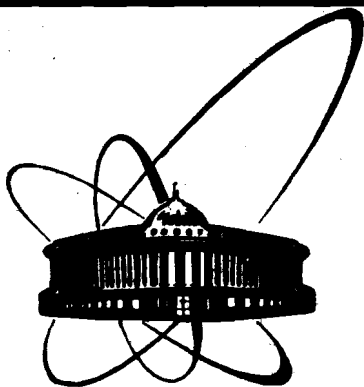


89-551



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

C 138

P7-89-551

Р. Н. Сагайдак

ОБ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯХ
ТЯЖЕЛЫХ ПРОДУКТОВ $(n_1, \alpha n)$ -РЕАКЦИЙ

1989

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования угловых и энергетических распределений тяжелых продуктов (ТП) в реакциях, вызываемых тяжелыми ионами, позволяют получать важную информацию о механизме их образования^{1,2}. В настоящее время эти характеристики ТП представляют особый интерес в связи с разработкой систем кинематической сепарации ядер отдачи с выделением продуктов реакций полного слияния ядер³⁻⁷. Угловые распределения (УР) ТП решающим образом влияют на эффективность их собирания в зоне регистрации, поскольку отбор проводится в узком телесном угле в направлении пучка налетающих ионов.

УРТП, образующихся в реакциях полного слияния ядер с последующим испарением легких частиц из составного ядра (нейтронов, протонов, альфа-частиц), определяется переданным импульсом налетающего иона и импульсами испаряющихся частиц. Дополнительным фактором, определяющим форму кривой УР в эксперименте, является многократное рассеяние ТП в веществе мишени. Как показывают предварительные оценки, этот фактор может решающим образом влиять на УР в случае использования мишени конечной толщины.

Обычно для расчета УР используют метод Монте-Карло⁸⁻¹¹. Разработан статистический подход к рассмотрению распада высоковозбужденных составных ядер, основанный на этом методе¹². Он позволяет описать широкий набор наблюдаемых энергетических и УР испаряющихся частиц. Имеется принципиальная возможность получить аналогичные распределения и для ТП — остатков после испарения. Очевидные достоинства этих подходов на практике реализуются с трудом из-за большого времени счета на ЭВМ, требуемого для достижения необходимой статистической точности.

В настоящей работе рассматриваются процессы испарения нейтронов и рассеяния ТП на атомах мишени, определяющие УРТП в реакциях полного слияния ядер. Предлагается феноменологический подход к расчету УР, позволяющий прямо реализовать вычисления на персональном компьютере, не требуя большого времени счета и памяти. Проводится сравнение расчетов с экспериментальными данными, имеющимися в литературе. Рассматриваются возможности использования предлагаемого подхода для анализа экспериментальных данных и в прикладных целях — для расчета эффективности собирания ТП (НI, хп)-реакций в условиях кинематической сепарации ядер отдачи.

2. УЧЕТ ИСПАРЕНИЯ НЕЙТРОНОВ

Анализ экспериментальных УРТП, полученных в реакциях полного слияния с легкими заряженными частицами, показывает, что для достаточно тонкой мишени, когда рассеянием на ее атомах можно пренебречь, УР вида $(d\sigma/d\Omega_R)$ в лабораторной системе координат достаточно хорошо аппроксимируются гауссовой функцией:

$$d\sigma/d\Omega_R = [\sigma/(d\sqrt{2\pi})] \exp[-\theta^2_R/(2d^2)], \quad (1)$$

где σ — интегральное сечение образования ТП, d^2 — дисперсия УР.

Можно показать¹¹, что для ТП, образующихся в результате изотропного в системе центра масс испарения частиц из составного ядра, дисперсия выражается как:

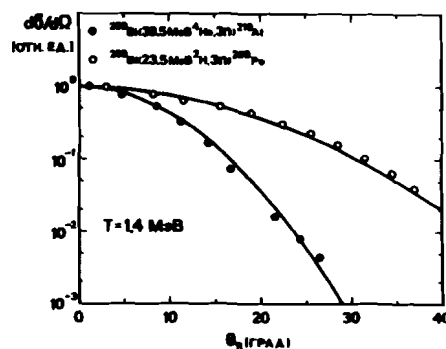
$$d^2 \equiv d_n^2 = \bar{x}\bar{\epsilon}/(3E_R A_R), \quad (2)$$

где \bar{x} — среднее число испаряющихся частиц, $\bar{\epsilon}$ — средняя кинетическая энергия испаряющейся частицы в системе центра масс, E_R — кинетическая энергия ТП в лабораторной системе координат, A_R — массовое число ТП.

