагмента. Для изучения тепловой мультифрагментации и теплового скейлинга также подходят электроны и фотоны высоких (>1 ГэВ) энергий. К сожалению, исследований по фрагментации ядер энергичными электронами или фотонами проводится слишком мало [20-24].

В нашей предыдущей работе [21] был проведен анализ энергетических спектров, полученных на Ереванском синхротроне в инклюзивной реакции образования ФПМ ($4 \leq Z_F \leq 10$) под углами 50° , 90° и 120° , при взаимодействии электронов с энергией 1.5 – 4.5 ГэВ с ядрами ^{197}Au . Проведенный анализ показал, что измеренные фрагменты изотропно испускаются из движущегося источника, размеры которого существенно меньше ($\sim 50 - 60$ нуклонов) ядра мишени. Для всех энергий налетающих электронов были получены значения для скорости источника, кулоновских энергий фрагментов, сечений образования фрагментов под указанными углами, а также оценены полные сечения их образования. В настоящей работе проводится анализ полученных результатов с целью выявления признаков, указывающих на механизм образования рассматриваемых фрагментов в исследуемой реакции.

Как было показано [21], полученные нами энергетические спектры фрагментов имеют форму максвелл-болцмановского распределения по кинетической энергии, аналогичную спектрам ФПМ, полученным на протонных и ионных пучках [1-5,11,19]. На рис.1а показаны спектры фрагментов Be-Mg под углом 90° в лабораторной системе при энергии налетающих электронов 4.5 ГэВ. Обычно для лучшего визуального рассмотрения спектров используются некоторые масштабные коэффициенты. Так, например, на рис.1а дифференциальные сечения каждого фрагмента начиная с бора уменьшены в 10 раз по сравнению с предыдущим фрагментом с меньшим Z . Однако представляет интерес совместное рассмотрение спектров без использования масштабных коэффициентов. На рис.1b рассматриваемые спектры показаны без использования масштабных коэффициентов. Обращает на себя внимание тот факт, что в лабораторной системе имеет место наложение высокоэнергетических частей спектров различных фрагментов друг на друга, при-

чем для фрагментов с $Z > 5$ такое наложение начинается непосредственно с максимумов спектров, которые располагаются приблизительно на одной прямой. Расположение максимумов спектров приблизительно на одной прямой также видно из рассмотрения рис. 1а. Таким образом, в лабораторной системе наблюдается экспоненциальный характер спада максимумов дифференциальных сечений с ростом Z фрагмента.

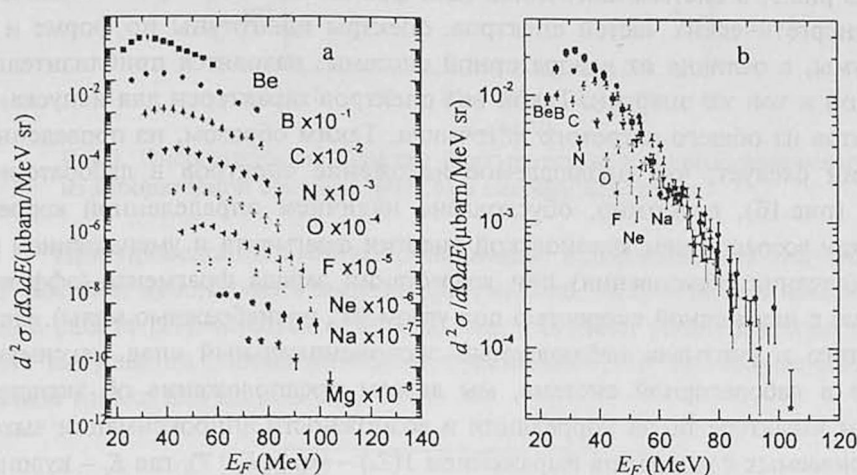


Рис.1. Энергетические спектры фрагментов Be-Mg в лабораторной системе под углом 90° , при энергии налетающих электронов 4.5 ГэВ: а) спектры представлены с использованием масштабных коэффициентов, указанных на рисунке; б) спектры представлены без использования масштабных коэффициентов.

