

2

5/13. 2017

А.А. Коршенинников

ИАЭ-4132/2

**ИСПОЛЬЗОВАНИЕ  
КОНЦЕПЦИИ "ГОРЯЧЕГО ПЯТНА"  
ПРИ АНАЛИЗЕ СПЕКТРОВ ИЗ РЕАКЦИЙ  
С ЛЕГКИМИ НАЛЕТАЮЩИМИ ЯДРАМИ**

Москва 1985

Ордена Ленина и ордена Октябрьской Революции  
Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова

А.А. Коршенинников

**ИСПОЛЬЗОВАНИЕ  
КОНЦЕПЦИИ "ГОРЯЧЕГО ПЯТНА"  
ПРИ АНАЛИЗЕ СПЕКТРОВ ИЗ РЕАКЦИЙ  
С ЛЕГКИМИ НАЛЕТАЮЩИМИ ЯДРАМИ**

Москва  
1985

УДК 539.171.017

Ключевые слова: ядерная физика, ядерные реакции.

В работе получен комплекс данных об образовании в ядро-ядерных столкновениях "горячего пятна" и об испускании из него легких частиц.

В ходе анализа экспериментальных данных — сечений выхода вылетающих вперед предравновесных нейтронов и спектров легких частиц, измеренных под задними углами, — получены указания на существование "горячего пятна". Со спектрами сравниваются расчеты по модели "горячего пятна". Делается прогноз в отношении корреляционного эксперимента, который может явиться критическим для концепции "горячего пятна".

## ВВЕДЕНИЕ

Ядерные реакции с легкими налетающими частицами при энергиях в десятки мегаэлектронвольт, приводящие к образованию и последующему распаду равновесного составного ядра, сопровождаются такими прямыми процессами, как, например, фрагментация налетающего ядра. Вместе с тем испускание легких вторичных продуктов происходит и на предравновесной стадии, в период, когда в композиционном ядре равновесие еще не достигнуто [1]. Предравновесное испускание частиц сопровождается и столкновения тяжелых ядер [2]. Вопрос о природе предравновесных явлений еще ждет своего решения.

При исследовании предравновесных явлений в реакциях с легкими налетающими ядрами основное внимание до сих пор уделялось частицам, испускаемым в область передних углов, поскольку именно здесь в спектрах присутствует компонент, разительно отличающий эти спектры от чисто испарительных. Именно эти экспериментальные данные и инициировали создание моделей предравновесного распада [1,3,4], которые, однако, на нынешнем уровне своего развития не дают пространственной картины процесса установления равновесия в композиционном ядре.

С переходом к тяжелым налетающим ядрам перечень возможных процессов расширяется за счет квазиупругого рассеяния, глубоконеупругих реакций. Такое многообразие явлений привело к тому, что в настоящее время существует большое число различных моделей. В частности, сформулированы концепции "горячего пятна" [5 – 7] – пространственной локализации внесенного в ядро возбуждения.

В данной работе получены данные об образовании в реакциях с легкими налетающими ядрами ( $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{Li}$ ) "горячего пятна", эмиссия из которого проявляется в области задних углов. Работа состоит из трех частей. В первой части на основе анализа экспериментальных данных (сечение выхода вылетающих вперед предравновесных нейтронов и спектров легких частиц, измеренных под задними углами) получены указания на существование "горячего пятна". Во второй части со спектрами сравниваются расчеты по модели "горячего пятна". В третьей дается прогноз в от-

ношении корреляционного эксперимента, который может явиться критическим для концепции "горячего пятна". В заключении приводятся краткие выводы.

## 1. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И УКАЗАНИЯ НА ОБРАЗОВАНИЕ "ГОРЯЧЕГО ПЯТНА"

### 1.1. Систематизация сечений выхода предравновесных нейтронов

В [8 — 10] изучались измеренные в диапазоне углов  $10 - 150^\circ$  спектры нейтронов из следующих реакций:

$$\begin{array}{ll}
 {}^{62}\text{Ni} ({}^3\text{He}, n) & E_{\text{He}} = 40,9 \text{ МэВ}, 59 \text{ МэВ}; \\
 {}^{61}\text{Ni} ({}^4\text{He}, n) & E_{\alpha} = 52,6 \text{ МэВ}; \\
 {}^{59}\text{Co} ({}^6\text{Li}, n) & E_{\text{Li}} = 40 \text{ МэВ}, 90 \text{ МэВ}; \\
 {}^{53}\text{Cr} ({}^{12}\text{C}, n) & E_{\text{C}} = 53,5 \text{ МэВ}.
 \end{array} \quad (1)$$

На рис. 1 приведены экспериментальные данные на примере реакции  ${}^3\text{He}$  (59 МэВ) +  ${}^{62}\text{Ni}$ . Наряду с нейтронами, испаряющимися из равновесного составного ядра, в этих реакциях испускаются также энергичные нейтроны, за образование которых ответственны предравновесные процессы (за исключением реакции с углеродом, идущей через стадию составного ядра). Из спектров были выделены [9,10] дважды дифференциальные распределения предравновесных нейтронов. Оказалось, что

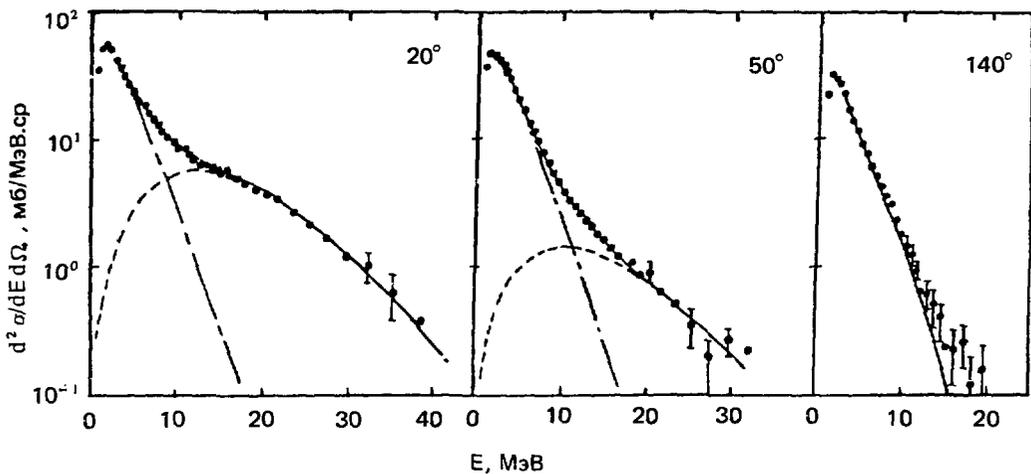


Рис. 1. Спектры нейтронов из реакции  ${}^{62}\text{Ni} ({}^3\text{He}, n)$  при  $E_{\text{He}} = 59 \text{ МэВ}$ : ● — экспериментальные данные; — — — — испарительная составляющая; - · - · - предравновесная составляющая; — — — — их сумма

предравновесные нейтроны преимущественно испускаются вперед с импульсами, лежащими в окрестности (радиусом  $\Delta = 0,25 \pm 0,02 \text{ Фм}^{-1}$ ) импульсов  $\vec{p}_2$ . Импульсы  $\vec{p}_2$  ориентированы в направлении 0, и их величины, зависящие от скоростей налетающих ядер, составляют для разных реакций от 0,45 до 0,75  $\text{Фм}^{-1}$ .

На рис. 2,а по оси ординат отложены сечения выхода предравновесных нейтронов  $\Upsilon$  из реакций (1), а также из реакций с падающими нуклонами [11,12], легкими ионами [12 – 14] и более тяжелыми снарядами ( $^{12}\text{C}, ^{16}\text{O}$ ) [13,15 – 17]. По оси абсцисс отложена величина  $\epsilon = (E_0 - V_{\text{кул}})/\mu$ , где  $E_0$  – энергия налетающей частицы в системе центра масс, а  $V_{\text{кул}}$  и  $\mu$  – высота кулоновского барьера и приведенная масса во входном канале. Параметр  $\epsilon$  был выбран потому, что, во-первых, имеются опытные данные (например, [18]), свидетельствующие о том, что именно этот параметр “управляет” интенсивностью предравновесной эмиссии, а во-вторых, в [19] было показано, что в зависимости от  $\epsilon$  выходы быстрых альфа-частиц из тяжелоионных столкновений образуют гладкую монотонную зависимость. На рис. 2 видно, что в случае нейтронного выходного канала не приходится говорить о какой-либо простой зависимости сечений выхода от  $\epsilon$ .

Рассмотрим подробнее процесс рождения предравновесных нейтронов на примере реакции  $^{59}\text{Co} (^6\text{Li}, n)$  при энергии лития 90 МэВ. Можно представить реакцию следующим образом. Влетевший в ядро литий интенсивно взаимодействует с нуклонами – его свободный пробег мал [20]:

$$\lambda_p \sim \frac{1}{W} \left( \frac{\hbar^2}{2\mu} (E_0 + V) \right)^{1/2} = 0,8 \text{ Фм}.$$

Появляющиеся энергичные нуклоны еще “помнят” направление внесенного в систему импульса. Вместе с тем в [9,10] показано, что испускание вперед предравновесных нейтронов – процесс быстрый, что согласуется и с расчетами по моделям предравновесной эмиссии, из которых следует, что к эмиссии приводит в основном первая экситонная конфигурация [21]. Это можно интерпретировать следующим образом: энергичные нейтроны образуются вблизи поверхности ядра и могут вылетать вперед, лишь пройдя сквозь ядро.

Положение максимума импульсного распределения предравновесных нейтронов (импульс  $p_2$ ) позволяет оценить длину свободного пробега этих нейтронов в ядерной материи. В [22] вычисляются длины сво-

бодных пробегов нуклонов в ядерном ферми-газе с использованием сечений свободного нуклон-нуклонного рассеяния и с учетом принципа Паули. Для рассматриваемой реакции длина пробега составляет  $\lambda \sim \sim 6$  Фм и оказывается величиной, меньшей диаметра ядра-мишени (12 Фм). То есть в реакции  ${}^59\text{Co}({}^6\text{Li},n)$  при  $E_{\text{Li}} = 90$  МэВ испускание предравновесных нейтронов вперед оказывается возможным при периферических столкновениях, но подавленным при лобовых. В той же реакции при энергии лития 40 МэВ указанная длина свободного пробега сравнима с размерами ядер мишени ( $\lambda \sim 12$  Фм), эмиссия возможна и при центральных соударениях.

