

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P1-85-668

Н.Л.Горшкова, К.Г.Денисенко\*, О.В.Ложкин\*,  
Ю.А.Мурин\*

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ  
ПО ОБРАЗОВАНИЮ ЛЕГКИХ ЯДЕР  
В РЕЛЯТИВИСТСКИХ  $\alpha$  А-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
В РАМКАХ ОБОБЩЕННОЙ МОДЕЛИ КОАЛЕСЦЕНЦИИ

---

\* Радиевый институт им. В.Г.Хлопина,  
Ленинград

1985

## ВВЕДЕНИЕ

Феноменологические подходы, в том числе и модель коалесценции, являются весьма популярными для описания инклюзивных сечений образования легких ядер в нуклон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях<sup>/1/</sup>. Определение характеристик /размер, время жизни, температура и др./ источников сложных частиц, образующихся в таких реакциях, является одной из важных задач, связанных с изучением свойств системы адронов<sup>/2/</sup>.

В большинстве известных приложений модели коалесценции кинетическая энергия  $E_{A_f}$  регистрируемых фрагментов превышает

$A_f \cdot E_{Ferm}$ , где  $E_{Ferm}$  - энергия Ферми ядра-мишени,  $A_f$  - массовое число фрагмента /обычно  $A_f = 2-3$ /. Существует лишь несколько публикаций<sup>/3,4/</sup>, в которых делается попытка применить модель коалесценции для описания реакций, приводящих к образованию фрагментов с кинетическими энергиями в диапазоне  $E_{A_f} \leq A_f \cdot E_{Ferm}$  и зарядом  $Z_f > 2$ .

В настоящей работе используется модификация обобщенной модели коалесценции<sup>/4/</sup> для описания инклюзивных дифференциальных сечений образования  ${}^2_1\text{H}$ ,  ${}^3_2\text{He}$  и  ${}^6_3\text{Li}$  в диапазоне кинетической энергии фрагментов  $10 \div 50$  МэВ/нуклон в реакциях  $\alpha + A = F + X$  ( $A = \text{Au, Ag}$ ), энергия налетающих альфа-частиц  $E = 3,33$  ГэВ/нуклон.

Измерения дифференциальных сечений образования фрагментов выполнены на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ с использованием методики тонкой внутренней мишени и многодетекторных телескопов, результаты опубликованы в работах<sup>/5/</sup>.

### 1. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ОБОБЩЕННОЙ МОДЕЛИ КОАЛЕСЦЕНЦИИ

Сравнительно низкая кинетическая энергия рассматриваемых фрагментов и их большой заряд требуют учета кулоновского взаимодействия в конечном состоянии для описания измеренных дифференциальных сечений. В простейшем виде такой учет может быть осуществлен в рамках обобщенной модели коалесценции, впервые предложенной в работе<sup>/4/</sup>. В этом подходе образование легких ядер рассматривается как результат слияния /коалесценции/  $Z_f$  протонов и  $N_f$  нейтронов, происходящего на поверхности сферы, имеющей кулоновский потенциал  $E_c$  /относенный к одному протону/.

Условимся называть ненаблюдаемые спектры слипающихся нейтронов и протонов исходными. В рамках обобщенной модели коалесценции инвариантное дифференциальное сечение образования фрагмента определяется дифференциальными сечениями образования исходных нуклонов - протонов  $F_p$  и нейтронов  $F_n$ . По аналогии с результатами работы <sup>4/</sup> имеем для фрагмента с полной энергией  $E_f$ :

$$E_f \frac{d^3\sigma}{d^3p_{A_f}}(E_{A_f}) = \frac{1}{A_f^2 (1 - \frac{E_c}{E_p})^{Z_f/2} N_f |Z_f|} \left[ \frac{4\pi P_0^3}{3m\sigma_0} \right]^{A_f-1} F_n^{N_f}(E_n) F_p^{Z_f}(E_p), \quad /1/$$

где  $E_f \frac{d^3\sigma}{d^3p_{A_f}}$  - инвариантное сечение образования фрагмента;  $E_{A_f}$ ,

$E_n$ ,  $E_p$  - наблюдаемые кинетические энергии фрагмента, нейтрона и протона;  $A_f$ ,  $Z_f$ ,  $N_f$  - числа нуклонов, протонов и нейтронов, входящих в состав фрагмента;  $m$  - масса нуклона. Полное неупругое сечение реакции  $\sigma_0$  определяется по полуэмпирической формуле <sup>6/</sup>:

$$\sigma_0 (\text{фм}^2) = \pi(1,29)^2 \{ A_p^{1/3} + A_T^{1/3} - [1 - 0,028 \min(A_p, A_T)] \}^2, \quad /2/$$

где  $A_p$ ,  $A_T$  - массовые числа налетающего ядра и ядра-мишени соответственно.

