

УДК 539.17

МЕТОД НАВЕДЕННОЙ АКТИВНОСТИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НА ИЗОТОПАХ Pb И Sn

А.Р. БАЛАБЕКЯН^{1*}, С.В. ГАГИНЯН¹, Дж.Р. ДРНОЯН²

¹Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

²Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

*e-mail: balabekyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 24 февраля 2016 г.)

Методом наведенной активности исследованы ядерные реакции при взаимодействии частиц с тяжелыми мишенями. Этот метод позволяет исследовать механизм образования остаточных ядер в широком диапазоне масс, начиная с легких ядер до ядер с массами, близкими к массе мишени. Приведены результаты исследований ядерных реакций на разделенных изотопах свинца (^{206}Pb , ^{207}Pb , ^{208}Pb) и на изотопе олова (^{118}Sn), осуществленных методом наведенной активности.

1. Введение

Исследования ядерных реакций начались с возникновением ядерной физики как науки и до сих пор являются актуальным направлением в этой области физики. Они связаны с выявлением механизмов реакций и структуры ядер, участвующих во взаимодействии. Существует несколько методов исследования ядерных реакций. Один из них – так называемый «интерактивный» метод исследования ядерных реакций, когда во время эксперимента регистрируются все частицы, образовавшиеся во время взаимодействия и вылетевшие из мишени. Другой метод – это наведенная активность (радиохимический метод) [1] или по другому активационный анализ, интенсивно используется в геологии и геофизике [2]. В ядерной физике этот метод заключается в том, что мишень из исследуемого элемента подвергается облучению на внутреннем или выведенном из ускорителя пучке частиц, и определяются сечения образования тех или иных радиоактивных изотопов во время взаимодействия частиц с ядрами мишени. При этом только некоторые ограничения накладываются на период полураспада определяемых изотопов, обусловленных как условиями эксперимента, так и необходимостью иметь определенную активность препарата для количественных измерений. Этот метод используется как при исследованиях структуры атомных ядер и механизмов ядерных реакций, так и при прикладных исследованиях трансмутации ядерных отходов [3,4].

2. Метод наведенной активности для анализа данных

Методом наведенной активности можно исследовать радиоактивные изотопы, которые образуются в мишени. Для этого на спектрометрах периодически измеряются характеристические γ -спектры ядер остатков с учетом их периодов полураспада.

Если образованный в мишени радиоактивный изотоп не имеет генетически связанного радиоактивного родителя, распад которого может дать вклад в выходы образования данного изотопа, то сечения определяются следующим дифференциальным уравнением:

$$\frac{dN}{dt} = N_p N_n \sigma - \lambda N, \quad (1)$$

где $\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$ – постоянная распада (мин^{-1}), $T_{1/2}$ – период полураспада данного изотопа, N_p – интенсивность пучка (мин^{-1}), N_n – число ядер в мишени (см^{-2}). Решение этого уравнения с учетом ядер, образованных за временной период облучения t_1 и временной период от конца облучения до начала измерения t_2 , дает число радиоактивных ядер за временной период измерения t_3 следующим образом:

$$\begin{aligned} \Delta N &= N_0(t_1) \exp(-\lambda t_2) - N_0(t_1) \exp(-\lambda(t_2 + t_3)) \\ &= \frac{N_p N_n \sigma}{\lambda} (1 - \exp(-\lambda t_1)) \exp(-\lambda t_2) (1 - \exp(-\lambda t_3)). \end{aligned} \quad (2)$$

В ходе измерения определяется площадь ΔN под фотопиком полного поглощения. Из уравнения (2) можно определить сечение образования данного радиоактивного изотопа

$$\sigma = \frac{\Delta N \lambda}{N_p N_n k \varepsilon \eta (1 - \exp(-\lambda t_1)) \exp(-\lambda t_2) (1 - \exp(-\lambda t_3))}, \quad (3)$$

где k – коэффициент поглощения γ -кванта с данной энергией в мишени и в детекторе, η – интенсивность γ -перехода с данной энергией и ε – эффективность детектора для регистрации γ -линий данной энергии.