Аналогичная картина наблюдается и для других измеренных углов и энергий налетающих электронов. Наложение высокоэнергетических частей спектров ФПМ в лабораторной системе ранее отмечалось в работе по образованию фрагментов в реакции взаимодействия протонов с энергией 5.5 ГэВ с мишенью ^{238}U [19]. На первый взгляд, такое наложение кажется странным, так как дифференциальные сечения фрагментов, отличающихся по выходу почти на порядок [21], для этих частей спектров в пределах экспериментальных ошибок совпадают. Для выяснения причины такого наложения мы провели преобразование спектров из лабораторной системы в систему источника, испускающего фрагменты. При этом использовались значения скорости источника и кулоновских энергий фрагментов, полученные в нашей предыдущей работе [21]. Следует отметить, что преобразование проводилось после вычитания вклада кулоновской энергии из кинетической энергии фрагмента в лабораторной системе, что соответствует предполагаемому тепловому характеру испускания фрагментов в системе источника [5]. На приводимых ниже рис.2 и 3 иллюстрируется характер испускания фрагментов в исследуемой реакции. На рис.2а в качестве типичного примера показаны энергетические спектры бора в лабораторной системе под углами 50° , 90° и 120° , при энергии налетающих электронов 3 ГэВ, а на рис.2б эти же спектры, после проведен-

ного преобразования, показаны в системе источника. Как видно из рис.2б, в системе источника спектры под разными углами практически совпадают. Аналогичная картина наблюдается и для других фрагментов и энергий налетающих электронов, что указывает на изотропность испускания фрагментов в системе источника. На рис.3 показаны спектры фрагментов Be-Na после их преобразования из лабораторной системы (рис.1б) в систему источника. Как видно из рис.3, в системе источника (для фрагментов с $Z > 5$) нет наложения высокоэнергетических частей спектров, спектры идентичны по форме и их максимумы, в отличие от лабораторной системы, находятся приблизительно при одной и той же энергии. Такой вид спектров характерен для испускания фрагментов из общего нагретого источника. Таким образом, из проведенных сравнений следует, что наблюдаемое наложение спектров в лабораторной системе (рис.1б), возможно, обусловлено наличием определенной корреляции между возрастанием кулоновской энергии фрагмента и уменьшением его выхода (сечения образования) при возрастании заряда фрагмента (эффекты, связанные с переносной скоростью под углом 90° , пренебрежимо малы). Исходя из этого и учитывая наблюдаемый экспоненциальный спад максимумов спектров в лабораторной системе, мы делаем предположение об экспоненциальном характере такой корреляции и возможности аппроксимации выхода рассматриваемых фрагментов выражением $Y(Z_F) \sim \exp(-E_c/T)$, где E_c – кулоновская энергия фрагмента, T – некоторый параметр. Для проверки этого предположения мы аппроксимировали зависимость сечений образования фрагментов ($Z_F > 5$, $\theta = 90^\circ$) от соответствующих кулоновских энергий выражением

$$d\sigma/d\Omega = N \exp(-E_c/T), \quad (1)$$

где N – нормировочная константа, T – свободный параметр.