Обычно, рассматривая испарение нейтронов, вводят параметр температуры — T , характеризующий спектр испаряющихся нейтронов^{18,9}. Тогда, пользуясь представлениями модели ферми-газа, среднюю суммарную кинетическую энергию испарившихся нейтронов T_n можно выразить в виде:

$$T_n = \bar{x}\bar{\epsilon} = 2Tx. \quad (3)$$

На рис.1 показан пример сравнения измеренных¹⁸ и рассчитанных с помощью (1)-(3) угловых распределений ядер отдачи, полученных



в реакциях с легкими заряженными частицами. Расчеты выполнены с тем же параметром температуры $T = 1,4$ МэВ, при котором достигнуто наилучшее согласие модельных, полу-

Рис.1. УРТП, полученные в реакциях с легкими заряженными частицами. Точки — эксперимент¹⁸, линиями показаны расчетные распределения, полученные с помощью (1)-(2) (см. текст).

ченных с помощью метода Монте-Карло, УРТП с экспериментальными^{18,9}. Отмечалось¹⁹, что с помощью этих же значений температуры наилучшим образом воспроизводятся функции возбуждения соответствующих хп-реакций в расчете¹³.

Известен другой подход, применявшийся ранее к анализу экспериментальных УРТП (НІ, хп)-реакций¹¹, в котором определяется среднеквадратичный угол $\langle\theta^2_R\rangle$ в распределении $(d\sigma/d\theta_R)$:

$$\langle\theta^2_R\rangle = 8T_n A_R / [3E_R (A_{CN} + A_R)^2], \quad (4)$$

где A_{CN} — массовое число составного ядра.

Интересующее нас УРТП вида $(d\sigma/d\theta_R)$ можно получить, выразив дисперсию в (1) через среднеквадратичный угол (4). Так как $(d\sigma/d\theta_R) = 2\pi\sin\theta_R (d\sigma/d\Omega_R)$, то этот угол определяется теперь как:

$$\langle\theta^2_R\rangle = \int_0^\infty \theta^2 \sin\theta (d\sigma/d\Omega) d\theta / \int_0^\infty \sin\theta (d\sigma/d\Omega) d\theta \quad (5)$$

(для простоты индекс R опущен).

Подставив в (5) выражение для $(d\sigma/d\Omega_R)$ — (1) и заменив интегралы соответствующими суммами¹⁴, с учетом малости d , получаем окончательно связь дисперсии d со среднеквадратичным углом $\langle\theta^2_R\rangle$:

$$\langle\theta^2_R\rangle \cong d^2 [1 + \sqrt{2} d (1 - d^2)] / (1 - d^2/720). \quad (6)$$

Таким образом, (2) и (6) дают два эквивалентных выражения для дисперсии, обусловленной испарением частиц из составного ядра. Эти выражения использовались в дальнейшем для расчета УРТП (НІ, хп)-реакций.

Остается найти параметр температуры T , определяющий среднюю кинетическую энергию испаряющихся частиц в (3). Как показывает анализ, этот параметр существенно отличается от температуры составного ядра T_{CN} , которую можно получить через энергию возбуждения и параметр плотности уровней составного ядра¹⁵:

Отличие обусловлено тем, что для каждого этапа испарения i средняя ядерная температура, определяющая кинетическую энергию следующего $i + 1$ нейтрона, имеет свое значение. Она определяется его средней тепловой энергией: $U_i = E^* - E_{rot} - \Sigma V_n - 2\Sigma T_i - \Sigma \Delta E_i^{rot}$, где E^* и E_{rot} — энергии возбуждения и вращения составного ядра, ΣV_n — суммарная энергия связи i испарившихся нейтронов, $2\Sigma T_i$ и $\Sigma \Delta E_i^{rot}$ — суммарные кинетическая энергия и энергия вращения, унесенные этими нейтронами. Тепловая энергия связана с температурой через параметр плотности уровней $a_i = (A_{CN} - i)/C$, где C — константа: $U_i = a_i T_i^2$.