Если вероятность образования родительского изотопа можно определить из эксперимента или оценить из других источников, то независимое сечение σ_B данного изотопа можно определить следующим образом [5,6]:

$$\begin{aligned} \sigma_B &= \frac{\lambda_B}{(1 - \exp(-\lambda_B t_1)) \exp(-\lambda_B t_2) (1 - \exp(-\lambda_B t_3))} \\ &\times \left[\frac{\Delta N}{N_p N_n k \varepsilon \eta} - \sigma_A f_{AB} \frac{\lambda_A \lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \frac{(1 - \exp(-\lambda_A t_1)) \exp(-\lambda_A t_2) (1 - \exp(-\lambda_A t_3))}{\lambda_A^2} \right. \\ &\quad \left. - \frac{(1 - \exp(-\lambda_B t_1)) \exp(-\lambda_B t_2) (1 - \exp(-\lambda_B t_3))}{\lambda_B^2} \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Буквами A и B отмечены характеристики, относящиеся к родительским и дочерним ядрам, соответственно. Коэффициент f_{AB} показывает долю родительских ядер A , которые распадаются в дочернее ядро B ($f_{AB} = 1$, если вклад от γ -распада родительского ядра равен 100%); ΔN – площадь под фотопиком полного поглощения, которая связана с распадом родительского и дочернего ядер. Вкладом родительского ядра можно пренебречь, если его период полураспада велик по сравнению с дочерним ядром. В остальных случаях, когда экспериментально невозможно разделить родительское и дочернее ядра, то сечение квалифицируется как кумулятивное.

При изучении ядерных реакций в тяжелых ядрах при высоких энергиях характеристические γ -спектры получаются очень сложными из-за образования в мишени большого количества радиоактивных остаточных ядер. Очень часто энергетическое разрешение детекторов не позволяет разделить близлежащие γ -линии, которые характеризуют разные остаточные радиоактивные ядра с разными периодами полураспада (рис.1).

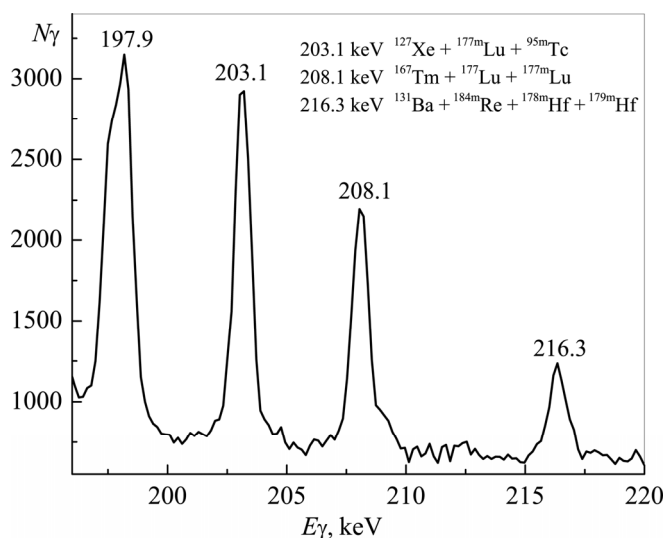


Рис.1. Энергетический спектр γ -квантов, полученный на мишени ^{208}Pb . На рисунке приведены элементы, которые имеют одну и ту же характерную γ -линию.