В связи со сказанным была построена зависимость следующей величины от  $\epsilon$  (по аналогии с выражением для сечения слияния  $\sigma_f = \pi\chi^2 \sum_0^{l_{cr}} (2l+1)$ ):

$$\Upsilon/\sigma_g, \sigma_g = \tilde{\pi}\chi^2 \sum_0^{l_{cr}} (2l+1) \exp(-2\sqrt{R_{cr}^2 - r^2}/\lambda). \quad (2)$$

В выражении (2) для  $\sigma_g$  экспонента учитывает затухание потока нейтронов вследствие конечности пробега  $\lambda = \lambda(E_{2in})$ ;  $\chi$  — де-бройлевская длина волны налетающей частицы;  $E_{2in} = p_{2in}^2/2m_n = p^2/2m_n + V$ ,  $V = \sim 8$  МэВ — энергия отделения нейтрона,  $m_n$  — масса нейтрона;  $r = (l/l_{cr})R_{cr}$ , а  $l_{cr}$  — критический угловой момент, определяемый из условия  $E_n = V(R_{cr}) + [\hbar^2/l_{cr}(l_{cr}+1)/2\mu R_{cr}^2]$ . Для ядерной части потенциала взаимодействия использовалось выражение, полученное Бондорфом и др. [23].

Выведенная в результате указанной процедуры зависимость показана на рис. 2,б. Образуется гладкая монотонно возрастающая функция от  $\epsilon$ .

Этот результат анализируется в [10]. Для данной же работы важно то, что организованный характер распределения на рис. 2,б по сравнению с рис. 2,а подтверждает резонность использованного представления о способе испускания вперед быстрых предравновесных нейтронов. В следующем разделе осуществляется более корректная и детальная математическая формализация этого представления о механизме эмиссии, что даст в итоге указание на образование "горячего пятна".

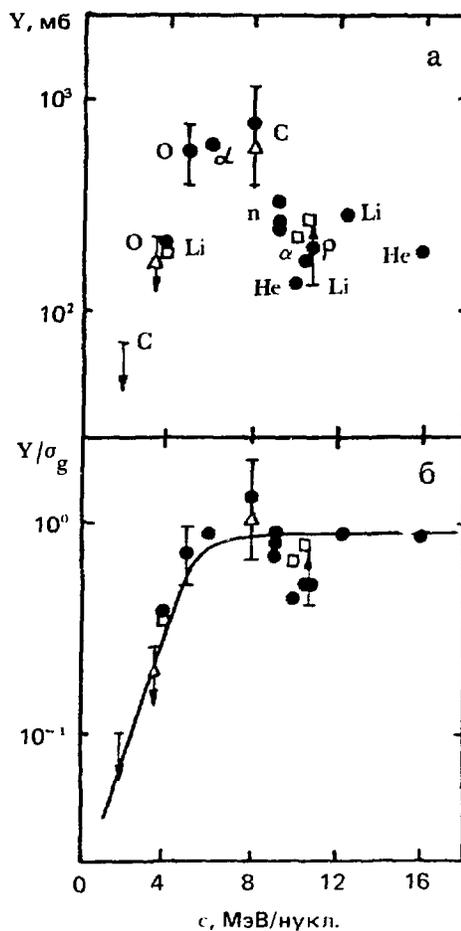


Рис. 2. Зависимость от параметра  $\epsilon$ : а — сечений выхода  $Y$  предравновесных нейтронов (в поле рисунка указаны налетающие частицы); б — величины  $Y/\sigma_g$

## 1.2. Характеристики распределения несущих возбуждение нуклонов

Выше было показано, что выход предравновесных нейтронов пропорционален с коэффициентом, задаваемым зависимостью с рис. 2, б, величине  $\sigma_g$ . Определение  $\sigma_g$  в форме (2) содержит следующий ряд упрощений.

1. Не учитывалось то обстоятельство, что нейтроны, летящие под углами, существенно большими 0, проходят в ядре путь, заметно отличающийся от  $2\sqrt{R^2 - r^2}$ .

2. Используется пробег  $\lambda$ , отвечающий просто  $E_{2in}$ , т.е. не производится детальный учет зависимости пробега нейтрона от его энергии.

3. В выражении (2) не отражена возможность предравновесного испускания и после перерасеяния проходящих сквозь ядро нуклонов.

4. При получении (2) не учитывалось в явном виде то, что вылетающий из ядерной ямы нейтрон претерпевает преломление.

Первое, второе и третье упрощения, сделанные в силу того, что  $\Delta < r_{2in}$ , допустимы только в первом приближении ( $\Delta$  и  $r_{2in}$ , приведенные в предыдущем разделе, характеризуют наиболее интенсивную предравновесную эмиссию). С четвертым упрощением дело обстояло благополучнее, поскольку сечения выхода  $\Upsilon$  — величины интегральные, не зависящие от углов, а следовательно, и от преломления.

В приложении 1 с учетом четырех сформулированных замечаний проводится более корректное развитие представления о прохождении через ядро испускаемых вперед предравновесных нейтронов. В результате получено выражение (П9), которое позволяет оценить верхний предел для вероятности того, что нейтрон из числа первоначально возбужденных нуклонов композиционного ядра характеризуется определенными энергией и направлением движения.

С использованием этого результата исследовались реакции с ионами  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  и  ${}^6\text{Li}$  из (1). При этом в (П9) в качестве детектируемых распределений нейтронов неиспарительного происхождения использовались выделенные в [9,10] распределения предравновесных нейтронов (которым отвечает пунктирная линия на рис. 1).

Была оценена вероятность образования при столкновении несущих возбуждение нейтронов, ответственных за наиболее интенсивную предравновесную эмиссию. Для этого выражение (П9) было проинтегрировано по энергии  $E$  и направлению  $\Omega$  по области, которой соответствуют импульсы нейтрона из  $\Delta$ -окрестности величины  $\vec{p}_2$ . Оказалось, что для рассматриваемых реакций эта вероятность мала (не превосходит 15%).

Путем интегрирования (П9) по всему диапазону изменения переменных  $E$  и  $\Omega$  была определена вероятность того, что нейтрон, первоначально несущий возбуждение, имеет в композиционном ядре энергию выше энергии связи нейтрона. Эта вероятность оказалась величиной, меньшей 30%. То есть первоначально несущий возбуждение нейтрон с вероятностью, большей 70%, имеет малую энергию, не превосходящую энергию связи нейтрона в ядре, или, иначе говоря, уже в первые моменты времени с большой вероятностью "не помнит" импульс, внесенный в систему ядром-снарядом.

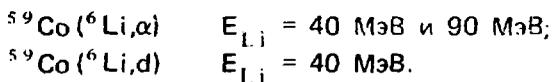
Таким образом, образующиеся при столкновении легкого и тяжелого ядер нуклоны, на которых сконцентрирована энергия возбуждения, подразделяются на две фракции. Нуклоны одной фракции энергичны, они "помнят" внесенный в систему импульс и определяют наиболее интенсивное предравновесное испускание (вперед). Нуклоны второй фракции, существенно более многочисленной, имеют энергию ниже энергии влета нуклона в ядро. Медленные нуклоны в первое время локализованы вблизи точки соударения и тем самым образуют "горячее пятно".

В следующем разделе изучается вопрос о том, наблюдаются ли в экспериментальных данных проявления "горячего пятна". Поскольку "горячее пятно" образуется вблизи поверхности ядра, обращенной к летящим ядрам, в первую очередь представляют интерес спектры, измеренные в области задних углов, которые к тому же характеризуются наименьшим вкладом эмиссии нуклонов энергичной фракции.

### 1.3. Особенности спектров легких частиц под задними углами

В работах [8 — 10], в которых изучалось испускание нейтронов в реакциях (1), основное внимание уделялось спектрам под передними углами, где присутствует высокоэнергетичная составляющая неиспарительного происхождения. Вместе с тем спектры на больших углах ( $\geq 120^\circ$ ) также не подчиняются (хотя и в меньшей степени) исключительно испарительной интерпретации. Экспериментальные зависимости здесь при малых энергиях нейтронов согласуются с испарительным расчетом, однако с увеличением энергии нейтронов превышает его (см. рис. 1).

На рис. 3 для реакции  ${}^3\text{He} (40,9 \text{ МэВ}) + {}^{62}\text{Ni}$  приведена зависимость от энергии нейтронов величины  $\ln \left\{ \frac{d^2\sigma/dE_{\text{см}} d\Omega_{\text{см}}}{E_{\text{см}} \times \sigma_{\text{инв}}(E_{\text{см}})} \right\}$  ( $\sigma_{\text{инв}}$  — сечение поглощения нейтрона;  $E_{\text{см}}$  и  $\Omega_{\text{см}}$  — его энергия и направление вылета в системе центра масс). Наклон этой линии в полулогарифмическом масштабе должен давать температуру. Видно, что в первом приближении экспериментальную зависимость можно представить как двухтемпературную. Такой же эффект обнаружен и во всех остальных реакциях (1) (кроме реакции с углеродом), а также в реакциях [24,25]



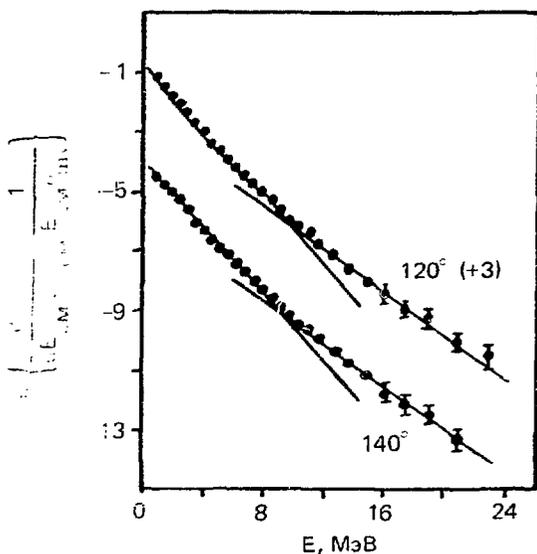


Рис. 3. Зависимость от энергий нейтронов величины  $\ln \left[ \left( \frac{d^2 \sigma}{dE_{CM} d\Omega_{CM}} \right) \left( \frac{1}{E_{CM} \sigma_{inv}} \right) \right]$  для реакции  $^{60}\text{Co} (^6\text{Li}, n)$  при  $E_{Li} = 40$  МэВ

В табл. 1 даны значения температур  $T_1$  и  $T_2$ , полученные при аппроксимации спектров из реакций (1) и (3), измеренных на углах  $\geq 120^\circ$ , следующим выражением:

$$f = E_{CM} \sigma_{inv} (E_{CM}) [C_1 \exp(-E_{CM}/T_1) + C_2 \exp(-E_{CM}/T_2)]. \quad (4)$$

Температуры  $T_1$  близки к равновесным значениям, а  $T_2$  существенно их превосходят.