Свободным параметром модели коалесценции является  $P_0$  - радиус сферы в пространстве импульсов, внутри которой происходит слияние нуклонов во фрагменты.

Обозначим кинетическую энергию исходного протона через  $T$ . В лабораторной системе отсчета для наблюдаемой кинетической энергии фрагмента, протона и нейтрона получаем соответственно:

$$E_A = A_f \cdot T - N_f \cdot E_c, \quad E_p = T, \quad E_n = T - E_c. \quad /3/$$

Физическая картина, лежащая в основе соотношений /1/ и /3/, предполагает образование заряженного источника исходных нуклонов в результате первичного взаимодействия. Слипание нуклонов на поверхности источника приводит к образованию сложных ядер - фрагментов. Фрагменты движутся в кулоновском поле источника. Влияние кулоновского поля учитывается поправкой  $(1 - E_c/E_p)^{Z_f/2}$  к стандартному степенному закону <sup>1/</sup>. Таким образом, кроме параметра  $P_0$  в модели возникает дополнительный параметр -  $E_c$ , характеризующий кулоновское поле источника нуклонов.

## 2. ОСОБЕННОСТИ СХЕМЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

Стандартный подход к вычислению дифференциальных сечений в рамках модели коалесценции обладает двумя существенными не-

достатками. Во-первых, из-за отсутствия данных по дифференциальным сечениям образования нейтронов обычно пренебрегают различием формы спектров нейтронов  $F_n$  и протонов  $F_p$ . При этом используются только протонные спектры, то есть полагается  $F_n \sim F_p^{1,4/}$ . Однако в действительности форма распределения нейтронов значительно отличается от формы распределения протонов <sup>7/</sup>. Во-вторых, наблюдаемые распределения протонов могут отличаться от спектров нуклонов, из которых происходит формирование фрагментов.

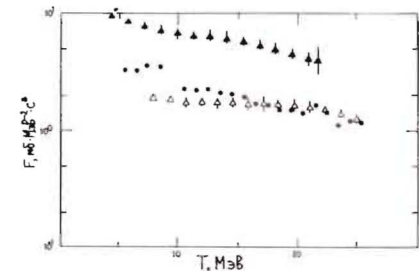
В предлагаемом подходе исходные спектры нуклонов  $F_n$  и  $F_p$  определялись из экспериментальных сечений образования изотопов  $^2,^3\text{H}$  и  $^3\text{He}$  с помощью формул /1/, /3/:

$$F_n = K_1 \cdot [ \mathcal{F}_{\text{экс}}(^3\text{H}) / \mathcal{F}_{\text{экс}}(^2\text{H}) ],$$

$$F_p = K_2 \cdot [ \mathcal{F}_{\text{экс}}(^3\text{He}) / \mathcal{F}_{\text{экс}}(^2\text{H}) ], \quad /4/$$

где  $K_1$  и  $K_2$  - константы, зависящие только от свободных параметров  $P_0$  и  $E_c$ . Определенные таким образом распределения  $F_n$ ,  $F_p$  свободны от указанных недостатков, так как относятся именно к тем нуклонам, которые слипаются и приводят к образованию сложных ядер.

Рис.1. Зависимость инвариантного сечения образования протонов под углом  $90^\circ$  в реакции  $\alpha + \text{Au} \rightarrow ^1\text{H} + \text{X}$  от кинетической энергии протонов  $T$  (\*) вместе с энергетическими распределениями исходных протонов ( $\blacktriangle$ ) и нейтронов ( $\Delta$ ), рассчитанными по формулам /4/.



Спектры исходных протонов и нейтронов, вычисленные по формулам /4/, показаны вместе с экспериментальными протонными спектрами на рис.1. Из рис.1 видно, что для кинетической энергии больше 15 МэВ наклон экспериментального спектра протонов совпадает с наклоном расчетного. Однако при меньшей кинетической энергии полученный исходный спектр характеризуется большей эффективной температурой /под эффективной температурой спектра мы понимаем параметр  $T_0$  при описании спектра функций  $\exp(-T/T_0)$ /. Такое различие качественно может быть понято следующим образом: при небольшой энергии основной вклад в протонный спектр дают процессы типа равновесного испарения, и коалесценция нескольких нуклонов во фрагмент подавлена вследствие разновременности испускания испаряемых нуклонов <sup>8/</sup>.