Если периоды полураспадов нескольких ядер остатков сильно отличаются, то можно из позднее измеренных спектров определить сечения образования остаточного ядра с большим периодом полураспада. После этого из ранее измеренных спектров определить долю остаточного ядра в пике полного поглощения, а потом определить сечение образования короткоживущего остаточного ядра. Если периоды полураспадов нескольких остаточных ядер приблизительно

одинаковы и во время эксперимента было измерено большое количество γ -спектров, то сечение образования этих остаточных ядер можно вычислить из системы уравнений

$$N_i = \sum_{k=1}^n A_{ik} \sigma_k, \quad (5)$$

где

$$A_{ik} = \frac{N_p N_n k \varepsilon \eta_k (1 - \exp(-\lambda_k t_1)) \exp(-\lambda_k t_{2i}) (1 - \exp(-\lambda_k t_{3i}))}{\lambda_k}.$$

Необходимо учесть, что число спектров, которое совпадает с числом уравнений, должно быть равно числу неизвестных сечений.

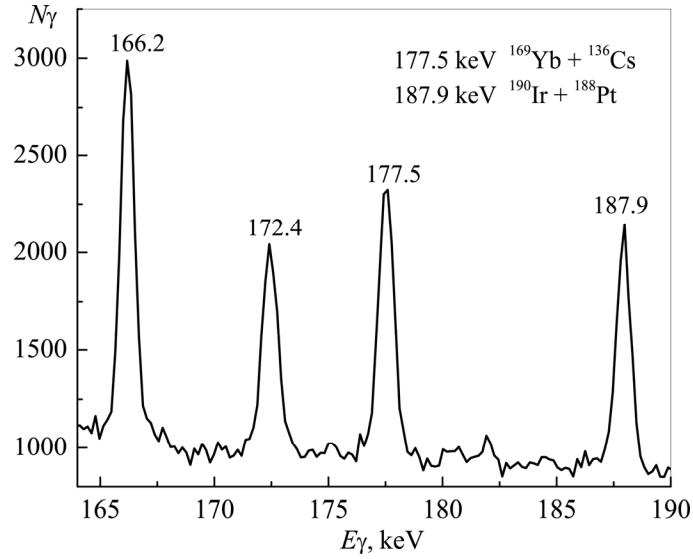


Рис.2. Энергетический спектр γ -квантов, полученный на мишени ^{208}Pb . На рисунке приведены элементы, которые имеют одну и ту же характерную γ -линию.

В случае, когда в площадь фотопика полного поглощения дают вклад два независимых радиоактивных ядра (рис.2), система уравнений (5) принимает вид

$$\begin{cases} N_1 = A_{11}\sigma_1 + A_{12}\sigma_2 \\ N_2 = A_{21}\sigma_1 + A_{22}\sigma_2, \end{cases} \quad (6)$$

где

$$A_{i1} = \frac{N_p N_n k \varepsilon \eta_1 (1 - \exp(-\lambda_1 t_1)) \exp(-\lambda_1 t_{2i}) (1 - \exp(-\lambda_1 t_{3i}))}{\lambda_1}, \quad (7)$$

$$A_{12} = \frac{N_p N_n k \varepsilon \eta_2 (1 - \exp(-\lambda_2 t_1)) \exp(-\lambda_2 t_{21}) (1 - \exp(-\lambda_2 t_{31}))}{\lambda_2}, \quad (8)$$

$$A_{21} = \frac{N_p N_n k \varepsilon \eta_1 (1 - \exp(-\lambda_1 t_1)) \exp(-\lambda_1 t_{22}) (1 - \exp(-\lambda_1 t_{32}))}{\lambda_1}, \quad (9)$$

$$A_{22} = \frac{N_p N_n k \varepsilon \eta_2 (1 - \exp(-\lambda_2 t_1)) \exp(-\lambda_2 t_{22}) (1 - \exp(-\lambda_2 t_{32}))}{\lambda_2}. \quad (10)$$

Решая систему уравнений (6), для сечений образования радиоактивных ядер получаем следующие выражения:

$$\sigma_1 = \frac{N_1}{A_{11}} - \frac{A_{12} (A_{11} N_2 - A_{21} N_1)}{A_{11} (A_{11} A_{22} - A_{21} A_{12})}, \quad (11)$$

$$\sigma_2 = \frac{A_{11} N_2 - A_{21} N_1}{A_{11} A_{22} - A_{21} A_{12}}. \quad (12)$$