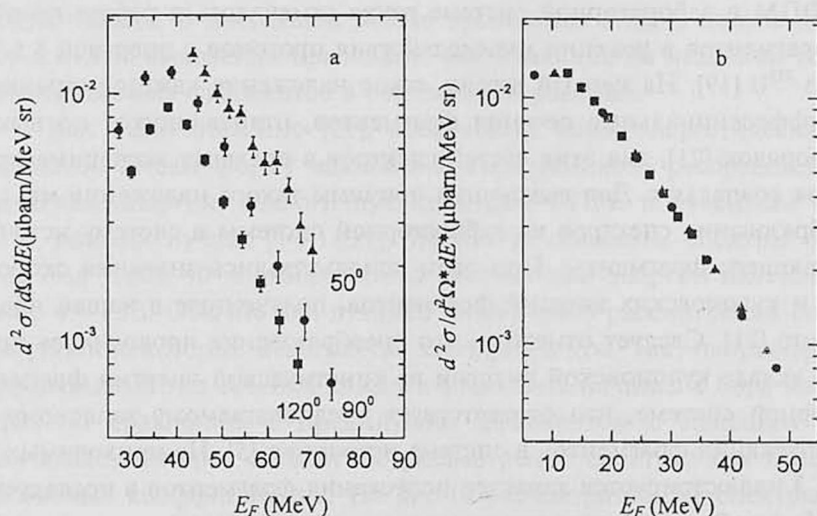


Рис.2. Энергетические спектры бора при энергии налетающих электронов 3 ГэВ: а) – в лабораторной системе под углами 50° , 90° и 120° ; б) те же спектры, преобразованные из лабораторной системы в систему источника.

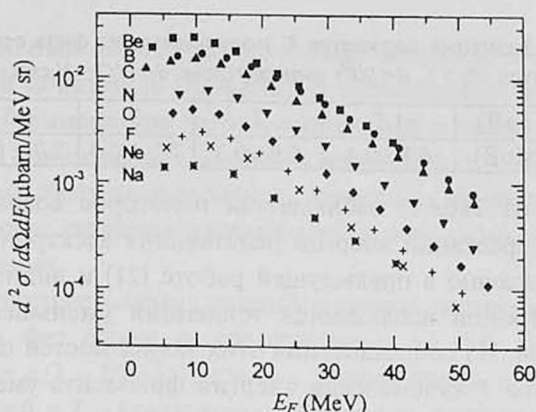


Рис.3. Энергетические спектры фрагментов Be-Na, преобразованные из лабораторной системы (рис.1b) в систему источника.

При проведении этой аппроксимации использовались значения сечений $d\sigma/d\Omega$ и кулоновских энергий фрагментов, полученные в нашей предыдущей работе [21]. Следует отметить, что, учитывая установленную изотропность испускания рассматриваемых фрагментов [21], достаточно проведение анализа только для одного угла 90° .

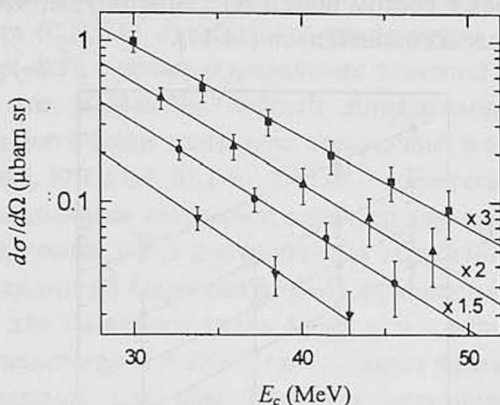


Рис.4. Зависимость сечений образования фрагментов ($Z_F > 5$, $\theta = 90^\circ$) от соответствующих кулоновских энергий фрагментов в лабораторной системе, для энергий налетающих электронов 1.5 - 4.5 ГэВ: ($\blacksquare$) $E_c = 4.5$ ГэВ, сечения фрагментов (C - Na) умножены на 3; ($\blacktriangle$) $E_c = 3$ ГэВ, сечения фрагментов (C - Ne) умножены на 2; ($\bullet$) $E_c = 2$ ГэВ, сечения фрагментов (C - F) умножены на 1.5; ($\blacktriangledown$) $E_c = 1.5$ ГэВ, сечения фрагментов (C - O). Сплошными линиями показаны результаты фита, описанного в тексте.

На рис.4 показана зависимость сечений образования фрагментов ($Z_F > 5$, $\theta = 90^\circ$) от соответствующих кулоновских энергий фрагментов и аппроксимация этой зависимости выражением (1). Как видно из рисунка, для всех энергий налетающих электронов выражение (1) хорошо аппроксимирует рассматриваемую зависимость и из проведенного фита для параметра T были получены значения, представленные в Табл.1.

Табл.1. Значения параметра T , полученные из фита сечений фрагментов ($Z_F > 5$, $\theta = 90^\circ$) выражением: $d\sigma/d\Omega = N \exp(-E_c/T)$.