Таблица 1. Значения параметров  $T_1$  и  $T_2$  для реакций (1) и (3)

Реакция	E, МэВ	$T_1$ , МэВ	$T_2$ , МэВ
$(^6\text{Li}, d)$	40,0	1,7	3,0
$(^6\text{Li}, \alpha)$	40,0	1,7	2,8
$(^6\text{Li}, n)$	40,0	1,7	3,1
$(^3\text{He}, n)$	40,9	1,7	4,3
$(^4\text{He}, n)$	52,6	1,9	5,1
$(^{12}\text{C}, n)$	53,5	1,7	—
$(^6\text{Li}, n)$	90,0	2,0	5,5
$(^6\text{Li}, \alpha)$	90,0	2,3	5,2
$(^3\text{He}, n)$	59,0	1,8	4,6

Существование второй температуры в спектрах легких частиц на задних углах можно обнаружить в целом ряде публикаций. В некоторых из них авторы не акцентируют внимание на этом явлении. Довольно подробной является статья [26]. В целом можно выявить следующие общие закономерности:

- в спектрах легких частиц на задних углах существует  $T_2 > T_1$ ;
- $T_2$  растет с увеличением энергии падающего иона;
- с увеличением массы налетающего ядра (при приблизительно постоянной энергии) имеется тенденция к снижению  $T_2$ ;
- в рассматриваемом диапазоне углов ( $\geq 120^\circ$ )  $T_2$  не зависит от угла (с точностью, определяемой экспериментальными ошибками).

Качественно к таким же следствиям приводит простейший вариант гипотезы о существовании "горячего пятна" (как и можно было ожидать с учетом результатов предыдущего раздела). Действительно, если при столкновении ядер образуется "горячее пятно", то его температура должна превышать температуру составного ядра, в котором нуклонов больше, чем в "горячем пятне". С увеличением энергии налетающего ядра возрастает энергия, приходящаяся на один нуклон "пятна", т.е. повышается температура  $T_2$ . При увеличении массы ядра-снаряда увеличивается количество нуклонов, входящих в состав "горячего пятна", — температура уменьшается.

Таким образом, экспериментальные данные демонстрируют черты, качественно согласующиеся с представлением о "горячем пятне". В следующей части данной работы осуществляются расчеты по модели "горячего пятна" для количественного сравнения с измеренными спектрами.

## 2. СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ С РАСЧЕТАМИ ПО МОДЕЛИ "ГОРЯЧЕГО ПЯТНА"

### 2.1. Описание модели

Для количественного сравнения экспериментальных данных из реакций с легкими налетающими ядрами с картиной, ожидаемой в случае существования эмиссии из "горячего пятна", были осуществлены расчеты по модели "горячего пятна", основные положения которой совпадают с изложенными в работе [5] (в которой изучались глубоконепругие столкновения тяжелых ионов).

Локально возбужденному ядру сопоставляется температурное поле  $T(\vec{r}, t)$ , пространственно-временная эволюция которого описывается уравнением теплопроводности

$$\frac{\partial}{\partial t} T(\vec{r}, t) = \chi \Delta T(\vec{r}, t). \quad (5)$$

Граничное условие для поля температур на ядерной поверхности, нормаль к которой обозначена через  $\vec{n}$ , записывается следующим образом:

$$\vec{n} \nabla T(\vec{r}, t) \Big|_{r=R} = 0. \quad (6)$$

На граничное условие с целью математической простоты было выбрано в виде

$$T(\vec{r}, t=0) = T_c V \delta(\vec{r} - \vec{r}_{hs}), \quad (7)$$

где  $T_c$  — равновесное значение температуры;  $V$  — объем ядра;  $\vec{r}_{hs}$  задает начальное положение "горячего пятна".

Решением системы уравнений (5) — (7) является следующее выражение (в [5] соответствующая формула приведена с опечатками):

$$T(\vec{r}, t) = T_c \left\{ 1 + \frac{2}{3} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) P_n(\cos \vartheta) \times \sum_{l=1}^{\infty} \frac{z_{nl}^2 j_n(z_{nl}(r/R)) \exp(-z_{nl}^2 [t/(R^2/\chi)])}{[z_{nl}^2 - n(n+1)] j_n(z_{nl})} \right\}. \quad (8)$$

Здесь  $\vartheta$  — полярный угол относительно направления  $\vec{r}_{hs}$ ;  $j_n$  — сферическая функция Бесселя;  $z_{nl}$  — положительный ноль ее производной  $l$ -й по счету:

$$\left. \frac{d}{dz} j_n(z) \right|_{z=z_{nl}} = 0, \quad z_{nl} > 0. \quad (9)$$

Предполагается, что испускание частицы сорта "i" с энергией  $E_{cm}$  в направлении, задаваемом углом  $\vartheta$ , осуществляется с вероятностью

$$P_i(E_{cm}, \vartheta, t) = \frac{2s_i + 1}{4\pi^3 h^3} m_i \sigma_{i,inv}(E_{cm}) \exp\left[-\frac{E_{cm} + B_i}{T(R, \vartheta; t)}\right], \quad (10)$$

где  $s_i$  и  $m_i$  — спин и масса испускаемой частицы;  $V_i$  — энергия ее отделения из ядра. Формула (10) при  $t \rightarrow \infty$  совпадает с выражением для эмиссии из составного ядра.

Запись вероятности в форме (10) предполагает, что происходит испускание из поверхностного слоя ядра (пробеги дейтронов, альфа-частиц малы, как и пробеги нуклонов при больших температурах [22] — их вылет из глубины ядра невозможен) и что доминирует s-волновое испускание частиц. При неперпендикулярном падении частицы на внутреннюю поверхность ядра ее путь в ядре больше, чем при нормальном падении. Соответственно уменьшается вероятность ее вылета из малой длины пробега, кроме того, при неперпендикулярном падении явление отражения от края потенциальной ямы накладывает более жесткие ограничения на энергию эмиттируемой частицы.

Для получения инклюзивного сечения необходимо проинтегрировать (10) по времени и по всем начальным положениям "горячего пятна" (что адекватно интегрированию по параметру столкновения  $\vec{b}_p$ , введенному в приложении 1):

$$\frac{d^2\sigma}{dE_{cm}d\Omega_{cm}} = \int dt \int d\vec{b}_p P_i(E_{cm}, \vartheta, t). \quad (11)$$

При этом  $\vartheta$  — угол между направлением  $\Omega_{cm}$  и  $\vec{r}_{hs}$ . Ориентация последнего вектора, жестко связанного с ядром, определяется  $\vec{b}_p$  и угловой скоростью вращения ядра.

Интегрирование по  $t$  охватывает промежуток времени от  $\tau_0$  до  $\tau_f$ . Существование нижнего предела интегрирования  $\tau_0$ , равного времени пролета межнуклонного расстояния нуклоном с фермиевской скоростью ( $3 \cdot 10^{-23}$  с), отражает тот факт, что релаксация первичного возбуждения происходит за счет нуклон-нуклонных взаимодействий. Величина  $\tau_f$  является временем жизни возбужденного ядра и складывается из времени установления равновесия в системе  $\tau_r$  и времени жизни равновесного составного ядра  $\tau_c$ . В период установления равновесия температурное поле, как явствует из (8), содержит медленную моду с характерным временем  $\tau_r = R^2/\chi$ , а также быструю моду, соответствующую минимальному значению  $z_{n/l}$  (т.е.  $z_{11}$ ) и определяющую эволюцию температурного поля в период времени  $\tau_0 \leq t \leq \tau_r/z_{11}^2$ .

Таким образом, проинтегрированное по времени сечение (11) является суммой следующих компонентов: быстрой составляющей предравновесной эмиссии из "горячего пятна" (интеграл по  $t$  от  $\tau_0$  до

$\tau_r/z_{i1}^2$ ), медленной предравновесной составляющей ( $\tau_r/z_{i1}^2 \leq t \leq \tau_r$ ) и вклада от испарения из составного ядра.

## 2.2. Значения параметров и детали расчетов

Описанная модель использовалась для расчета спектров из реакций (1), измеренных под задними углами.