Таким образом, зная начальные энергии возбуждения и вращения составного ядра, энергии связи и вращения испаряющихся частиц, можно получить их средние кинетические энергии $\bar{\epsilon}_i = 2T_i$ на каждом этапе испарения. Средняя суммарная кинетическая энергия, уносимая x нейтронами, выразится теперь через усредненную по испарительному каскаду температуру путем соотношения, аналогичного (3):

$$T_n = \sum_{i=1}^x \bar{\epsilon}_i = 2Tx. \quad (3)$$

Такой анализ был проведен для энергий налетающих ионов, соответствующих положению максимума измеренных функций возбуждения (HI, xp)-реакций^{16,17}. Была получена систематика усредненной по испарительному каскаду ядерной температуры, соответствующей различным массовым числам составного ядра и испаряющимся из него нейтронам¹⁷, которая показана на рис.2. Отмечено¹⁷, что полученные температуры неплохо аппроксимируются зависимостями $CA_{CN}^{-1/2}$ (C — константа), которые и использовались в дальнейших расчетах.

На рис.3 показано сравнение расчетных, полученных с использованием (1)-(4), (6) и соответствующих температур (см. рис.2 или¹⁷), с экспериментальными УРТП некоторых (HI, xp)-реакций¹⁷.

Несмотря на общее согласие, отметим небольшое отличие расчетных распределений от экспериментальных, связанное с предположением о постоянстве ядерной температуры для всего диапазона функции возбуждения. Ограниченность такого предположения следует, например, из рис.4, где представлены экспериментальные значения средней кинетической энергии испаряющегося нейтрона¹⁷. Здесь же показаны значения $\bar{\epsilon}$, соответствующие принятым температурам (см. рис.2 или¹⁷). Все значения приведены в зависимости от доступной энергии возбуждения ($E^* - \Sigma V_n$) для (HI, xp)-реакций, вызываемых ионами от ^{10}B до ^{16}O , которые приводят к составному ядру с $A_{CN} = 156$.

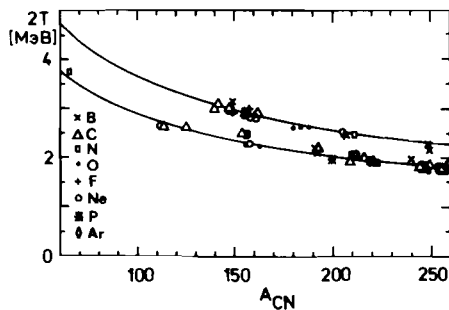


Рис.2. Систематика усредненной по испарительному каскаду ядерной температуры для реакций с испарением 3-5 нейтронов — значки на нижней кривой, реакции с испарением 6-8 нейтронов — значки на верхней кривой¹⁷. Обе кривые — аппроксимации зависимостью $CA_{CN}^{-1/2}$.

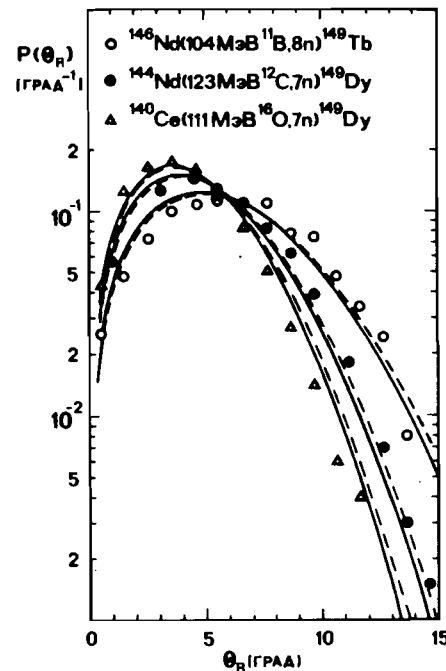


Рис.3. УРТП, полученные в (HI, xp)-реакциях. Распределения приведены к виду $P(\theta_R) = [d\sigma(\theta_R)/d\theta_R] / \sigma$. Значками показаны полученные экспериментальные распределения в соответствующих реакциях для бесконечно тонкой мишени¹⁷, пунктир — расчет с помощью (1), (2), сплошная линия — расчет с помощью (1), (4), (6).