E_c (ГэВ)	1.5	2	3	4.5
T (МэВ)	6.3 ± 0.4	6.8 ± 0.3	7.3 ± 0.3	7.7 ± 0.3

Как видно из Табл.1, наблюдается некоторое возрастание значений параметра T при возрастании энергии налетающих электронов. С другой стороны, как было показано в предыдущей работе [21] и видно из рис.4, с ростом энергии электронов наблюдается тенденция уменьшения кулоновских энергий фрагментов. Из сопоставления этих зависимостей следует, что с возрастанием параметра T кулоновская энергия фрагмента уменьшается. Также следует отметить, что экспонента в выражении (1) имеет вид больцмановского множителя для заданной температуры. Учитывая все эти факторы, можно предположить, что параметр T в выражении (1) является температурой источника, испускающего фрагменты. Принимая полученные значения для T в качестве температуры источника, для каждого фрагмента были построены т.н. графики Аррениуса, т.е. зависимость логарифма выхода фрагмента от обратной температуры ($1/T$). На рис.5 такая зависимость показана для фрагментов C, N, O и F. Как видно из рисунка, для каждого фрагмента наблюдается линейный спад его выхода с ростом обратной температуры, что является характерным признаком теплового скейлинга [14-17].

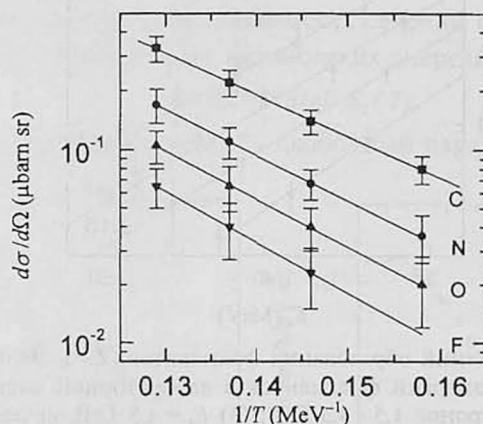


Рис.5. Зависимость сечений образования фрагментов C, N, O, F под углом 90° от обратной температуры (графики Аррениуса). В качестве температуры использовались значения параметра T , полученные для энергий налетающих электронов 1.5, 2, 3 и 4.5 ГэВ. Сплошными линиями показаны результаты фита, описанного в тексте.

Тепловой скейлинг присущ статистическим моделям и, в частности, он присутствует в капельной модели Фишера [15,27], согласно которой в случае фазового перехода жидкость-газ в ядерной материи выход фрагмента с числом нуклонов A дается выражением

$$Y(A) = Y_0 A^{-\tau} \exp(A \Delta\mu/T - c A^\sigma/T), \quad (2)$$

где Y_0 – нормировочная константа, зависящая только от значения показателя τ , τ – критический показатель Фишера, не зависящий от температуры и равный ~ 2 [6,27], T – температура фрагментирующей системы, $\Delta\mu = \mu_g - \mu_l$ – разность химических потенциалов газовой и жидкой фаз, c – плотность свободной поверхностной энергии фрагмента, зависящая от температуры, σ – критический показатель, характеризующий отношение размерности поверхности к размерности объема.

В области сосуществования жидкой и газовой фаз химические потенциалы газовой и жидкой фаз равны и, следовательно, $\Delta\mu = 0$. В этой области при параметризации $c = c_0(1 - T/T_c)$ [15], где c_0 – коэффициент поверхностной энергии при температуре $T=0$, а T_c – критическая температура, выражение (2) для заданного фрагмента принимает вид, характерный для теплового скейлинга:

$$Y(A) \sim \exp(-c_0 A^\sigma / T), \quad (3)$$

где $B = c_0 A^\sigma$ – “барьер” выхода фрагмента.