3. Исследование ядерных реакций под действием дейтронов на изотопах свинца методом наведенной активности

Согласно современным представлениям, взаимодействие высокоэнергичных заряженных частиц с атомными ядрами описывается двухступенчатой каскадно-испарительной моделью. На первой, быстрой стадии реакции, налетающая частица, взаимодействуя на своем пути с ограниченным числом нуклонов ядра и вылетая из ядра, уносит с собой определенное число быстрых частиц. На второй стадии оставшееся после каскада возбужденное ядро изотропно испускает нуклоны или γ -кванты и превращается в ядро-продукт. Эта модель описывает ядерные реакции в широкой области масс мишеней, ядер-продуктов и энергий налетающих частиц. В тоже время, несмотря на многочисленные экспериментальные факты, накопленные за многолетнюю историю физики ядерных реакций, некоторые из важных проблем, такие как механизм адрон- и ядро-ядерных взаимодействий при высоких энергиях, поиск нового острова стабильности сверхтяжелых элементов, свойства экзотических ядер и т.д., все еще ожидают своего решения. Одна из них связана с выяснением механизма образования легких ядер-продуктов (механизм мультифрагментации, асимметричное деление и т.д.). Такие исследования можно проводить как в «интерактивных» экспериментах, регистрируя прямо во время эксперимента вылетевшие частицы и легкие ядра, образованные в мишенях при взаимодействиях, так и в «автономных» экспериментах, регистрируя образованные в мишенях радиоактивные ядра методом наведенной активности.

В наших исследованиях в качестве бомбардирующих частиц используется пучок дейтронов, а в качестве мишеней – обогащенные изотопы свинца. Так

как дейтрон – слабосвязанная система (энергия связи 2.2 МэВ), то такие исследования позволяют получить информацию о доле составляющих дейтрон нуклонов в процессе взаимодействия. Выбор свинцовой мишени обусловлен разнообразием механизмов образования остаточных радиоактивных ядер в широком диапазоне масс. У свинца параметр деления большой, $Z^2/A = 35.5$, поэтому образование легких остаточных ядер можно объяснить как мультифрагментацией, так и асимметричным делением. Мультифрагментация проявляется в виде одновременного испускания медленных фрагментов, масса которых тяжелее, чем масса α -частиц, но легче, чем масса осколков деления. В настоящее время их называют фрагментами промежуточной массы (ФПМ, $7 \leq Z \leq 20$).

Асимметричное деление предполагает образование двух осколков с сильно отличающимися друг от друга массами в процессе деления. Предполагается, что их вероятностный вклад значителен в этом процессе. Образование легких продуктов в процессе деления можно объяснить также тройным делением, когда в процессе образуются три осколка. Поэтому исследование сечений образования легких продуктов при промежуточных и высоких энергиях очень актуально.

Табл.1. Сечение образования остаточных ядер из разделенных изотопов свинца

№	Остаточное ядро	Энергия γ -квантов, кэВ	Сечение (мбн) для мишени ^{206}Pb	Сечение (мбн) для мишени ^{207}Pb	Сечение (мбн) для мишени ^{208}Pb
1	^{24}Na	1368	7.16 ± 0.13	-	9.52 ± 0.13
2	^{58}Co	810	2.08 ± 0.2	2.23 ± 0.03	2.82 ± 0.38
3	^{74}As	595	1.8 ± 0.18	2.03 ± 0.014	2.38 ± 0.25
4	^{127}Xe	202; 374; 172	5.51 ± 0.63	5.78 ± 0.85	8.19 ± 0.8
5	^{132}Cs	667	1.35 ± 0.3	1.45 ± 0.4	1.67 ± 0.3
6	^{121}Te	573	5.61 ± 0.51	6.37 ± 1.27	7.59 ± 0.51
7	^{196}Au	477.59	1.34 ± 0.3	1.67 ± 0.2	2.25 ± 0.2
8	^{206}Bi	802; 1718	1.31 ± 0.2	2.48 ± 0.3	3.37 ± 0.3
9	^{202}Tl	439	10.74 ± 0.13	11.25 ± 0.14	13.5 ± 0.25