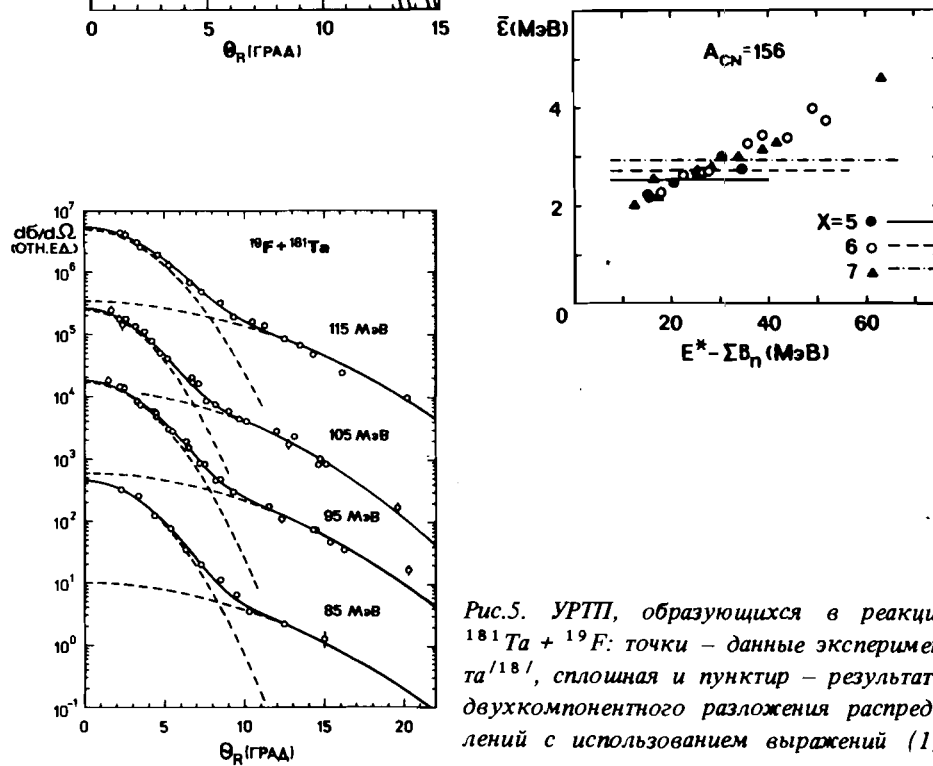
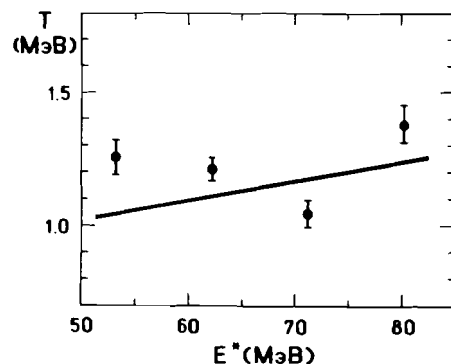


Рис.4. Сравнение экспериментальных (значки, соответствующие разным числам X)¹⁷ и с помощью¹⁷ (соответствующие прямые) средних кинетических энергий испаряющегося нейтрона в зависимости от доступной энергии возбуждения $E^* - \Sigma V_n$ для различных (HI, xp)-реакций (см. текст).

Рис.5. УРТП, образующихся в реакции $^{181}\text{Ta} + ^{19}\text{F}$: точки — данные эксперимента¹⁸, сплошная и пунктир — результаты двухкомпонентного разложения распределений с использованием выражений (1).