Так как в исследуемой реакции, по крайней мере для фрагментов с $Z > 5$, наблюдается проявление теплового скейлинга (рис.5), то интересно его сравнить с тепловым скейлингом в капельной модели Фишера. Сравнение проводилось следующим образом. Сначала полученная зависимость выхода каждого фрагмента (C,N,O,F) от обратной температуры фитировалась выражением $d\sigma/d\Omega = N \exp(-B/T)$, с целью определения значений для “барьеров” B . Как видно из рис.5, это выражение хорошо аппроксимирует рассматриваемые зависимости и из фита были получены следующие значения для “барьеров” B : 49.2 ± 0.7 , 53.9 ± 0.6 , 57.1 ± 0.8 , 61.1 ± 0.7 МэВ, соответственно, для фрагментов C,N,O,F. Затем, предполагая степенной характер зависимости “барьеров” от A фрагмента, эти значения для B фитировались выражением $B = c_0 A^\sigma$. Так как в исследуемой реакции не было разделения фрагментов по изотопам, то при проведении фита для массового числа фрагмента A использовались значения, определяемые выражением $A = 2Z + 1$, где Z – заряд фрагмента. Это выражение учитывает наблюдаемое при фрагментации ядер преобладание выхода из тяжелых ядер нейтронно-избыточных изотопов, по сравнению с нейтронно-дефицитными изотопами фрагментов [2,3,19]. В результате проведенного фита для c_0 и σ были получены значения $c_0 = 11.8 \pm 0.8$ МэВ, $\sigma = 0.56 \pm 0.03$, которые близки к ожидаемым и согласуются с приводимыми в других работах [14,15]. Так, например, полученное для c_1 значение находится в диапазоне значений, используемых в капельной модели ядра, а значение для σ близко к значению $2/3$, ожидаемому для трехмерных сферических систем и обычно применяемому в расчетах по модели фазового перехода [3,4,6,18]. Таким образом, полученные из наших данных значения для c_0 и σ указывают на то, что тепловой скейлинг, проявляющийся в исследуемой реакции, согласуется с ожидаемым по капельной модели Фишера. Это дает основание использовать выражение (2) для анализа полученных нами зарядовых выходов фрагментов.

На рис.6 показаны зарядовые выходы фрагментов ($Z \geq 4$) под углом 90°

для энергий налетающих электронов 1.5 – 4.5 ГэВ. Как видно из рисунка, сечения фрагментов, начиная с углерода, линейно падают с ростом Z фрагмента. Следует отметить, что отклонение от линейной зависимости для фрагментов бериллий, бор также наблюдалось во многих работах по фрагментации ядер протонами и ионами [3,5,8-12]. Заниженный выход Ве, по-видимому, обусловлен распадом нестабильного изотопа ${}^8\text{Be}$ [12,15]. Линейный спад сечений фрагментов ($Z > 5$) хорошо аппроксимируется степенной функцией

$$d\sigma/d\Omega = nZ_F^{-\tau'(T)}, \quad (4)$$

где $\tau'(T)$ – т.н. эффективный показатель, учитывающий все факторы зависимости выхода фрагментов от температуры фрагментирующей системы.

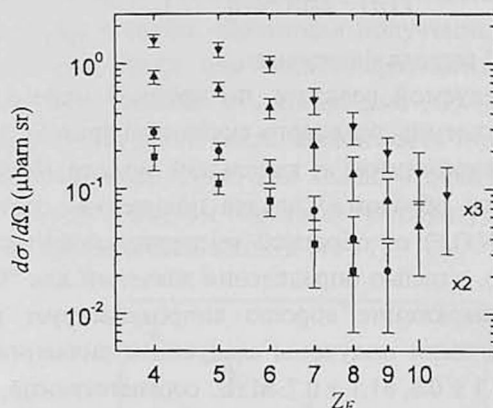


Рис. 6. Зарядовые выходы фрагментов ($Z \geq 4$, $\theta = 90^\circ$) для энергий налетающих электронов 1.5-4.5 ГэВ; (■) $E_e = 1.5$ ГэВ; (●) $E_e = 2$ ГэВ; (▲) $E_e = 3$ ГэВ, сечения умножены на 2; (▼) $E_e = 4.5$ ГэВ, сечения умножены на 3.