Для расчета спектров по формулам (10) и (11) с температурным полем (8) необходимо задать коэффициент температуропроводности  $\chi = k/\rho \cdot c_p$  ( $k$  — коэффициент теплопроводности;  $\rho$  — плотность;  $c_p$  — теплоемкость). Теплоемкость и теплопроводность ядерной материи рассчитаны в [27]:

$$k = \frac{7}{48\pi\sqrt{2}} \frac{E_f^{3/2}}{m_n^{1/2}} \frac{1}{TQ}, \quad (12)$$

$$c_p = \frac{1}{2} \pi^2 \frac{T}{E_f}, \quad (13)$$

где  $m_n$  — масса нуклона;  $Q = 20$  мб;  $E_f = 37$  МэВ. В данной работе, как и в [5], использовалось следующее значение  $\chi$ , определяемое средними величинами  $k$  и  $c_p$ :

$$\chi = \bar{k}/\rho \bar{c}_p, \quad (14)$$

$$\bar{k} = (T_i - T_f)^{-1} \int_{T_f}^{T_i} k dT = \frac{7}{48\pi\sqrt{2}} \frac{E_f^{3/2}}{m_n^{1/2}} \frac{1}{Q} \frac{\ln(T_i/T_f)}{T_i - T_f}, \quad (15)$$

$$\bar{c}_p = (T_i - T_f)^{-1} \int_{T_f}^{T_i} c_p dT = \frac{\pi^2}{4} \frac{T_i^2 - T_f^2}{E_f(T_i - T_f)}, \quad (16)$$

где  $\rho = 0,17$  Фм<sup>-3</sup>;  $T_f = \sqrt{8,7 \cdot B_n/A}$  ( $B_n$  — энергия отделения нуклона из ядра,  $A$  — массовое число ядра), а  $T_i = \sqrt{8,7 \cdot E_{ex}/A_i}$  — начальное значение температуры ( $E_{ex}$  — энергия возбуждения ядра). Первоначальное число нуклонов в "горячем пятне"  $A_i$  можно оценить как количество нуклонов ядра-снаряда плюс то число нуклонов ядра-мишени, которое содержится в слое ядерного вещества площадью  $\pi R_p^2$  ( $R_p$  — радиус налетающего ядра) и толщиной  $\lambda_p$  ( $\lambda_p$  — длина свободного пробега налетающей частицы в ядерной материи [20]). Поскольку  $\lambda_p$  не превосходит размеров нуклона, то указанный слой имеет толщину в один нуклон и  $A_i = A_p + A_p^{2/3}$ .

Полученные указанным способом значения  $R^2/\chi$ , равные времени установления равновесия  $\tau_r$ , приведены в табл. 2. В ней же даны значения равновесных температур  $T_c$ , которые фигурируют в выражении (8). Температуры  $T_c$  были получены путем аппроксимации максвелловским выражением результатов испарительных расчетов по программе из [28]. Эта программа позволяет вычислить испарительный каскад на основе модели, предложенной Вайскопфом и Ивингом [29], при этом учитываются ротационная энергия для каждой парциальной волны во входном канале и конкуренция между каналами с вылетом нейтронов, протонов, дейтронов и альфа-частиц.

Таблица 2. Значения параметров, использованных при расчетах по модели "горячего пятна"

Реакция	E, МэВ	$R^2/\chi, 10^{-22}$ с	$T_c$ , МэВ
${}^6_2\text{Ni} ({}^3\text{He}, d)$	40,9	3,7	1,9
	59,0	4,5	2,2
${}^6_1\text{Ni} ({}^4\text{He}, n)$	52,6	3,0	1,9
${}^9_4\text{Co} ({}^6\text{Li}, n)$	40,0	2,3	1,9
	90,0	3,7	2,6
${}^5_3\text{Cr} ({}^{12}\text{C}, n)$	53,5	1,4	1,9

Интегрирование в (11) проводилось в пределах от  $T_0$  до  $T_r$ , а для описания вклада эмиссии из составного ядра использовались результаты расчета по упомянутой программе из [28]. Отметим, что результаты интегрирования (11) вплоть до  $T_r$ , вычисленных предложенным в [30] способом, и более точные результаты, полученные с использованием расчета испарительного каскада, не различаются лишь для четырех реакций из (1) и не совпадают для реакций, инициируемых ядрами  ${}^3\text{He}$  при энергии 59 МэВ и ядрами лития при энергии 90 МэВ, что объясняется большой множественностью рождения частиц равновесного происхождения в этих двух реакциях.

Расчеты, проведенные в предположении, что композиционное ядро не вращается, и в предположении, что оно обладает твердотельным моментом инерции и вращается со скоростью, обуславливающей сохране-

ние углового момента (для каждого значения прицельного параметра во входном канале), показали, что учет вращения понижает распределение предравновесных частиц, испущенных "горячим пятном", менее чем на 10%. Причина столь малого влияния вращения заключается в том, что время релаксации  $\tau_r$  существенно меньше периода вращения. Окончательные расчеты проводились при твердотельном значении момента инерции ядра.

Исследовался вопрос о том, насколько грубым является выбор начального условия для поля температур в форме (7). А именно, по формуле (8) вычислялся рельеф температур в момент времени  $t_0$  для столкновений (1). Характерные размеры областей, ограниченных изотермой с температурой, равной половине максимального значения локальной температуры (в момент  $t_0$ ), совпали с размерами бомбардирующих ядер. Этот результат имеет характер случайности, но случайности, безусловно, благоприятной.

Наконец, на рис. 4 на примере реакции  $^{62}\text{Ni} (^3\text{He}, n)$  при энергии 40,9 МэВ продемонстрирована чувствительность результатов расчета к величине используемых параметров. Сплошная линия отвечает обсуждавшимся выше значениям параметров. К результату, изображенному пунктирной линией, приводит любое из следующих изменений одного из параметров: уменьшение вдвое  $\tau_r = R^2/\chi$ ; увеличение  $A_i$  в два раза; увеличение в два раза  $t_0$ ; уменьшение в полтора раза  $T(r, t)$ . Эта же линия соответствует расчету, основанному на усреднении в (15) и (16) по интервалу от  $T_i$  до  $T_c$ . Видно, что с учетом величины экспериментальных ошибок обе эти линии вполне удовлетворительно согласуются друг с другом и с экспериментальными данными.

### 2.3. Расчеты нейтронных спектров

Описанным выше способом были рассчитаны спектры нейтронов под задними углами из реакций (1). На рис. 4 на примере угла регистрации, равного  $140^\circ$ , результаты расчета сравниваются с экспериментальными данными. Наблюдается хорошее согласие теоретических и измеренных зависимостей (в реакции с углеродом роль эмиссии из "горячего пятна" незначительна). То обстоятельство, что теоретические результаты получены без всякой подгонки или нормировки, придает еще большую достоверность заключению о том, что в рассматриваемых реакциях с легкими налетающими ядрами обнаружено, по всей видимости, "горячее пятно".

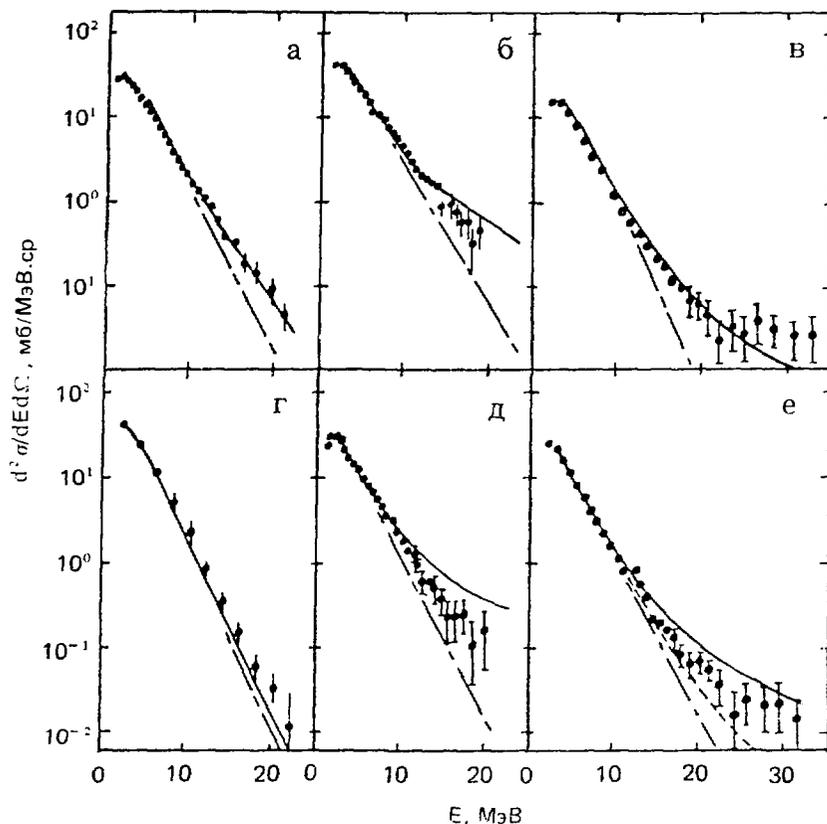


Рис. 4. Сравнение расчетов по модели "горячего пятна" (—) со спектрами нейтронов (●), измеренными под углом  $140^\circ$ , из следующих реакций: а —  ${}^6\text{Li}$  (40 МэВ) +  ${}^{60}\text{Co}$ ; б —  ${}^6\text{Li}$  (90 МэВ) +  ${}^{60}\text{Co}$ ; в —  ${}^3\text{He}$  (52,6 МэВ) +  ${}^{64}\text{Ni}$ ; г —  ${}^{12}\text{C}$  (53,5 МэВ) +  ${}^{63}\text{Cr}$ ; д —  ${}^3\text{He}$  (59 МэВ) +  ${}^{62}\text{Ni}$ ; е —  ${}^3\text{He}$  (40,9 МэВ) +  ${}^{62}\text{Ni}$ ; - - - вклад от испарения из составного ядра; - · - · иллюстрация чувствительности расчетов к величине параметров

Отметим также, что в связи с успешным применением модели "горячего пятна" становится интересным ответ на вопрос, какой физической реальности может соответствовать математическое понятие температурного поля  $T(\vec{r}, t)$ . Говорить о  $T(\vec{r}, t)$  как о ядерной температуре пока трудно, поскольку не ясно, что следует понимать под локальной плотностью уровней ядра. Поэтому на первом этапе можно рассматривать поле температур просто как меру локальной энергии возбуждения. При большом числе нуклонов в области локализации возбуждения такая трактовка температуры допустима. Однако случае, например, реакций с  ${}^3\text{He}$  в начальные моменты времени в "горячем пятне" содержится лишь несколько нуклонов. Вместе с тем на-

блюдаемые спектры являются результатом, усредненным по большому числу столкновений, в том числе столкновений с одинаковыми прицельными параметрами. Поэтому температура, рассматриваемая как мера локальной энергии возбуждения, связана, по-видимому, с усредненной плотностью возбужденных нуклонов и усредненным распределением энергии возбуждения. Для корректного исследования поставленного в этом абзаце вопроса необходимо, конечно, микроскопическое изучение процесса установления равновесия.