Рис.6. Нейтронная температура, извлеченная из разложения УРТП, показанных на рис.5, для разной энергии возбуждения $^{200}\text{Pb}^*$. Прямая — средняя температура, полученная с помощью ^{177}I по известному среднему числу испаряющихся нейтронов ^{181}I .



Дальнейший анализ применимости предлагаемого подхода был проведен для случая более сложной экспериментальной ситуации.

На рис.5 показаны УРТП, полученные в реакции $^{181}\text{Ta} + ^{19}\text{F}/^{18}\text{F}$. Измерения проведены с помощью времяпролетной техники (без выделения по характерной радиоактивности ТП, соответствующего определенному числу испарившихся нейтронов). Измеренные УР, кроме основной, характерной для ТП (НП, хп)-реакций, имели дополнительную, "широкую" компоненту. Отмечалось ^{181}I , что "широкая" компонента связана с ТП, образующимися после испарения альфа-частицы и нейтронов из составной системы. На рисунке кривыми показаны результаты проведенного двухкомпонентного разложения УР с использованием выражений типа (1) методом наименьших квадратов.

На рис.6 представлены полученные в результате такого разложения температуры хп-компоненты для энергий возбуждения составного ядра $^{200}\text{Pb}^*$, соответствующих указанным на рис.5 энергиям ионов ^{19}F . На этом же рисунке показано ожидаемое изменение средней температуры ^{177}I , полученное по среднему числу испарившихся нейтронов, которое определялось из измеренных функций возбуждения ^{181}I .

В рамках предлагаемого подхода интересно сравнить дисперсии УРТП испарительных (НП, ахп)-реакций — d_α^2 с экспериментальной — d для "широкой" компоненты. Среднюю кинетическую энергию, уносимую α -частицей, можно оценить как: $T_\alpha = V_\alpha + 2T$, где V_α — кулоновский барьер между α -частицей и ядром-остатком после ее испарения. Были сделаны также соответствующие предположения о среднем числе последующих испарительных нейтронов. Полученные таким образом значения d_α^2 для рассматриваемых случаев оказались ниже извлеченных при анализе значений d^2 для "широкой" компоненты. Одной из причин такого расхождения может быть то обстоятельство, что "широкая компонента" в угловом распределении ядер отдачи, отнесенная к реакциям испарения, имеет сложную структуру, обусловленную не только испарительными, но и "прямыми" α -частицами ^{19}F .

Другое обстоятельство, которое необходимо учитывать, применяя данный подход, — это предположение об изотропном испарении частиц

в системе центра масс. Это предположение не подтверждается экспериментом в случаях больших угловых моментов, передаваемых составному ядру тяжелым налетающим ионом ^{120}I . Показано также, что анизотропия растет с массой испаряющейся частицы. Эффективно это можно учесть, увеличивая температуру (аналогичный анализ экспериментальных УРТП, полученных в реакции $^{30}\text{Si} + ^{170}\text{Er}/^{181}\text{I}$ дает для хп-компоненты $T = 1,5-1,7$ МэВ).

Отдельного рассмотрения требуют также УРТП реакций "холодного" слияния ^{121}I , в которых составное ядро получает энергию возбуждения 20-30 МэВ и при этом из него испаряются 1-2 нейтрона.

3. УЧЕТ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ В МИШЕНИ

Многократное рассеяние атомов отдачи в мишени может быть эффективно учтено с помощью дополнительной составляющей дисперсии — d_s^2 , зависящей от толщины рассеивающего слоя мишени. Так как образование продуктов происходит равномерно по всей толщине мишени W_0 , то ядро отдачи, образовавшееся на толщине W , проходит рассеивающий слой $W_0 - W$. Результирующая дисперсия теперь запишется как:

$$d^2 = d_n^2 + d_s^2(W_0 - W). \quad (8)$$

Зависимость $d_s^2(W)$ может быть определена с помощью расчетов теории $^{122,23}\text{I}$, хорошо согласующихся с экспериментальными данными ^{124}I .