На рис. 7 показаны полученные из фита значения для τ' в зависимости от энергии налетающих электронов. Как видно из рисунка, τ' уменьшается с ростом энергии электронов. Уменьшение τ' с ростом энергии налетающих частиц наблюдалось во многих работах по образованию ФПМ [2-4,8-12] и согласуется с капельной моделью Фишера [27]. Относительно высокие полученные значения для $\tau' (\sim 4)$ могут указывать, согласно этой модели, на образование рассматриваемых фрагментов при температурах существенно ниже критической температуры T_c . В критической точке (при температуре $T = T_c$), наряду с равенством химических потенциалов жидкой и газовой фаз ($\Delta\mu = 0$), свободная поверхностная энергия капли (фрагмента) обращается в нуль и выражение (2) для выхода фрагментов принимает вид

$$Y(A) = Y_0 A^{-\tau}, \quad (5)$$

где τ – критический показатель Фишера, который, в отличие от τ' , не зависит от температуры и равен ~ 2 .

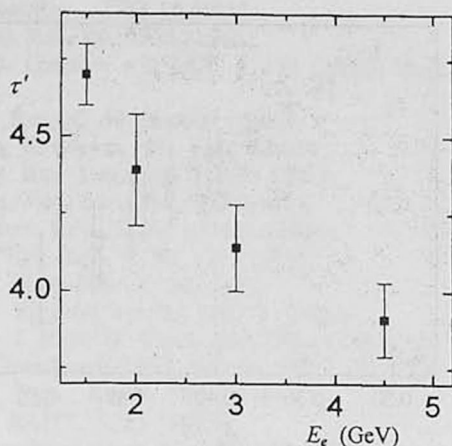


Рис.7. Зависимость показателя τ' от энергии налетающих электронов, при аппроксимации зарядовых выходов фрагментов, начиная с углерода, степенной функцией $d\sigma/d\Omega = n Z_F^{-\tau'}$.

Оценки критической температуры, полученные в экспериментальных и теоретических работах по фрагментации ядер, охватывают довольно широкий интервал значений: 5 – 20 МэВ [2-4,12-15]. Поэтому интересно также получить оценку критической температуры из наших данных. С этой целью, для всех энергий электронов, был проведен анализ зарядовых выходов фрагментов ($Z > 5$, $\theta = 90^\circ$) в рамках капельной модели Фишера с использованием выражения (2) при $\Delta\mu = 0$ и параметризации $c = c_0(1 - T/T_c)$. При этом использовались полученные нами значения для c_0 , σ и T , а для критического показателя принималось значение $\tau = 2$. В результате проведенного анализа была получена оценка критической температуры $T_c \sim 18$ МэВ, приблизительно одинаковая для всех энергий налетающих электронов. Следует отметить, что полученная оценка близка к значению для T_c , недавно полученному в работе [12], а также к теоретическим оценкам этой температуры.

Используя эту оценку $T_c \sim 18$ МэВ, были определены значения параметра $\varepsilon = (1 - T/T_c)$, характеризующего меру удаленности фрагментирующей системы от критической точки, и построена зависимость приведенного выхода фрагментов от приведенной температуры [15], которая показана на рис.8. По оси ординат отложены приведенные сечения образования фрагментов под углом 90° ($d\sigma/d\Omega/A^{-1}$), а по оси абсцисс – приведенная температура ($A^\varepsilon\varepsilon/T$). Как видно из рисунка, приведенные сечения для всех фрагментов ($Z_F > 5$) и энергий налетающих электронов, в зависимости от значений приведенной температуры, лежат на одной прямой, в соответствии с капельной моделью Фишера для фазового перехода жидкость–газ в области сосуществования фаз. Эта прямая представляет собой линию сосуществования фаз [15], а наклон определяет коэффициент поверхностной энергии при нулевой температуре c_0 , который равен найденному нами значению $c_0 \sim 12$ МэВ.