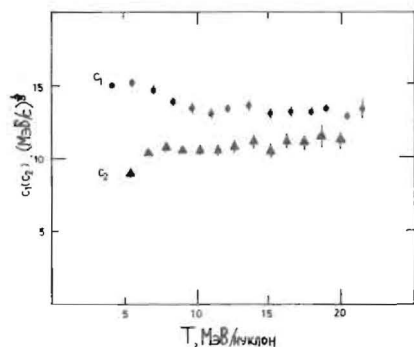
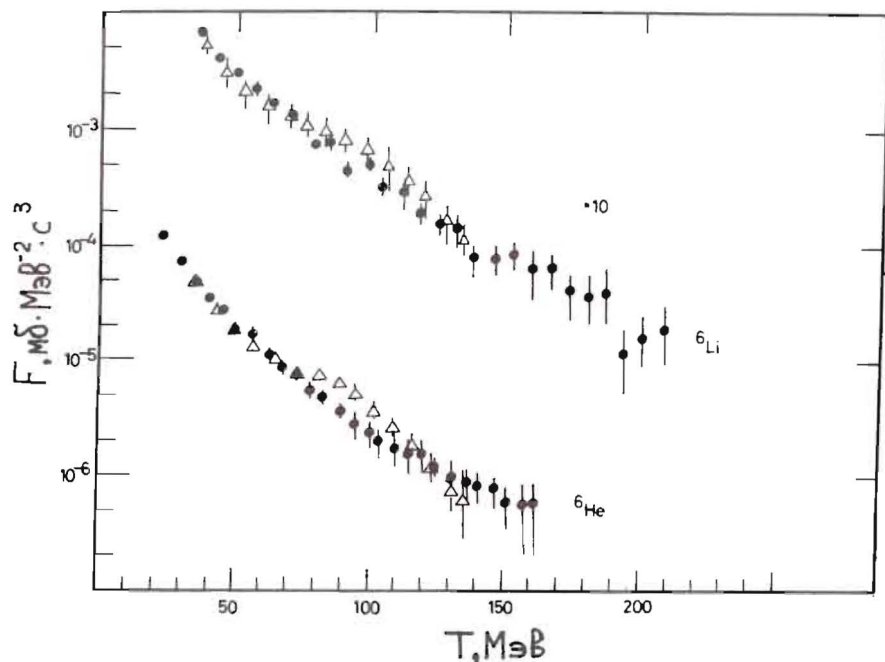


Рис.2. Зависимость величин  $C_1(\bullet)$  и  $C_2(\blacktriangle)$  от кинетической энергии фрагментов для реакции  $\alpha + Au$ .

Рис.3. Дифференциальные сечения образования  ${}^6He$ ,  ${}^6Li$  в реакции  $\alpha + Au(\bullet)$  при  $\theta = 90^\circ$  и предсказания модели коалесценции ( $\Delta$ ).



Для использования соотношений /4/ необходимо знать связь между значениями  $P_0$  для различных фрагментов. Ее можно получить из /1/ путем построения комбинаций выходов фрагментов под данным углом, как это было предложено в /9/. В число использованных комбинаций вошли следующие:

$$C_1 = \left[ \frac{3m\sigma_0}{\pi} \cdot \frac{\mathcal{F}_{\text{эксп}}({}^4He)}{\mathcal{F}_{\text{эксп}}^2({}^2H)} \right]^{1/6},$$

$$C_2 = \left[ \frac{243m\sigma_0}{64\pi} \cdot \frac{\mathcal{F}_{\text{эксп}}({}^3He) \cdot \mathcal{F}_{\text{эксп}}({}^3H)}{\mathcal{F}_{\text{эксп}}^3({}^2H)} \right].$$

/5/

Тогда

$$P_0({}^3H, {}^3He) = C_2^{1/2} \cdot C_1^{-3/4} \cdot P_0^{9/8}({}^4He),$$

$$P_0({}^3H, {}^3He) = C_2^{1/2} \cdot P_0^{3/4}({}^2H).$$

/6/

Анализ имеющихся данных показал, что  $C_1$  и  $C_2$  не зависят от энергии фрагментов /рис.2/. Связь между значениями  $P_0$  для остальных фрагментов устанавливается подобным образом.