#### 2.4. Результаты анализа спектров сложных частиц

По модели "горячего пятна" были также рассчитаны спектры дейтронов и альфа-частиц под задними углами из реакций (3). Результаты расчетов в несколько раз превышают экспериментальные данные. Этого следовало ожидать уже потому, что в выражении (10) для вероятности испускания частиц не учтена вероятность образования в ядре сложной частицы.

Вероятность образования сложных частиц учитывается в модели коалесценции, которая позволяет получать спектры сложных частиц исходя из спектров нуклонов. В приложении 2 с помощью модели коалесценции производится анализ спектров из реакций (3), измеренных под задними углами, с привлечением рассчитанных по модели "горячего пятна" спектров нуклонов из тех же реакций ( ${}^6\text{Li} + {}^59\text{Co}$  при энергии лития 40 и 90 МэВ).

Результаты проведенного в приложении 2 анализа согласуются с представлением о существовании "горячего пятна".

Таким образом, в первой и второй частях данной работы получен комплекс данных об образовании в реакциях с легкими ионами "горячего пятна". В следующей части работы осуществляются расчеты корреляционного эксперимента, который может оказаться очень чувствительным к испусканию частиц из "горячего пятна".

### 3. ПРОГНОЗ

#### В ОТНОШЕНИИ КОРРЕЛЯЦИОННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

##### 3.1. Особый характер функции угловых корреляций

Выше в связи с проблемой "горячего пятна" исследовалась высокоэнергетичная часть инклюзивных спектров легких частиц, измеренных в области задних углов. При этом испарение из равновесного составного ядра, определяющее мягкую часть этих спектров, дает существенный вклад и в жесткую часть спектров. Безусловный интерес представляют более яркие проявления "горячего пятна". Обнаружить такие контрастные эффекты, связанные с первоначальной локализацией возбуждения, удастся, по-видимому, при постановке корреляционного эксперимента, в ходе которого будут регистрироваться совпадения легких продуктов в задней полусфере. Идею этого эксперимента качественно можно пояснить следующим образом.

Предположим, что в результате столкновения легкого и тяжелого ядер образовалось "горячее пятно", начальное местоположение которого показано в композиционном ядре на рис. 5. В разд. 2.2 отмечалось, что время релаксации возбуждения существенно меньше периода вращения композиционной системы. Кроме того, испускание частиц из "горячего пятна" с наибольшей вероятностью происходит в первые моменты времени, когда температура имеет наибольшие значения. Поэтому рассмотрим эмиссию частиц из "горячего пятна", находящегося в области А. Испускаемые отсюда частицы могут быть зарегистрированы детекторами 1 и 2. Но чтобы попасть в детектор 3, частица должна пройти определенное расстояние в ядерной материи (причем, вообще говоря, в ядерной материи с неравной нулю температурой). Сложные частицы обладают малым пробегом в ядерном веществе, а пробег нуклонов быстро уменьшается с ростом температуры ядерного ферми-газа [22]. Поэтому следует ожидать, что вероятность попадания в детектор 3 частицы, испущенной из области А, будет меньше, чем вероятность регистрации продуктов детекторами 1 и 2. То есть детекторы 1 и 3 (или 2 и 3), включенные в схему совпадений, регистрировать события не будут, в то время как детекторы 1 и 2 могут их регистрировать. Если "горячее пятно" расположено в области Б, то вероятность попадания частицы в детектор 3 будет выше, чем в детекторы 1 и 2, но ни одна пара детекторов регистрировать совпадения не должна.

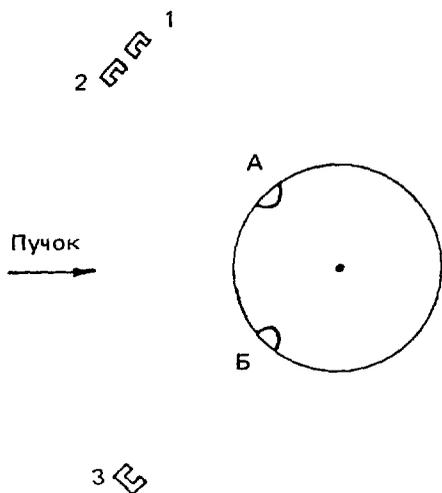


Рис. 5. Схема размещения детекторов (1, 2, 3) в разбираемом в тексте корреляционном эксперименте. А и Б – примеры возможного расположения "горячего пятна" в композиционном ядре

Экспериментально наблюдаемые эффекты являются результатом столкновений с различными прицельными параметрами. Однако даже если и образуются такие "горячие пятна", эмиссию из которых могут одновременно обнаружить все три детектора, возможность образования "горячего пятна" в окрестности А является уже достаточной для того, чтобы детекторы 1 и 2 регистрировали совпадений больше, чем детекторы 1 и 3 (или 2 и 3). Иначе говоря, функция угловых корреляций должна возрасти при сближении двух детекторов, которые измеряют совпадения (и которые расположены в задней полусфере, так как именно на "освещенной" падающим пучком поверхности ядра образуются "горячие пятна" и в области задних углов мала роль процессов, делающих спектры на передних углах сильно отличающимися от чисто испарительных).

В предыдущем разделе отмечалось, что, по всей видимости, частицы испускаются "горячим пятном" преимущественно перпендикулярно поверхности ядра. В случае эмиссии по нормали "горячее пятно", где бы оно ни располагалось, не сможет испускать частицы одновременно в направлении детекторов 1 и 2 и в направлении детектора 3. Это обстоятельство может привести к тому, что функция угловых корреляций будет демонстрировать при сближении детекторов ярко выраженный пик. Ширина этого пика определяется в первую очередь размерами "горячего пятна".

### 3.2. Расчет функции угловых корреляций

Для проведения количественных расчетов ожидаемого эффекта использовалась модель "горячего пятна", описанная во второй части данной работы.

Четыреждыдифференциальное сечение рассчитывалось по формуле

$$\frac{d^4\sigma}{dE_1 d\Omega_1 dE_2 d\Omega_2} = \int dt_1 dt_2 d\vec{b}_p P_i(E_1, \vartheta_1, t_1) P_i(E_2, \vartheta_2, t_2), \quad (17)$$

где вероятности испускания частиц  $P_i$  задаются выражением (10). Функция угловых корреляций  $d^2\sigma/d\Omega_1/d\Omega_2$  может быть получена путем интегрирования (17) по энергиям испускаемых частиц.

Указанным способом был проведен расчет для реакции  $^{197}\text{Au} (^3\text{He}, 2p)$  при  $E_{\text{He}} = 72$  МэВ. Эта реакция была выбрана потому, что на изохронном циклотроне ИАЭ им. И.В. Курчатова имеются возможности для проведения соответствующего эксперимента. При этом ускорение ионов  $^3\text{He}$  является наиболее устойчивым режимом работы циклотрона, позволяющим к тому же получать большой ток ускоряемых ионов.

Расчеты проводились для случая, когда положение одного детектора протонов фиксировано на угле  $120^\circ$ , а второй детектор перемещается в диапазоне углов  $120 - 180^\circ$ . На рис. 6 приведена функция угловых корреляций двух протонов, полученная интегрированием выражения (17) по интервалу энергий от 15 до 30 МэВ. Нижняя граница этого диапазона обусловлена кулоновским барьером в выходном канале реакции, а верхняя граница отражает возможности легкодоступных полупроводниковых детекторов. Из рисунка видно, что расчеты предсказывают резкое возрастание зависимости при сближении детекторов (корреляциям протонов, испаряющихся из равновесного составного ядра, отвечает сечение на уровне  $10^{-6}$  мб/ср<sup>2</sup>).

Возможность наблюдения эффекта определяется ожидаемым темпом счета событий. Максимум зависимости на рис. 6 соответствует регистрации 10 совпадений в час при следующем реалистическом выборе параметров: радиус детекторов – 2 мм, их расстояние от мишени – 50 мм, ток ускоряемых двухзарядных ионов  $^3\text{He}$  – 10 мкА, толщина мишени из золотой самоподдерживающейся фольги – 0.05 г/см<sup>2</sup>. Таким образом, даже при умеренном токе падающего пучка имеется реальная возможность обнаружить ожидаемую особенность функции угло-

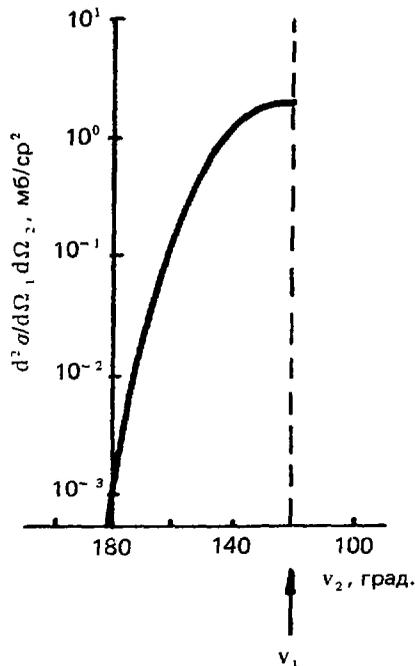


Рис. 6. Рассчитанная по модели "горячего пятна" функция угловых корреляций двух протонов из реакции  $^{197}\text{Au} (^3\text{He}, 2p)$  при  $E_{\text{He}} = 72$  МэВ. Угол одного детектора протонов фиксирован ( $120^\circ$ ), угол другого отложен по оси абсцисс

вых корреляций, свидетельствующую об образовании "горячего пятна" в столкновениях легкого и тяжелого ядер.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе изучался вопрос об образовании "горячего пятна" — пространственно-временной локализации возбуждения — в ядерных столкновениях, инициируемых легкими налетающими ядрами. При этом использовались экспериментальные данные, полученные при изучении нейтронных спектров из реакций  $^3\text{He}$  (40,9 и 59 МэВ) +  $^{62}\text{Ni}$ ,  $^4\text{He}$  (52,6 МэВ) +  $^{61}\text{Ni}$ ,  $^6\text{Li}$  (40 и 90 МэВ) +  $^{59}\text{Co}$ , спектров альфа-частиц из реакций  $^6\text{Li}$  (40 и 90 МэВ) +  $^{59}\text{Co}$  и спектров дейтронов из реакции  $^6\text{Li}$  (40 МэВ) +  $^{59}\text{Co}$ , а также экспериментальные данные, полученные другими авторами.