Теория оперирует безразмерными величинами приведенного угла отклонения — $\tilde{\theta}$ и приведенной толщиной рассеивающего слоя — τ :

$$\tilde{\theta} = \theta_R E_R a / (2Z_R Z_T e^2), \quad (9)$$

$$\tau = \pi a^2 N_0 W / A_T, \quad (10)$$

где Z_R, Z_T — заряды ядер ТП и мишени соответственно; a — параметр экранирования, определяемый как: $a = 0,885a_0 (Z_R^{2/3} + Z_T^{2/3})^{-1/2}$, где a_0 — радиус Бора атома водорода; N_0 — число Авогадро; A_T — массовое число атомов мишени.

Можно получить расчетную зависимость приведенной полуширины $\tilde{\theta}_{1/2}$ УР рассеянных атомов как функцию приведенной толщины рассеивающего слоя $\tau^{122,23}\text{I}$. Если аппроксимировать форму кривой УР рассеянных атомов гауссовой функцией, то получим необходимую составляющую дисперсии $d_s^2(\tau)$. Такая процедура приводит к некоторому

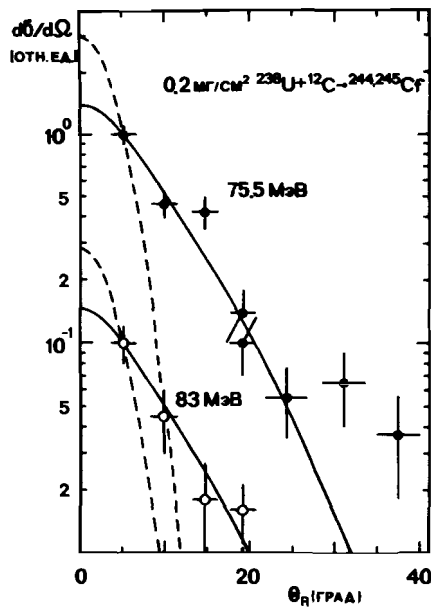


Рис.7. УРТП, получаемые при использовании мишени конечной толщины: точки – данные эксперимента^[25]; пунктир – расчет без учета рассеяния в мишени, сплошная – с учетом (расчет нормирован к первой экспериментальной точке).

завышению интенсивности рассеяния в диапазоне углов $0 < \tilde{\theta} < \tilde{\theta}_{1/2}^{1/2}$ и снижению ее при $\tilde{\theta} > \tilde{\theta}_{1/2}^{1/2}$, что в первом приближении кажется вполне допустимым.

Итак, используя (2), или (6) в (8) и интегрируя (1) с (8) по толщине мишени, можно получить расчетное УРТП в (НI, xn)-реакции.

На рис.7 показаны расчетные и измеренные^[25] УРТП реакций $^{238}\text{U}(^{12}\text{C}, \text{xn})$, полученные при использовании мишени конечной толщины.

Как видно из рисунка, форма распределения существенным образом обусловлена рассеянием ТП на веществе мишени, а предлагаемый метод расчета неплохо воспроизводит экспериментальные УРТП.

4. ИНТЕГРАЛЬНЫЕ УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Часто малые выходы ТП затрудняют измерение их дифференциальных УР, рассмотренных выше, поэтому измеряют интегральные УР. Предлагаемый подход может быть использован для анализа таких распределений, позволяющих, в частности, выявить принадлежность регистрируемых ТП к продуктам (НI, xn)-реакций^[26, 27].

Задача сводится к определению вероятности попадания в зону сбора или регистрации (на сборник, в диафрагму) ТП в определенной геометрии с последующим интегрированием этой вероятности по θ_R .

Искомая вероятность может быть представлена в виде:

$$P(\theta_R) = P_E(\theta_R)P_C(\theta_R), \quad (11)$$

где $P_E(\theta_R) \equiv (d\sigma/d\theta_R)/\sigma$ – вероятность вылета ТП под углом θ_R , $P_C(\theta_R)$ – вероятность попадания вылетевшего из мишени под углом θ_R ТП в зону сбора (регистрации).