Для определения абсолютных значений  $P_0$  производится привязка расчетного протонного спектра  $F_p$  к данным эксперимента для  $T > 15$  МэВ. В этой части спектра эффективные температуры расчетного и наблюдаемого спектров совпадают.

На рис.3,4 инклюзивные сечения образования  ${}^6He$ ,  ${}^{6,7,8}Li$  из ядер  $Au$  для угла  $\theta = 90^\circ$  сравниваются с предсказаниями модели. Рисунки демонстрируют хорошее соответствие изображенных зависимостей. Аналогичные результаты были получены при анализе экспериментальных данных для других углов наблюдения / $\theta = 45^\circ$  и  $135^\circ$ / и для ядер-мишени  $Ag$ . Полученные значения  $P_0$  и  $E_c$  приведены в табл.1. Ошибки определения  $P_0$  составляют 5-10%, ошибка  $E_c$  не превышает 20%.

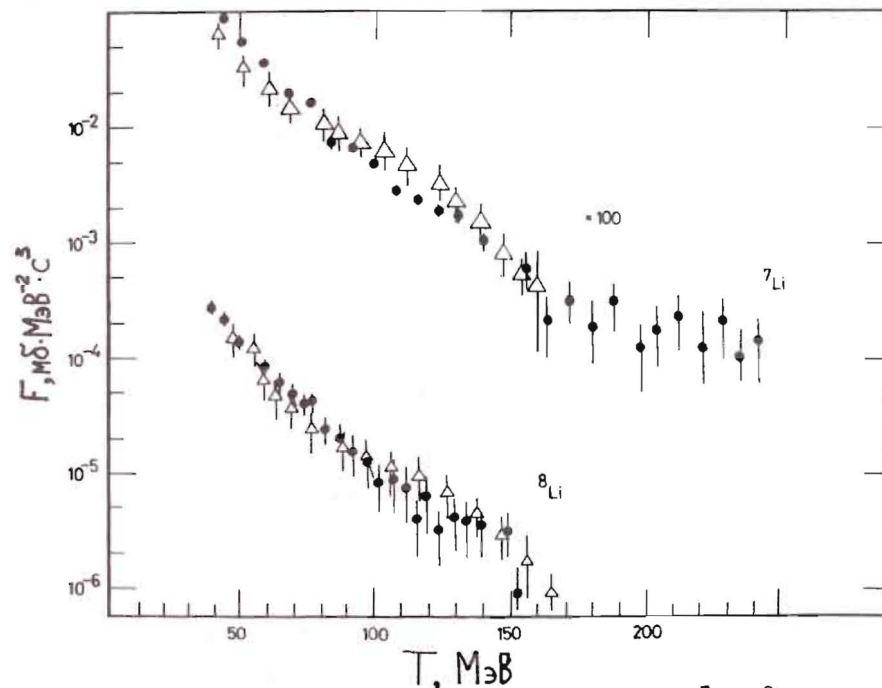


Рис.4. Дифференциальные сечения образования  ${}^7Li$ ,  ${}^8Li$  в реакции  $\alpha + Au(\bullet)$  при  $\theta = 90^\circ$  и предсказания модели коалесценции ( $\Delta$ ).

Таблица 1

Параметры модели коалесценции для реакций  $\alpha + (Ag, Au)$

ЯДРО МИШЕНЬ	$\zeta_c$ мб	$E_c$ МэВ	$\theta$ град	$P_0$ , МэВ / с					
				$^2H$	$^3H$	$^4He$	$^6He$	$^7Li$	$^8Li$
$^{197}Au$	222Г	3	45	96	105	125	111	127	125
			90	79	89	106	97	111	108
			135	906	104	123	108	122	120
$^{108}Ag$	1559	2	45	88	95	110	103	123	118
			90	106	112	130	118	133	130
			135	199	106	124	115	128	125

### 3. ВОЗМОЖНАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛИ

Модель коалесценции - это феноменологический подход. Физический смысл параметров модели  $P_0$  и  $E_c$  не детализируется и должен определяться в других теоретических моделях, например, развиваемых работами /2/.