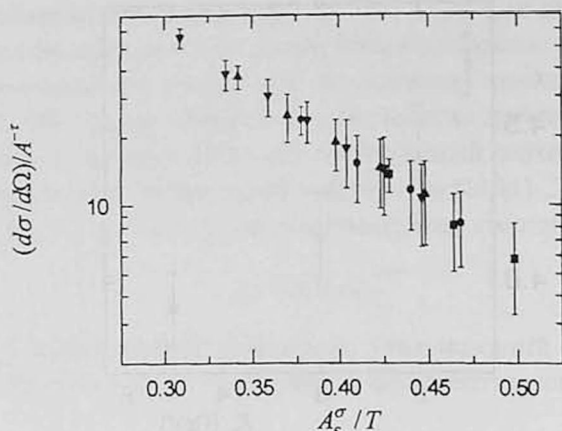


Рис.8. Зависимость приведенных сечений образования фрагментов ($Z_F > 5$, $\theta = 90^\circ$, $E_e = 1.5, 2, 3$ и 4.5 ГэВ) от соответствующих значений приведенной температуры: ($\blacksquare$) $E_e = 1.5$ ГэВ; ($\bullet$) $E_e = 2$ ГэВ; ($\blacktriangle$) $E_e = 3$ ГэВ; ($\blacktriangledown$) $E_e = 4.5$ ГэВ.

Таким образом, анализ энергетических спектров и зарядовых выходов фрагментов ($5 < Z_F$) в реакции $e + {}^{197}\text{Au} \rightarrow F + X$ ($E_e = 1.5 - 4.5$ ГэВ) указывает на наличие корреляции между уменьшением выхода фрагмента и возрастанием его кулоновской энергии при возрастании заряда фрагмента. На основе этой корреляции, для всех энергий электронов получены значения температуры фрагментирующей системы. Используя эти значения, показано, что в реакции проявляется тепловой скейлинг, согласующийся с капельной моделью Фишера. Применяя эту модель, получены значения коэффициента поверхностной энергии при нулевой температуре $c_0 = 11.8 \pm 0.8$ МэВ, критического показателя, характеризующего отношение размерности поверхности к размерности объема, $\sigma = 0.56 \pm 0.03$, а также получена оценка критической температуры $T_c \sim 18$ МэВ. Полученные результаты не противоречат возможности образования рассматриваемых фрагментов согласно капельной модели Фишера для ядерного фазового перехода жидкость–газ.

Авторы признательны проф. Г.В.Вартапетяну за интерес к этой работе, Г.М.Айвазяну, В.Н.Арутюняну, Г.Г.Зограбяну, М.А.Микаэляну и Я.Д.Нерсисяну за участие в измерениях на ускорителе и помощь при обработке экспериментальных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.E.Finn et al. Phys. Rev. Lett., **49**, 1321 (1982).
2. A.S.Hirsh et al. Phys. Rev., C **29**, 508 (1984).
3. N.T.Porile et al. Phys. Rev., C **39**, 1914 (1989).
4. A.D.Panagiotou et al. Phys. Rev., C **36**, 53 (1985).
5. D. J.Fields et al. Phys. Rev., C **30**, 1912 (1984).
6. L.P.Csernai and J.I.Kapusta. Phys. Rep., **131** (1986).
7. J.Aichelin and J.Hufner. Phys. Lett., B **136**, 15 (1984).
8. V.A.Karnauehov et al. ЯФ, **62**, 272 (1999).
9. S.P.Avdeev et al. ЯФ, **64**, 1628 (2001).