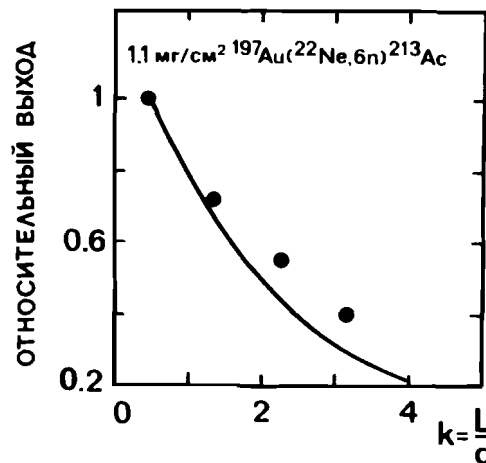
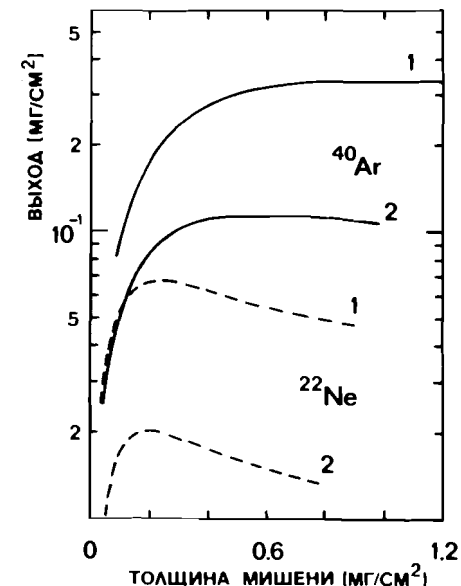


Рис.9. Расчетные абсолютные выходы ^{200}Po (в $\text{мг}/\text{см}^2$) в реакциях $^{182}\text{W}(^{22}\text{Ne}, 4n)$ (пунктир) и $^{164}\text{Dy}(^{40}\text{Ar}, 4n)$ (сплошная) для $(L/D_T) = 50$ в различных условиях коллимации (собирания): 1 – $(D_C/D_T) = 5$; 2 – $(D_C/D_T) = 2,5$ в зависимости от толщины используемой мишени (D_T и D_C – диаметр мишени и сборника соответственно), L – расстояние между ними.

Рис.8. Сравнение относительного выхода ^{213}Ac , образующегося в реакции $^{197}\text{Au}(^{22}\text{Ne}, 6n)$ в зависимости от степени коллимации ядер отдачи: точки – измерения^[26], кривая – расчет.



В случае аксиальной геометрии вероятность $P_C(\theta_R)$ может быть определена интегрированием по радиусу мишени полученного ранее выражения^[28] для вероятности попадания ТП на сборник радиуса R_C , расположенный на расстоянии L от мишени. ТП вылетает из точки мишени, находящейся на расстоянии r от ее центра, под углом θ_R :

$$P_C(\theta_R, r) = 1 - \pi^{-1} \{ \arcsin [(L^2 \text{tg}^2 \theta_R - R_C^2 + r^2) / (2rL \text{tg} \theta_R)] + \pi/2 \}. \quad (12)$$

На рис.8 показаны экспериментально измеренный^[26] и рассчитанный с помощью (11)-(12) относительный выход ^{213}Ac , образующегося в реакции $^{197}\text{Au} + ^{22}\text{Ne}$, в зависимости от степени коллимации ядер отдачи (отношения длины коллиматора L к его диаметру d).

Аналогичным образом рассчитываются и абсолютные выходы ТП в (НI, xn)-реакциях для определенных условий сбора (коллимации). Такой расчет может быть полезен при оценке эффективности различного рода сепарирующих устройств^[3-7]. На рис.9 показаны примеры