Простейшая интерпретация определенных параметров может быть дана следующим образом. Предположим, что источником исходных нуклонов является сфера радиуса  $R_f$  с зарядом  $Z_f$  и массовым числом  $A_f$ . Тогда величину кулоновского потенциала, приходящегося на один протон фрагмента, можно определить по формуле

$$E_c = \frac{A_f + A_r}{A_r} \cdot \frac{Z_f e^2}{R_f + R_r}, \quad /7/$$

где фактор  $\frac{A_f + A_r}{A_r}$  учитывает отдачу при испускании фрагмента. Из до-

полнительного предположения равенства отношений  $N_f/Z_f$  для источника и  $N_t/Z_t$  ядра-мишени следует:  $A_r = N_f + Z_f = Z_f (N_t/Z_t + 1)$ .

Тогда относительная ядерная плотность источника определяется формулой

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{1,44 \cdot E_c \cdot Z_f (N_t/Z_t + 1)}{[A_r + Z_f (N_t/Z_t + 1) - 1,44 \cdot E_c \cdot A_f^{1/3} (N_t/Z_t + 1)]^2}, \quad /8/$$

где  $\rho_0$  - нормальная ядерная плотность. На рис.5 зависимость /8/ представлена как функция заряда источника  $Z_f$  для реакции  $\alpha + Au \rightarrow F + X$  для двух значений  $E_c = 3$  и 7 МэВ /сплошные линии/.  $E_c = 7$  МэВ - номинальное значение кулоновского барьера.

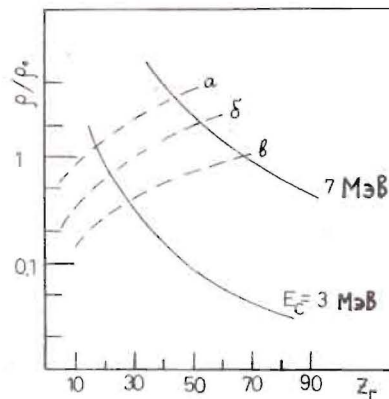


Рис.5. Зависимость относительной плотности ядерного вещества от зарядового числа источника фрагментов для  $E_c = 3$  и 7 МэВ. Обозначения: а -  $R_{rms} = 4,6$  фм, б -  $R_{rms} = 6,52$  фм, в -  $R_{rms} = 8,19$  фм.

Таблица 2  
Значения  $R_{rms}$  фрагментов  $^2H$ ,  $^3H$  и  $^4He$

Ядро мишень	$\theta$ в град.	$R_{rms}$ , фм		
		$^2H$	$^3H$	$^4He$
$^{197}Au$	45	6,6	5,6	4,3
	90	8,2	6,7	5,2
	135	6,6	5,6	4,4
$^{108}Ag$	45	7,3	6,2	5,0
	90	5,8	5,2	4,1
	135	6,3	5,5	4,3

С другой стороны, используя приведенные в табл.1 значения  $P_0$ , можно по формулам модели Сато и Язаки /10/ формально определить радиус источника фрагментов. Для расчетов были выбраны те же значения среднеквадратичного радиуса фрагментов, что и в работе /10/:  $\sqrt{2/3} R_f = 2,24, 1,67$  и  $1,31$  фм для  $^2,3H$  и  $^3,4He$  соответственно. Результаты определения среднеквадратичных радиусов источников  $R_{rms}$  представлены в табл.2 /ошибки, не указанные в таблице, составляют 15%/.

Используя радиусы из табл.2, мы можем независимым образом получить

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{Z_f (1,44)^3 (N_t/Z_t + 1)}{R_{rms}^3}. \quad /9/$$

На рис.5 пунктирными линиями показаны полученные из /9/ зависимости  $\rho/\rho_0$  для фрагментов  ${}^2,3\text{H}$  и  ${}^{3,4}\text{He}$  с соответствующими значениями  $R_{\text{rms}} = 8,2; 6,6; 4,6$  фм. Совместное решение /8/ и /9/ для каждого фрагмента дает зарядовое число и плотность источника. Из рис.5 получаем для источника  ${}^4\text{He}$   $Z_T = 18$  и  $\rho/\rho_0 = 1,4$ ; для источника  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$   $Z_T = 24$  и  $\rho/\rho_0 = 0,8$ ; для источника  ${}^2\text{H}$   $Z_T = 30$  и  $\rho/\rho_0 = 0,4$ . Полученные значения  $Z_T$  и  $\rho/\rho_0$  для различных фрагментов могут свидетельствовать о том, что они испускаются на разных стадиях расширения источника. Таким образом, введение дополнительного к  $P_0$  параметра  $E_c$  для анализа низкоэнергетических участков спектров позволяет оценить не только размеры источника фрагментов, но и его плотность.