Была осуществлена систематизация сечений выхода быстрых предравновесных нейтронов, вылетающих преимущественно вперед, из реакций с падающими нуклонами, легкими ионами и тяжелыми ионами в широком диапазоне энергий. Этот результат, имеющий самостоятельное значение, подтвердил также справедливость гипотезы о сквозном прохождении через ядро вылетающих вперед предравновесных нуклонов. Дальнейшая математическая формализация этой гипотезы позво-

лила в ходе последующего анализа экспериментальных данных получить сведения о несущих возбуждение нуклонах композиционного ядра. Возбужденные нуклоны подразделяются на две фракции: нуклоны одной фракции — меньшей — “помнят” величину и направление импульса ядра-снаряда, они ответственны за направленную вперед (наиболее интенсивную) предравновесную эмиссию; возбужденные нуклоны второй фракции более многочисленны и уже в первые моменты существования композиционной системы “не помнят” импульса налетающего ядра, обладая энергией, не превосходящей энергию связи нуклона в ядре. Медленные нуклоны второй фракции вначале локализируются вблизи области соударения ядер, образуя тем самым “горячее пятно”.

Для того, чтобы установить, испускает ли “горячее пятно” частицы, анализировались инклюзивные спектры легких частиц, измеренные под большими углами ( $\geq 120^\circ$ ), в которых наряду с низкоэнергетичной составляющей, связанной с эмиссией из равновесного составного ядра, присутствует также высокоэнергетичный компонент неиспарительного происхождения. Выявленные качественные закономерности в изменении температуры неиспарительной части спектров при изменении сорта налетающих ионов и их энергии свидетельствуют о том, что “горячее пятно” испускает частицы.

Спектры нейтронов, измеренные в задней полусфере, сравнивались с расчетами по модели “горячего пятна”, которая оперирует с эволюционирующим во времени и пространстве температурным полем. Получено хорошее количественное согласие теории и эксперимента. Анализ спектров дейтронов и альфа-частиц, проведенный с привлечением модели коалесценции, дал результаты, согласующиеся с представлением об эмиссии из “горячего пятна”.

Таким образом, в работе получен комплекс данных об образовании в ядро-ядерных столкновениях “горячего пятна” и об испускании из него легких частиц, которое приводит к отличию спектров под задними углами от чисто испарительных.

В связи с этим в работе формулируется следующий шаг в изучении “горячего пятна”. А именно, предлагается осуществить корреляционный эксперимент, в ходе которого будут измеряться совпадения двух протонов в задней полусфере из реакции  $^{197}\text{Au}({}^3\text{He}, 2p)$  при  $E_{\text{He}} = 72$  МэВ. Расчеты по модели “горячего пятна”, которая позволила успешно описать инклюзивные спектры, предсказывают ярко выражен-

ное увеличение функции угловых корреляций двух протонов при сближении детекторов. Эксперимент по изучению указанной реакции может быть проведен на изохронном циклотроне ИАЭ им. И.В. Курчатова.

В заключение автор выражает благодарность за полезные обсуждения Г.Б. Янькову, а также О.В. Бочкареву, Е.А. Кузьмину, И.Г. Мухе, Л.В. Чулкову, вместе с которыми автор производил измерения спектров нейтронов, альфа-частиц и дейтронов.

## ПРИЛОЖЕНИЕ 1

### Энергетическое и угловое распределение нуклонов композиционного ядра, несущих возбуждение

Геометрия столкновения двух ядер обычно характеризуется прицельным параметром  $\vec{b}$ . Однако в дальнейшем для этой цели будет использоваться однозначно связанной с  $\vec{b}$  вектор  $\vec{b}_p$ , который дает расстояние от точки пересечения траектории налетающего ядра с поверхностью ядра-мишени до прямой, которая параллельна оси падающего пучка и проходит через центр ядра-мишени (азимутальные углы векторов  $\vec{b}$  и  $\vec{b}_p$  равны).

Столкновение (с данным  $\vec{b}_p$ ) приводит к появлению в композиционном ядре нуклонов, несущих энергию возбуждения. В дальнейшем будут рассмотрены лишь нейтроны. Каждый такой нейтрон имеет в ядре некоторую энергию  $E_{in}$  и движется по своей траектории. Траектория определяется направлением движения  $\Omega_{in}$  и точкой пересечения линии движения нейтрона с поверхностью ядра, обращенной к налетающим ядрам (т.е. вектором  $\vec{b}_p$ ). Пусть  $d^3\sigma_i / (dE_{in} d\Omega_{in} db_p)$  — распределение несущих возбуждение нейтронов. Тогда распределение нейтронов, прошедших сквозь ядро без перерассеяния, можно представить в следующем виде:

$$\frac{d^3\sigma_f}{dE_{in} d\Omega_{in} db_p} = \frac{d^3\sigma_i}{dE_{in} d\Omega_{in} db_p} \exp\left[-\frac{D(\Omega_{in}, \vec{b}_p)}{\lambda(E_{in})}\right]. \quad (\text{П.1})$$

Здесь  $D(\Omega_{in}, \vec{b}_p)$  — длина прямолинейного пути, проходимого нейтроном в ядре;  $\lambda(E_{in})$  — длина его свободного пробега. Покинувшие затем ядро нейтроны имеют распределение

$$\frac{d^3\sigma_f}{dE d\Omega d\vec{b}_p} = \left| \frac{\partial(E_{in}, \Omega_{in})}{\partial(E, \Omega)} \right| \Theta(E) \frac{d^3\sigma_f}{dE_{in} d\Omega_{in} db_p}. \quad (\text{П.2})$$

Первый сомножитель в правой части (П.2) — якобиан перехода от  $E_{in}$  и  $\Omega_{in}$  к энергии нейтрона  $E$  и направлению его движения  $\Omega$  вне ядра ( $E = E_{in} - V_0$ ,  $V_0$  — глубина ямы, сопоставляемой ядру; в данной работе использовалось  $V_0 = 37$  МэВ).  $\Theta$  — следующим образом определенная функция:  $\Theta(E) = 0$  при  $E \leq 0$ ,  $\Theta(E) = 1$  при  $E > 0$ . Отмеченный якобиан учитывает преломление нейтронов на границе ядра, а  $\Theta$ -функция — их отражение.

При инклюзивной постановке эксперимента (как это было при изучении реакций (1) в [8]) регистрируются нейтроны, имеющие известную энергию и вылетающие в известном направлении. В связи с этим необходимо проинтегрировать (П.2) по  $\vec{b}_p$ :

$$\frac{d\sigma_f}{dE d\Omega} = \int d\vec{b}_p \left| \frac{\partial(E_{in}, \Omega_{in})}{\partial(E, \Omega)} \right| \Theta(E) \exp\left[-\frac{D(\Omega_{in}, \vec{b}_p)}{\lambda(E_{in})}\right] \frac{d^3\sigma_i}{dE_{in} d\Omega_{in} d\vec{b}_p}. \quad (\text{П.3})$$

Если через  $P(E_{in}, \Omega_{in} | \vec{b}_p)$  обозначить вероятность того, что нейтрон имеет энергию  $E_{in}$  и движется в направлении  $\Omega_{in}$  после столкновения с  $\vec{b}_p$ , то распределение возбужденных нейтронов принимает вид

$$\frac{d^3\sigma_i}{dE_{in} d\Omega_{in} d\vec{b}_p} = P(E_{in}, \Omega_{in} | \vec{b}_p) \frac{d\sigma_i}{d\vec{b}_p}. \quad (\text{П.4})$$

При этом

$$\int P(E_{in}, \Omega_{in} | \vec{b}_p) dE_{in} d\Omega_{in} = 1, \quad (\text{П.5})$$

$$\frac{d\sigma_i}{d\vec{b}_p} = \int \frac{d^3\sigma_i}{dE_{in} d\Omega_{in} d\vec{b}_p} dE_{in} d\Omega_{in} = N_i(\vec{b}_p), \quad (\text{П.6})$$

где  $N_i(\vec{b}_p)$  — число возбужденных нейтронов, появляющихся после столкновения с данным  $\vec{b}_p$ . Можно предложить различные определения того, какие нейтроны считать первоначально несущими возбуждение. Но всем таким определениям будет присуще одно общее свойство: возбужденными будут как нуклоны из ядра снаряда, так и нуклоны из ядра-мишени. Ограничиваясь реакциями слияния, имеем  $N_i(\vec{b}_p) > N_p$ , где  $N_p$  — число нейтронов в налетающем ядре. В результате (П.3) сводится к неравенству

$$\frac{d\sigma_f}{dE d\Omega} > N_p \int d\vec{b}_p \left| \frac{\partial(E_{in}, \Omega_{in})}{\partial(E, \Omega)} \right| \Theta(E) \exp\left[-\frac{D(\Omega_{in}, \vec{b}_p)}{\lambda(E_{in})}\right] P(E_{in}, \Omega_{in} | \vec{b}_p). \quad (\text{П.7})$$

Различным определениям, какие нейтроны считать первоначально несущими возбуждение, отвечают разные длины пути  $D(\Omega_{in}, \vec{b}_p)$ . Но все они не превосходят величины  $D_g(\Omega_{in}, \vec{b}_p)$ , равной длине отрезка от точки вылета нейтрона из ядра до точки, задаваемой вектором  $\vec{b}_p$ , т.е. до точки, расположенной прямо на поверхности ядра. Использование  $D_g$  в качестве  $D$  может лишь усилить неравенство (П.7).