расчета выходов ^{200}Po , образующегося в реакциях $^{182}\text{W}(^{22}\text{Ne}, 4n)$ и $^{164}\text{Dy}(^{40}\text{Ar}, 4n)$ при энергиях ионов, соответствующих максимуму функции возбуждения $4n$ -реакции, в зависимости от толщины мишени, для разных условий его собирания. Такого рода расчеты позволяют выбрать оптимальные толщину мишени и геометрию собирания ТП в исследуемой реакции.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании анализа экспериментальных угловых распределений тяжелых продуктов (HI, xn)-реакций и имеющихся методов расчета их параметров предложен простой феноменологический подход, описывающий такие распределения. Учтено испарение нейтронов из составного ядра и рассеяние тяжелых продуктов на атомах мишени. Сравнение расчетных и экспериментально измеренных распределений показывает их вполне удовлетворительное согласие. Это позволяет использовать предлагаемый подход для оценки эффективности собирания продуктов (HI, xn)-реакций в сепарирующих устройствах.

Автор считает своим приятным долгом поблагодарить профессора Ю.Ц.Оганесяна за постановку задачи и постоянное внимание к работе в ходе ее выполнения.

Автор благодарен также кандидату физико-математических наук Ю.А.Лазареву за необходимую поддержку настоящей работы и многочисленные ценные замечания, способствовавшие существенному улучшению рукописи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Simonoff G.N., Alexander J.M. – *Phys.Rev.* 1964, v. 133, p. B104.
2. Gardes B. et al. – *Phys.Rev.C*, 1980, v. 21, p. 2447.
3. Munzenberg G. et al. – *Nucl.Instr. and Meth.*, 1981, v. 186, p. 423.
4. Oganessian Yu.Ts. et al. – *JINR, D7-87-393, Dubna*, 1987.
5. Miyatake M. et al. – *Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. B.*, 1987, v. 26, p. 309.
6. Ghiorso A. et al. – *Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. A*, 1988, v. 269, p. 192.
7. Yerehin A.V. et al. – *Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. A*, 1989, v. 274, p. 528.
8. Donovan P.F. et al. – *Phys. Rev.*, 1960, v. 119, p. 218.
9. Morton J.R. III, Harvey B.G. – *Phys. Rev.*, 1962, v. 126, p. 1798.
10. Duek E. et al. *IPNO-DRE-82.20, Orsay*, 1982.
11. Dahlinger M. et al. – *Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res.*, 1984, v. 219, p. 513.

12. Ильинов А.С., Черепанов Е.А. – *ОИЯИ, P7-84-68, Дубна*, 1984.
13. Jackson J.D. – *Can. J. Phys.*, 1956, v. 34, p. 767.
14. Градштейн И.С., Рыжик И.М. – *Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Наука*, 1971, сс.494, 509.
15. Wilke W.W. et al. – *At. Data Nucl. Data Tabl.*, 1980, v. 25, p. 388.
16. Neubert W. – *Nucl.Data Tables*, 1973, v. 11, p. 531.
17. Нойберг В. – *ЯФ*, 1977, т. 25, с. 63.
18. Hinde D.J. et al. – *Nucl. Phys. A*, 1982, v. 385, p. 109.
19. Бетак Э., Тонеев В.Д. – *ЭЧАЯ*, 1981, т. 12, в. 6, с. 1432; Пенионжкевич Ю.Э. и др. – *ЭЧАЯ*, 1986, т. 17, в. 2, с. 165.
20. Galin J. et al. – *Phys. Rev. C*, 1974, v. 9, p. 1113, 1126.
21. Oganessian Yu. Ts. et al. – *Nucl. Phys. A*, 1975, v. 239, p. 353.
22. Meyer L. – *Phys. Stat. Sol.*, 1971, v. B44, p. 253.
23. Sigmund P., Winterbon K.B. – *Nucl. Instr. and Meth.*, 1974, v. 119, p. 541.
24. Nickel F. et al. – *Z. Phys.*, 1978, v. A288, p. 125; Belery P. et al. – *Nucl. Instr. and Meth.*, 1981, v. 179, p. 1.
25. Hahn R.L. et al. – *Phys. Rev. C*, 1974, v. 10, p. 1889.
26. Друин В.А. и др. – *АЭ*, 1970, т. 29, с. 132.
27. Оганесян Ю.Ц. и др. – *АЭ*, 1970, т. 28, с.393.
28. Moody K.J. – *LBL-16249, Berkeley*, 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 июля 1989 года.