В заключение авторы выражают благодарность В.А.Никитину за проявленное внимание к работе и полезные дискуссии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Gosset J. et al. Phys.Rev., 1977, C16, p.629; Lemaire M.-C. et al. Phys.Lett., 1978, B85, p.38; Fukuda T. et al. Nucl.Phys., 1984, A425, p.548; Ложкин О.В., Мулин Ю.А. Препринт РИ-145, Л., 1981; Андроненко М.Н. и др. Препринт ЛИЯФ-951, Л., 1984; Баяков Ю.Д. и др. Препринт ИТЭФ-123, М., 1982.
2. Mekjian A.Z. Phys.Rev., 1978, C17, p.1051; Kapusta J.I. Phys.Rev., 1980, C21, p.1301.
3. Богатин В.И. и др. ЯФ, 1982, т.35, с.84.
4. Aves T.C. et al. Phys.Rev., 1981, C24, p.89.
5. Абашидзе Л.И. и др. ОИЯИ, 1-83-185, Дубна, 1983; Abashidze L.I. et al. Nucl.Phys., 1985, A437, p.573; Абашидзе Л.И. и др. ОИЯИ, P1-85-491, Дубна, 1985.
6. Nagamia S. et al. Phys.Rev., 1981, C24, p.971.
7. Stevenson J.D. Phys.Rev.Lett., 1980, 45, p.1773.
8. Gale C., Das Gupta S. Phys.Rev., 1984, C28, p.1339.
9. Авдейчиков В.В. и др. ОИЯИ, 1-84-491, Дубна, 1984.
10. Sato H., Yazaki K. Phys.Lett., 1981, B98, p.153.

Рукопись поступила в издательский отдел  
13 сентября 1985 года.

Горшкова Н.Л. и др.

P1-85-668

Анализ экспериментальных данных по образованию легких ядер в релятивистских  $\alpha A$ -взаимодействиях в рамках обобщенной модели коалесценции

Предложен способ модификации модели коалесценции для описания низкоэнергетической части спектров фрагментов с  $A_T=6-8$ . Кинетические энергии фрагментов 10-50 МэВ/нуклон. Модель имеет два параметра:  $P_0$  - радиус сферы слипания в импульсном представлении,  $E_c$  - кулоновский потенциал источника фрагментов. Предсказания модели сравниваются с экспериментальными спектрами фрагментов  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{6,7,8}\text{Li}$ , образующихся в реакции  $\alpha + (\text{Au}, \text{Ag})$  при кинетической энергии первичных  $\alpha$ -частиц 3,33 ГэВ/нуклон. Расчеты хорошо описывают экспериментальные данные. Рассматривается простейшая интерпретация параметров, в рамках которой делается попытка оценить размеры и плотность источника фрагментов: так, для источника  $\alpha$ -частиц получено значение зарядового числа  $Z_T = 30$  и значение плотности 1,4 нормальной ядерной плотности.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой

Gorshkova N.L. et al.

P1-85-668

Analysis of Experimental Data on Light Nucleus Production in Relativistic  $\alpha A$ -interactions within the Generalized Coalescence Model

Inclusive cross section of production isotopes from  ${}^1\text{H}$  to  ${}^8\text{Li}$  with kinetic energy 10-50 MeV/N in collisions of 3.33 GeV/N  $\alpha$  particles with Ag and Au nuclei are analyzed. Variation of coalescence model is suggested to describe spectra in that energy range. In the model together with the usual parameter  $P_0$  - the radius of coalescence sphere in momentum representation a new parameter  $E_c$  is used. It characterizes Coulomb potential of the fragment source. To obtain spectra of nucleons from which fragments have been formed the experimental ratio of  ${}^2,3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$  and  ${}^4\text{He}$  are considered. Calculations performed with the help of the found nucleon distributions give  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{6,7,8}\text{Li}$  spectra. Comparison of the results with experimental data shows a good agreement. The parameters  $P_0$  and  $E_c$  have been found and the simplest interpretation is considered. For  $\alpha$ -particle source the value of charge number  $Z_T=30$  and 1.4 normal nuclear density value have been obtained.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1985