

УДК 539.172.3

Г. С. КАРАПЕТЯН

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫХОДОВ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ МЕТОДОМ НАВЕДЕННОЙ АКТИВНОСТИ

Получены обобщенные формулы для определения независимых выходов радиоактивных ядер, образующихся в мишенях, с использованием метода наведенной активности. Учтены разные каналы образования изотопов: непосредственно как результат реакции в ядре-мишени и как продукты распада родительского изотопа. Определены некоторые сечения осколков деления, образующихся в реакции  $\gamma^{238}\text{U}$  при максимальной энергии тормозного излучения 3,5 ГэВ.

**Введение.** При облучении мишеней частицами высоких энергий в них образуются радиоактивные ядра. Изучение выходов этих остаточных радиоактивных изотопов может дать информацию о деталях структуры ядра-мишени и о механизме протекания реакции. В зависимости от поставленной задачи при изучении ядерных реакций применяются различные методики измерений. Одним из простых экспериментальных методов является метод наведенной активности [1]. Он позволяет с довольно высокой точностью определять сечения различных продуктов, образованных в мишени под действием падающих частиц. Остаточные ядра идентифицируются по характеристическому ядерному излучению – энергией излучения ( $E_\gamma$ ) и периодом полураспада ( $T_{1/2}$ ).

**Методика расчета.** Образование радиоактивного изотопа в облучаемой мишени подчиняется следующему дифференциальному уравнению:

$$\frac{dN}{dt} = N_\gamma N_{\text{м}} \sigma - \lambda N, \quad (1)$$

где  $\lambda$  – константа радиоактивного распада ( $\lambda = 0,693/T_{1/2}$ ),  $\sigma$  – выход образования данного изотопа ( $\text{см}^2$ ),  $N_\gamma$  – число бомбардирующих частиц ( $\text{см}^2/\text{с}$ ),  $N$  – число образовавшихся ядер изотопа,  $N_{\text{м}}$  – число ядер мишени ( $1/\text{см}^2$ ),  $N_{\text{м}} = PN_A/SA$ , где  $P$  – вес,  $S$  – площадь,  $A$  – массовое число мишени,  $N_A$  – постоянная Авогадро.

Это уравнение легко решается, если  $N_\gamma$  не зависит от времени в течение всего периода облучения. В этом случае количество образовавшихся ядер изотопа определяется формулой:

$$N_0(t_1) = \frac{N_\gamma N_{\text{яд}} \sigma}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_1}), \quad (2)$$

где  $t_1$  – время облучения мишени.

Число ядер образованного изотопа уменьшается по экспоненциальному закону:

$$N(t_2) = N_0(t_1) e^{-\lambda t_2}, \quad (3)$$

где  $t_2$  – время от конца облучения до начала измерений. Тогда число распадов  $\Delta N$  за время измерения  $t_3$  определяется формулой:

$$\Delta N = N_0(t_1) e^{-\lambda t_2} - N_0(t_1) e^{-\lambda(t_2+t_3)} = \frac{N_\gamma N_{\text{яд}} \sigma}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_1}) e^{-\lambda t_2} (1 - e^{-\lambda t_3}). \quad (4)$$

Из формулы (4) получаем выход реакции

$$\sigma = \frac{\Delta N \lambda}{N_\gamma N_{\text{яд}} k \varepsilon \eta (1 - e^{-\lambda t_1}) e^{-\lambda t_2} (1 - e^{-\lambda t_3})}, \quad (5)$$

где учитывались также фотоэффективность детектора ( $\varepsilon$ ), относительная интенсивность  $\gamma$ -перехода в исследуемом ядре ( $\eta$ ), коэффициент поглощения  $\gamma$ -лучей в материале мишени, в крышке детектора и в воздушном слое ( $k$ ).  $k = e^{-\mu x}$ , где  $\mu$  – суммарное сечение ослабления,  $x$  – толщина поглощающего слоя, через который проходят характеристические  $\gamma$ -лучи от радиоактивного образца. Величина  $\Delta N$  в (5) определяется площадью под фотопиком с вычетом соответствующего естественного фона.

Следует отметить, что (5) дает правильное значение выхода только в том случае, когда изотопы образовались прямо в результате фотоядерной реакции в ядре-мишени. Поэтому необходимо учесть и другие каналы образования изотопов, когда рассматриваемое ядро образуется как продукт распада другого радиоактивного изотопа (также образующегося при расщеплении ядра-мишени) и в то же время являющегося родительским изотопом по отношению к рассматриваемому. В этих случаях измеряемое число изотопов рассматривается как  $N = N^{(1)} + N^{(2)} + N^{(3)}$ , где  $N^{(1)}$  – число независимо образованных ядер, определяемое по (5),  $N^{(2)}$  – число ядер, образованных путем распада родительского ядра в течение периода облучения,  $N^{(3)}$  – число ядер, образованных вследствие распада ядра после облучения. В результате получается следующее уравнение:

$$\Delta N(t_3) = N_\gamma N_{\text{яд}} k \varepsilon \eta \left[ \sigma_A f_{AB} \frac{\lambda_A \lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \left( \frac{(1 - e^{-\lambda_A t_1}) e^{-\lambda_A t_2} (1 - e^{-\lambda_A t_3})}{\lambda_A^2} - \frac{(1 - e^{-\lambda_B t_1}) e^{-\lambda_B t_2} (1 - e^{-\lambda_B t_3})}{\lambda_B^2} \right) + \sigma_B \frac{(1 - e^{-\lambda_B t_1}) e^{-\lambda_B t_2} (1 - e^{-\lambda_B t_3})}{\lambda_B} \right], \quad (6)$$

где через индексы  $A$  и  $B$  обозначены родительское и дочернее ядра соответственно, коэффициент  $f_{AB}$  определяет долю  $A$ -ядер, распадающихся в  $B$ -ядро.