Далее, предравновесная эмиссия нейтронов (PE), конечно, не ограничивается только рассмотренными случаями прохождения нейтронов сквозь ядро без перерассеяния (f). Кроме того, в ту составляющую (NE) спектров нейтронов, которая делает эти спектры отличными от чисто испарительных, могут в принципе давать вклад и процессы, не сводящиеся к реакциям слияния. Таким образом,

$$\frac{d^2\sigma_{NE}}{dEd\Omega} > \frac{d^2\sigma_{PE}}{dEd\Omega} > \frac{d^2\sigma_f}{dEd\Omega} \quad (\text{П.8})$$

Наконец, используя в правой части (П.7) теорему Лежандра о среднем, получаем оценку для вероятности того, что несущий возбуждение нейтрон имеет некоторую энергию и движется в некотором направлении ( $\vec{b}_p$  — из области интегрирования):

$$P(E_{in}, \Omega_{in} | \vec{b}_p) < \frac{d^2\sigma_{NE}}{dEd\Omega} \times \left\{ N_p \int d\vec{b}_p \left| \frac{\partial(E_{in}, \Omega_{in})}{\partial(E, \Omega)} \right| \Theta(E) \exp\left[-\frac{D_g(\Omega_{in}, \vec{b}_p)}{\lambda(E_{in})}\right] \right\}^{-1} \quad (\text{П.9})$$

Рассмотрение трехмерной картины движения нейтрона в ядре и вне ядра приводит к следующему выражению для фигурирующего в (П.9) якобиана:

$$\frac{\partial(E_{in}, \Omega_{in})}{\partial(E, \Omega)} = \left[ 2\sqrt{E_{in}/F(1-3x^2)} + x \frac{4 - (E_{in}/E)(5-6x^2)}{\sqrt{1 - (E_{in}/E)(1-x^2)}} \right]^{-1}, \quad (\text{П.10})$$

где  $x = D_g/2R$ ,  $R$  — радиус ядра. Величины  $D_g$  находятся при решении следующей системы уравнений (где неизвестными являются также  $\Omega_{in} = (\vartheta_{in}, \varphi_{in})$ ):

$$\begin{aligned} \sqrt{R^2 - b_p^2} \cos \vartheta_{in} - b_p \sin \vartheta_{in} \cos(\varphi_{in} - \varphi_p) - Rx &= 0, \\ \sqrt{R^2 - b_p^2} \cos \vartheta - b_p \sin \vartheta \cos(\varphi - \varphi_p) + \end{aligned} \quad (\text{П.11})$$

$$\begin{aligned}
& + R\sqrt{1 - (E_{in}/E)(1 - x^2)}(1 - 2x^2) - 2Rx(1 - x^2)\sqrt{E_{in}/E} = 0, \\
& \cos\vartheta \cos\vartheta_{in} + \sin\vartheta \sin\vartheta_{in} \cos(\varphi - \varphi_{in}) - \\
& - x\sqrt{1 - (E_{in}/E)(1 - x^2)} - \sqrt{E_{in}/E}(1 - x^2) = 0. \quad (П.11)
\end{aligned}$$

Здесь  $\Omega = (\vartheta, \varphi)$ , а  $\varphi_p$  — азимутальный угол вектора  $\vec{b}_p$ .

## ПРИЛОЖЕНИЕ 2

### Анализ спектров дейтронов и альфа-частиц, измеренных под задними углами, с помощью модели коалесценции

Анализ измеренных под задними углами спектров дейтронов и альфа-частиц из реакций (3) проводился с помощью модели коалесценции [31].

Основопологающим предположением этой модели является следующее: нуклоны возбужденного композиционного ядра могут конденсироваться в кластеры, если их относительный импульс меньше некоторой величины  $P_0$ . В итоге спектр сложных частиц оказывается связанным со спектром нуклонов посредством степенной зависимости. При этом нормировочный множитель является функцией величины  $P_0$ , носящей название радиуса коалесценции и являющейся единственным свободным параметром модели. В нерелятивистском случае коалесцентное соотношение для связи спектров сложных частиц  $A$  со спектрами нейтронов и протонов имеет вид

$$\frac{d^2\sigma_A}{dE_A d\Omega} = \frac{A^{-1}}{N!Z!} \left( \frac{4\pi P_0^3}{3\sigma_f \sqrt{2m_n^3 E_n}} \right)^{A-1} \left( \frac{d^2\sigma_n}{dE_n d\Omega} \right)^N \left( \frac{d^2\sigma_p}{dE_p d\Omega} \right)^Z. \quad (П.12)$$

Здесь  $E_A$  — энергия сложной частицы;  $\sigma_f$  — сечение слияния;  $m_n$  — масса нуклона;  $E_n = E_A - V_k/A$  — энергия нейтрона,  $V_k$  — кулоновский барьер для сложной частицы;  $E_p = (E_A - V_k/A) + (V_k/Z)$  — энергия протона;  $N$  и  $Z$  — число нейтронов и протонов в сложной частице ( $A = N + Z$ ).

Обычно коалесцентное соотношение используется для вычисления спектров сложных частиц на основании спектров какого-либо одного вида нуклонов. Так, соотношение, связывающее спектры сложных частиц со спектрами нейтронов, имеет вид

$$\frac{d^2\sigma_A}{dE_A d\Omega} = \frac{A^{-1}}{A!Z!} \left( \frac{4\pi P_0^3}{3\sigma_f \sqrt{2m_n^3 E_n}} \right)^{A-1} \left( \frac{d^2\sigma_n}{dE_n d\Omega} \right)^A \left( \frac{Z_h}{N_h} \right)^Z, \quad (\text{П.13})$$

где  $Z_h$  и  $N_h$  — число протонов и нейтронов, способных принять участие в процессе конденсации в сложную частицу (далее полагалось, что  $N_h = Z_h$ ).

Для случая образования дейтронов коалесцентное соотношение адекватно результату, полученному при микроскопическом расчете процесса образования дейтронов в неравновесном каскаде вследствие взаимодействия нейтрона и протона в конечном состоянии [32]. Указанное предположение о слипании в кластеры нуклонов с малым относительным импульсом является обобщением [33,34] результата этого расчета. При рассматриваемом способе рождения кластеров, т.е. при образовании их в неравновесном каскаде в результате взаимодействия в конечном состоянии, радиус  $P_0$  является внутренней характеристикой кластера и не должен зависеть ни от сорта падающего иона, ни от его энергии.

Вместе с тем степенную связь спектров нуклонов и сложных частиц предсказывает и модель, основанная на предположении о химическом и термодинамическом равновесии [35]. В этом подходе  $P_0$  должен зависеть от энергии ядра-снаряда. Анализ, проведенный в классическом пределе термодинамической модели, показал, что в этом случае радиус коалесценции пропорционален температуре.

При расчете спектров дейтронов и альфа-частиц из реакций (3) в правой части соотношения коалесценции использовались спектры нуклонов, которые были рассчитаны с помощью модели "горячего пятна", описанной во второй части данной работы.

Было исследовано влияние на результаты расчетов того, какое выражение используется для связи спектров сложных частиц и нуклонов. Расчеты, выполненные по формуле (П.12), в которой в качестве базисных выступают спектры нейтронов и протонов, а также по формуле (П.13), в которой базисными являются спектры нейтронов, дают одинаковые результаты при значениях радиуса коалесценции  $P_0$ , различающихся менее чем на 5%. Ниже рассматриваются результаты, полученные по формуле (П.13) на основании спектров нейтронов (которые, как показано в разд. 2.3, совпадают с измеренными нейтронными спектрами).

На рис. 7 расчеты по модели коалесценции сравниваются со спектрами дейтронов и альфа-частиц, измеренными под задними углами.

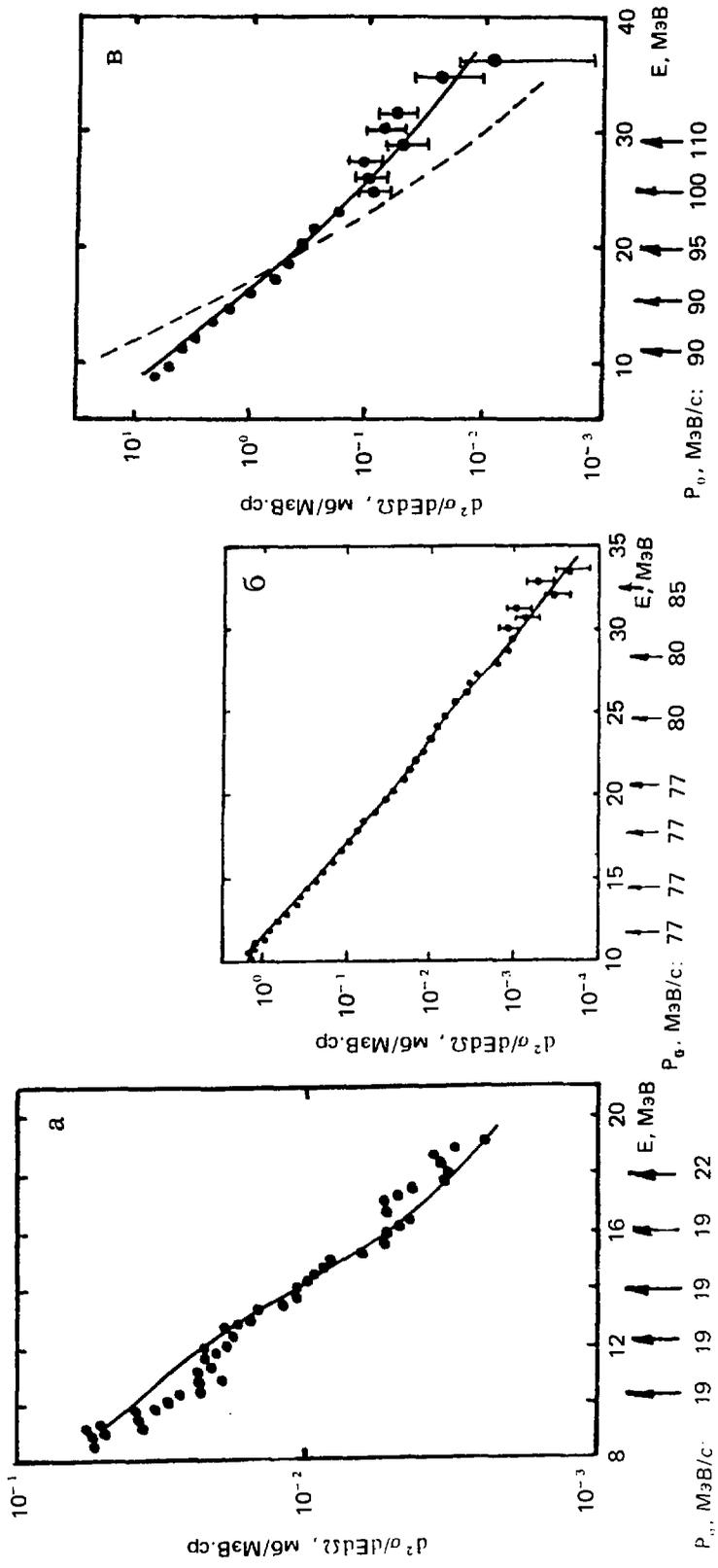


Рис. 7. Определение радиусов коалесценции  $R_0$  (указаны ниже оси абсцисс), необходимых для описания с помощью модели коалесценции (—) спектров частиц (●), измеренных под углом  $140^\circ$ , из следующих реакций: а —  $^{60}\text{Co}$  ( $^{60}\text{Li}, d$ ) при  $E_{Li} = 40$  МэВ; б, в —  $^{60}\text{Co}$  ( $^{60}\text{Li}, \alpha$ ) при  $E_{Li} = 40$  и  $90$  МэВ соответственно