10. S.J.Yenello et al. Phys. Rev., C **48**,10 (1993).
11. V.V.Avddeichikov et al. ЯФ, **48**, 1736 (1988).
12. V.A.Karnauchov et al. Письма в ЭЧАЯ, **4**, 113 (2002); Phys. Rev., C **67**, P011601 (R) (2003).
13. T. Lefort et al. Phys. Rev., C **64**, 064603 (2001).
14. J.B.Elliott et al. Phys. Rev. Lett., **85**, 1194 (2000).
15. J.B.Elliott et al. Phys. Rev. Lett., **88**, 042701 (2002).
16. L.Beaulieu et al. Phys. Rev. Lett., **81**, 770 (1998).
17. L.G.Moretto et al. Phys. Rev., C **60**, 031601 (1999).
18. A.L.Goodman et al. Phys. Rev., C **30**, 127 (1984).
19. A.M.Poskanzer et al. Phys. Rev., C **30**, (882).
20. G.E.Markaryan et al. Preprint YerPhI **143**(1) (1995).
21. G.E.Markaryan et al. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., **25**, L101 (1999).
22. Г.М.Айвазян и др. Препринт ЕФИ, **857**(8), **859** (10) (1986).
23. S.Liberto et al. Nucl. Phys., A **296**, 519 (1978).
24. Р.А.Астабатьян и др. ВАНТ, **5**, 65 (1991).
25. W.G.Lynch. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., **37**, 493 (1987).
26. J.Richert and P.Wagner. Phys. Rep., **350**, 1 (2001).
27. M.E.Fisher. Physics (N.-Y.), **3**, 255 (1967).

**¹⁹⁷Au ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻ ՎՐԱ ՖՐԱԳՄԵՆՏՆԵՐԻ ԷԼԵԿՏՐՈՆՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ
ՀԵՂՈՒԿ-ԳԱԶ ՓՈՒԼԱՅԻՆ ԱՆՑՄԱՆ ՆՇԱՆՆԵՐԻ ԴՐՍԵՎՈՐՈՒՄԸ**

Գ.Ե. ՄԱՐԿԱՐՅԱՆ, Հ.Վ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ, Զ.Մ. ԲԵԳԼԱՐՅԱՆ

Վերլուծված են $e + {}^{197}\text{Au} \rightarrow F + X$ ռեակցիայիում 1.5, 2, 3 և 4.5 ԳէՎ էներգիայի էլեկտրոններով ստացված ($5 < Z_F < 12$) ֆրագմենտների էներգիական սպեկտրները և լիցքային ելքերը: Վերլուծությունը ցույց է տալիս ֆրագմենտների լիցքի մեծացման ժամանակ կորելյացիայի առկայություն ֆրագմենտի ելքի նվազման և նրա կոլոնյան էներգիայի միջև: Այդ կորելյացիայի հիման վրա էլեկտրոնների բոլոր էներգիաների համար ստացված են ֆրագմենտացվող սխտեմի ջերմաստիճանի արժեքները: Օգտագործելով վերջինները, ցույց է տրված, որ ռեակցիայում դրսևորված է ջերմային սկեյլինգ, որը համաձայնվում է հեղուկ-գազ միջուկային փուլային անցման համար Ֆիշերի կաթիլային մոդելի հետ: Օգտագործելով այդ մոդելը, ստացվել են արժեքներ զրոյական ջերմաստիճանի դեպքում մակերևութային էներգիայի գործակցի համար, մակերևութի և ծավալի չափողականությունների հարաբերությունը բնութագրող կրիտիկական ցուցչի համար, ինչպես նաև արվել է կրիտիկական ջերմաստիճանի գնահատականը:

**INDICATIONS OF LIQUID-GAS PHASE TRANSITION
IN ELECTROPRODUCTION OF FRAGMENTS ON ¹⁹⁷AU NUCLEI**

G.E. MARKARYAN, H.V. BADALYAN, D.M. BEGLARYAN

The energy spectra and the fragment charge yields ($5 < Z_F < 12$) obtained in the reaction $e + {}^{197}\text{Au} \rightarrow F + X$ at incident electron energies 1.5, 2, 3, and 4.5 GeV are analyzed. The analysis indicates correlation between decrease in the fragment yield and increase in its Coulomb energy with increasing charge of the fragment. On the basis of this correlation, for all electron energies the values for the temperature of the fragmenting system are obtained. By using these values, it is shown that the reaction exhibits a thermal scaling in accordance with Fisher's droplet model for the nuclear liquid-gas phase transition. Applying this model, values of the zero-temperature surface energy coefficient, critical exponent, as well as an estimation of the critical temperature T_c are obtained.