В уравнении (6) значение выхода родительского изотопа  $\sigma_A$  определяется заранее. Тогда выход дочернего ядра  $\sigma_B$  определяется из следующего выражения [2]:

$$\sigma_B = \frac{\lambda_B}{\left(1 - e^{-\lambda_B t_1}\right) e^{-\lambda_B t_2} \left(1 - e^{-\lambda_B t_3}\right)} \left[ \frac{\Delta N}{N_\gamma N_{\text{об}} K \varepsilon \eta} - \sigma_A f_{AB} \frac{\lambda_A \lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \times \right. \\ \left. \times \left( \frac{\left(1 - e^{-\lambda_A t_1}\right) e^{-\lambda_A t_2} \left(1 - e^{-\lambda_A t_3}\right)}{\lambda_A^2} - \frac{\left(1 - e^{-\lambda_B t_1}\right) e^{-\lambda_B t_2} \left(1 - e^{-\lambda_B t_3}\right)}{\lambda_B^2} \right) \right]. \quad (7)$$

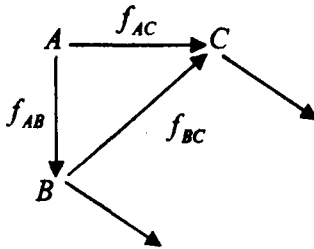


Рис. 1. Схема распада трех ядер.

Рассмотрим общую схему распада трех ядер (или трех разных состояний ядер) [3]. Например,  $A$  может обозначать изомерное состояние, а  $B$  – основное состояние исследуемого ядра (рис. 1).

Проводя аналогичные рассуждения для двух родителей, получим значение  $\Delta N(t_3)$  для  $C$ -ядра:

$$\Delta N(t_3) = N_\gamma N_{\text{об}} K \varepsilon \eta \left\{ f_{AC} \sigma_A \frac{\lambda_C}{\lambda_C - \lambda_A} e(\lambda_A) + \left( \sigma_B + \sigma_A f_{AB} \frac{\lambda_A}{\lambda_A - \lambda_B} \right) \frac{\lambda_C}{\lambda_C - \lambda_B} \times \right. \\ \times \left( f_{BC} + f_{AB} f_{BC} \frac{\lambda_C}{\lambda_C - \lambda_B} + f_{AB} f_{BC} \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \frac{\lambda_C}{\lambda_C - \lambda_C} \right) e(\lambda_B) + \\ \left. + \left[ \sigma_C + \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_C} \sigma_B \left( f_{BC} + f_{AB} f_{BC} \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_C} + \right. \right. \right. \\ \left. \left. + f_{AB} f_{BC} \frac{\lambda_A}{\lambda_A - \lambda_B} \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_C} \right) + \sigma_A f_{AC} \frac{\lambda_A}{\lambda_A - \lambda_C} \right] e(\lambda_C) \right\}, \quad (8)$$

где для краткости записи введено обозначение

$$e(\lambda_j) = \frac{\left(1 - e^{-\lambda_j t_1}\right) e^{-\lambda_j t_2} \left(1 - e^{-\lambda_j t_3}\right)}{\lambda_j}. \quad (9)$$

Из уравнения (8) получим обобщенную формулу для определения независимого выхода  $C$ -ядра:

$$\sigma_C = \frac{1}{e(\lambda_C)} \left[ \frac{\Delta N}{N_\gamma N_{\text{об}} K \varepsilon \eta} - f_{AC} \sigma_A \frac{\lambda_C}{\lambda_C - \lambda_A} e(\lambda_A) - \left( \sigma_B + \sigma_A f_{AB} \frac{\lambda_A}{\lambda_A - \lambda_B} \right) \times \right. \\ \times \frac{\lambda_C}{\lambda_C - \lambda_B} \left( f_{BC} + f_{AB} f_{BC} \frac{\lambda_C}{\lambda_C - \lambda_B} + f_{AB} f_{BC} \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \frac{\lambda_C}{\lambda_C - \lambda_B} \right) e(\lambda_B) \left. - \right. \\ \left. - \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_C} \sigma_B \left( f_{BC} + f_{AB} f_{BC} \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_C} + f_{AB} f_{BC} \frac{\lambda_A}{\lambda_A - \lambda_B} \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_C} \right) - \sigma_A f_{AC} \frac{\lambda_A}{\lambda_A - \lambda_C} \right]. \quad (10)$$

**Результаты расчетов.** Для примера рассмотрим цепочки распада, состоящие из двух и трех ядер, образующихся в реакции  $\gamma^{238}\text{U}$  при максимальной энергии тормозного излучения  $E_{\gamma}^{\text{max}} = 3,5 \text{ ГэВ}$  (рис. 2). Основные коэффициенты ( $f_{AB}, \lambda$ ), использованные при расчетах, приведены на рис. 2 и в таблице.