Теоретические зависимости проводились через экспериментальные точки, и исследовалось, какие при этом значения должны принимать радиусы коалесценции  $P_0$ . Эти значения указаны на рис. 7 под осями абсцисс. Видно, что при увеличении энергии вторичных частиц величины  $P_0$  сначала постоянны: в реакции  $^{59}\text{Co}(^6\text{Li},d)$   $P_0(d) = 19$  МэВ/с до энергии дейтронов  $\sim 16$  МэВ; в реакции  $^{59}\text{Co}(^6\text{Li},\alpha)$  при  $E_{\text{Li}} = 40$  МэВ  $P_0(\alpha) = 77$  МэВ/с до энергии 20 – 25 МэВ; в реакции  $^{59}\text{Co}(^6\text{Li},\alpha)$  при  $E_{\text{Li}} = 90$  МэВ  $P_0(\alpha) = 90$  МэВ/с до энергии альфа-частиц  $\sim 20$  МэВ. При дальнейшем увеличении энергии вторичных частиц значения  $P_0$  растут (на рис. 7 на примере реакции  $^{59}\text{Co}(^6\text{Li},\alpha)$  при  $E_{\text{Li}} = 90$  МэВ продемонстрирована чувствительность расчетов к величине  $P_0$ : пунктирная кривая отвечает  $P_0(\alpha) = 95$  МэВ/с).

Найденные значения радиусов коалесценции по порядку величины сильно отличаются от величин  $P_0$ , полученных в работе [25], в которой изучалось наиболее интенсивное (направленное вперед) предравновесное испускание дейтронов и альфа-частиц в тех же реакциях, что рассматриваются и здесь. Было найдено, что направленной вперед предравновесной эмиссии отвечают радиусы коалесценции  $P_0(d) = 120$  МэВ/с и  $P_0(\alpha) = 180$  МэВ/с, которые совпадают с соответствующими величинами, получаемыми при изучении релятивистских столкновений (например, в [36]). Как отмечается в [25], постоянство  $P_0$  при различных налетающих ядрах ( $^4\text{He}$ ,  $^6\text{Li}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ) и в огромном диапазоне энергий ядер-снарядов (от 7 до 2100 МэВ/нукл.) указывает на то, что испускаемые вперед предравновесные дейтроны и альфа-частицы образуются благодаря взаимодействию в конечном состоянии нуклонов неравновесного каскада. Такое заключение согласуется и с существованием энергичной фракции несущих возбуждение нуклонов, о которой шла речь в первой части.

Таким образом, тот факт, что в данной работе получены радиусы коалесценции, существенно меньшие значений  $P_0$  из [25], свидетельствуют о том, что испускаемые назад дейтроны и альфа-частицы образуются в результате процессов, отличных от взаимодействия в конечном состоянии нуклонов неравновесного каскада. Поскольку в области углов из задней полусферы велика роль испарения из равновесного составного ядра, эти малые значения  $P_0$  следует связать, видимо, с существованием в системе равновесия. Вместе с тем термодинамическая модель коалесценции [35] связывает, как указывалось, величину  $P_0$  с температурой. Поэтому обнаруженный рост  $P_0$  при увеличении энер-

гии вторичных частиц может свидетельствовать о том, что на определенных стадиях реакции в системе имела место температура, превышающая равновесную, т.е. существовало "горячее пятно".

Отметим, наконец, что в литературе формально не учитывалась возможность существования для одной реакции разных  $P_0$ , отвечающих различным механизмам образования кластеров. Однако, например, из [31] видно, что коалесцентное описание экспериментальных данных на острых углах сопровождается превышением подчас на порядок расчетной зависимости над экспериментальной в области задних углов. Поэтому существование разных  $P_0$  в одной реакции носит, по-видимому, общий характер (по крайней мере, в нерелятивистской области).

### Список литературы

1. Blann M., Mignerey A., Scobel W. — Nukleonika, 1976, vol. 21, p. 335.
2. Бетак Э., Тонеев В.Д. — ЭЧАЯ, 1981, т. 12, с. 1432.
3. Ernst J., Jayanti Rama Rao. — Z. Physik, 1977, vol. A281, p. 129.
4. Зелигер Д., Сасонов С. — ЭЧАЯ, 1980, т. 11, с. 967.
5. Gottschalk P.-A., Weström M. — Nucl. Phys., 1979, vol. A314, p. 232.
6. Mooney P., Morison W.W., Samaddar S.K. et al. — Phys. Lett., 1981, vol. 98B, p. 240.
7. Köhler H.D. — Nucl. Phys., 1982, vol. A378, p. 159.
8. Бочкарев О.В., Коршенинников А.А., Кузьмин Е.А. Препринт ИАЭ-3755/2. — М., 1983.
9. Бочкарев О.В., Коршенинников А.А. Препринт ИАЭ-3756/2. — М., 1983.
10. Бочкарев О.В., Коршенинников А.А., Кузьмин Е.А. и др. — ЯФ, 1984, т. 40, с. 605.
11. Бирюков Н.С., Журавлев Б.В., Сальников О.А. и др. — ЯФ, 1977, т. 25, с. 767.
12. Иванова С.П., Шубин Ю.Н. Препринт ОИЯИ Р4-80-875, 1980.
13. Bondorf J.P., De J.N., Karvinen A.O.T. et al. — Nucl. Phys., 1980, vol. A333, p. 285.
14. Jastrzebski J., Karwowsky H., Sadler M. et al. — Phys. Rev. C, 1979, vol. 19, p. 724.
15. Beene J.R., Halbert M.L., Hensley D.C. et al. — Phys. Rev. C, 1981, vol. 23, p. 2463.
16. Geoffroy Young K., Sarantites D.G., Beene J.R. et al. — Ibid., p. 2479.

17. Westerberg L., Sarantites D.G., Hencley D.C. et al. — Phys. Rev. C, 1978, vol. 18, p. 796.
18. Hilscher D. et al. — Phys. Rev. C, 1979, vol. 20, p. 576.
19. Billerey R., Cerruti C., Chevarier A. et al. — Z. Physik, 1979, vol. A292, p. 293.
20. Chevarier A., Chevarier N., Demeyer A. et al. — Nucl. Phys., 1974, vol. A231, p. 64.
21. Griffin J.J. — Phys. Lett., 1967, vol. 24B, p. 5.
22. Collins M.T., Griffin J.J. — Nucl. Phys., 1980, vol. A348, p. 63.
23. Брагин В.Н., Жуков М.В. — ЭЧАЯ, 1984, т. 15, с. 725.
24. Бачкарев О.В., Коршенинников А.А., Кузьмин Е.А. и др. — В кн.: Тез. XXXI Совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Самарканд, 1981. — Л.: Наука, 1981, с. 391.
25. Бочкарев О.В., Коршенинников А.А., Кузьмин Е.А. и др. — ЯФ, 1985, т. 41, с. 31.
26. Wall N.S., Wu J.R., Chang C.C. et al. — Phys. Rev. C, 1979, vol. 20, p. 1079.
27. Tomonaga S.Z. — Phys., 1938, vol. 110, p. 573.
28. Blann M. ERDA report № COO-3494-29, 1976.
29. Weisskopf V.F., Ewing D.H. — Phys. Rev., 1940, vol. 57, p. 472.
30. Ho H., Albrecht R., Dünneweber W. et al. — Z. Phys., 1977, vol. A283, p. 235.
31. Awes T.C., Poggi G., Gelbke C.K. et al. — Phys. Rev. C, 1981, vol. 24, p. 89.
32. Butler S.T., Pearson C.A. — Phys. Rev., 1963, vol. 129, p. 836.
33. Schwarzschild A., Zupancic C. — Ibid., p. 854.
34. Zupancic C. — Phys. Lett., 1963, vol. 4, p. 182.
35. Mekjian A. — Phys. Lett., 1980, vol. 89B, p. 177.
36. Gutbrod H.H., Sandoval A., Johansen P.J. et al. — Phys. Rev. Lett., 1976, vol. 37, p. 667.

---

Редактор О.В. Базанова  
Технический редактор Н.А. Малькова  
Корректор Г.Я. Кармадонова

T-01341. 24.01.85. Формат 60x90/16. Уч.-изд. л. 1,8  
Тираж 135. Индекс 3624. Заказ 111

Отпечатано в ИАЭ

## РУБРИКАТОР ПРЕПРИНТОВ ИАЭ

1. Общая, теоретическая и математическая физика
2. Ядерная физика
  
3. Общие проблемы ядерной энергетики
4. Физика и техника ядерных реакторов
5. Методы и программы расчета ядерных реакторов
  
6. Теоретическая физика плазмы
7. Экспериментальная физика плазмы и управляемый термоядерный синтез
8. Проблемы термоядерного реактора
  
9. Физика конденсированного состояния вещества
10. Физика низких температур и техническая сверхпроводимость
11. Радиационная физика твердого тела и радиационное материаловедение
  
12. Атомная и молекулярная физика
13. Химия и химическая технология
  
14. Приборы и техника эксперимента
15. Автоматизация и методы обработки экспериментальных данных
16. Вычислительная математика и техника

Индекс рубрики дается через дробь после основного номера ИАЭ.

**25 коп.**

**Индекс 3624**

**Препринт ИАЭ-4132/2. М., 1985**