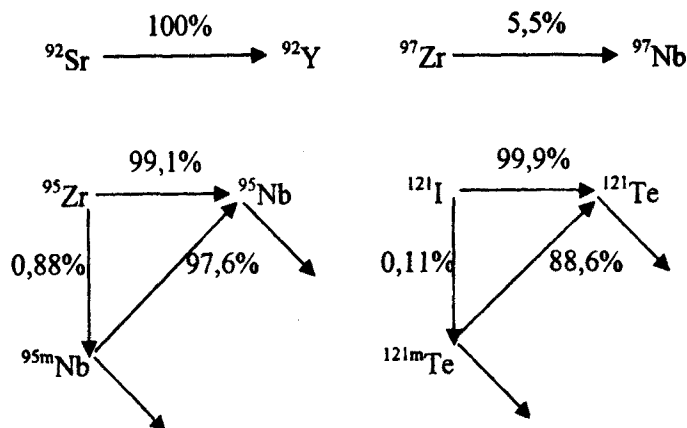


Рис. 2. Цепочки распада ядер в реакции  $\gamma^{238}\text{U}$  при  $E_{\gamma}^{\text{max}} = 3,5 \text{ ГэВ}$ .

*Характеристики ( $\lambda$ ) и выходы ядер ( $\sigma$ ) в реакции  $\gamma^{238}\text{U}$  при  $E_{\gamma}^{\text{max}} = 3,5 \text{ ГэВ}$*

Ядро	$\lambda (c^{-1})$	$\sigma (\text{мб})$
$^{92}\text{Sr}$	7,103E-4	9,46±0,95
$^{92}\text{Y}$	5,438E-4	2,82±0,34
$^{95}\text{Zr}$	1,253E-7	12,50±1,25
$^{95}\text{Nb}$	2,293E-7	1,15±0,12
$^{95\text{m}}\text{Nb}$	2,222E-6	2,41±0,24
$^{97}\text{Zr}$	1,139E-5	10,76±1,22
$^{97}\text{Nb}$	1,602E-3	1,70±0,20
$^{121}\text{I}$	9,082E-5	0,30±0,04
$^{121}\text{Te}$	4,193E-6	0,54±0,08
$^{121\text{m}}\text{Te}$	5,209E-8	0,64±0,10

Полученные обобщенные формулы позволяют с довольно высокой точностью определить сечения реакций при облучении мишеней частицами. Это дает уникальную возможность для исследования механизма реакций и структур ядер-мишеней.

Кафедра ядерной физики

Поступила 22.05.2006

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Перфилов Н.А., Ложкин О.В., Остроумов В.И. Ядерные реакции под действием частиц высоких энергий. М.: Атомиздат, 1972.

2. Адам И., Пронских В.С., Балабекян А.Р., Калининков В.Г., Мразек Я., Приемышев А.Н., Франа Я. Препринт ОИЯИ, Р10-1-2000-28, Дубна, 2000.
3. Адам И., Пронских В.С., Балабекян А.Р., Калининков В.Г., Мразек Я. Препринт ОИЯИ, Р15-1-2001-3, Дубна, 2001.

Գ. Ս. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ

ՆԵՐՄՈՒԾՎԱԾ ԱԿՏԻՎՈՒԹՅԱՆ ՍԵԹՈՂՈՎ ՖՈՏՈՍԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ՈՒՍԱԿՑԻԱՆԵՐԻ ԵԼՔԵՐԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Ամփոփում

Ներմուծված ակտիվության մեթոդով քիրախներում առաջացած ռադիոակտիվ միջուկների անկախ էլքերի որոշման համար ստացվել են ընդհանրացված բանաձևեր: Հաշվի են առնվել ինչպես ռեակցիայի արդյունքում, այնպես էլ մայրական իզոտոպի տրոհման արդյունքում առաջացած իզոտոպները: Որոշվել են բաժանման բեկորների կտրվածքները, որոնք առաջացել են  $\gamma^{238}\text{U}$  ռեակցիայում արգելակման ճառագայթման 3,5 ԳԷՎ առավելագույն էներգիայի դեպքում:

G. S. KARAPETYAN

INVESTIGATION OF SOME PROCESSES OF PHOTONUCLEAR REACTIONS AT LOW AND INTERMEDIATE ENERGIES

Summary

Generalized formulae for the determination of independent yields of radioactive nuclei forming in the targets via activation method are obtained. Various channels of isotopes formations are considered: immediately as a result of the reaction in the target and as products of the precursor decay. Certain cross sections of fission fragments, which are the result of the  $\gamma^{238}\text{U}$  reaction under the bremsstrahlung maximal energy, are determined.