В табл.1 приведены сечения образования остаточных радиоактивных ядер из разных изотопов свинца при взаимодействии с дейтронами с энергией 2.2 ГэВ/нуклон методом наведенной активности.

Эксперимент был проведен на «Нуклотроне» ОИЯИ (Дубна, Россия). Характеристические γ -спектры остаточных ядер измерялись на сверхчистых германиевых (HpGe) детекторах через 5 часов после облучения и продолжались периодически в течении четырех месяцев.

Как видно из табл.1, метод наведенной активности дает возможность определить вероятность образования остаточных ядер в широком диапазоне масс. Использование разделенных изотопов свинца в качестве мишеней позволяет исследовать влияние нуклонного состава мишени на вероятность образования остаточных ядер. Несмотря на то, что нуклонный состав мишеней отличается на два нейтрона, что составляет 1% от числа нуклонов, сечения образования остаточных ядер из разных изотопов свинца отличаются на 20–25%, т. е. из нейтрон-избыточного ядра-мишени с большей вероятностью образуются относительно более нейтронизбыточные остаточные ядра.

4. Определение кинематических характеристик остаточных ядер методом наведенной активности

Методом наведенной активности обычно определяется сечение образования остаточных ядер. Однако с помощью экспериментов улавливающих фольг можно в рамках метода наведенной активности определить кинематические характеристики образовавшихся остаточных ядер – скорость, кинетическую энергию, импульс, а также энергию возбуждения промежуточного ядра. В этих экспериментах при облучении с обеих сторон мишени ставятся улавливающие фольги из легких элементов, с помощью которых определяется доля остаточных ядер, вылетевших из мишени вперед и назад по отношению к пучку:

$$F = \frac{N_F}{N_B + N_F + N_T}, \quad B = \frac{N_B}{N_B + N_F + N_T}, \quad (13)$$

где N_F и N_B – число ядер-отдачи, вылетевших из мишени и зарегистрированных в улавливающих фольгах вперед и назад, соответственно, а N_T – число остаточных ядер в мишени.

Результаты таких экспериментов, как правило, представляются в рамках стандартной двухступенчатой векторной модели [7–9], где предполагается, что на первой стадии частица, взаимодействуя с ядром мишени, образует возбужденное ядро со скоростью $\mathbf{v}$, импульсом $\mathbf{P}$ и энергией возбуждения E^* , импульс и скорость – постоянны и направлены вперед по отношению к пучку; на второй стадии возбужденное ядро теряет нуклоны и энергию и получает дополнительную скорость $\mathbf{V}$, которая распределена изотропно.

Результаты экспериментов улавливающих фольг зависят от отношения энергия–пробег ядер-отдачи следующим образом:

$$R = kV^n, \quad (14)$$

где R – пробег продуктов реакции, а k и n – параметры.

Из данных, полученных в эксперименте, в рамках двухступенчатой модели можно определить пробег продуктов реакции и скорости, передаваемые

остаточным ядрам в первой (v) и на второй стадии (V), следующими соотношениями:

$$F/B = \frac{1 + \frac{2}{3}(n+2)\eta + \frac{1}{4}(n+1)^2\eta^2}{1 - \frac{2}{3}(n+2)\eta + \frac{1}{4}(n+1)^2\eta^2}, \quad R = \frac{2W(F+B)}{1 + \frac{1}{4}(n+1)^2\eta^2}, \quad (15)$$

где $\eta = v/V$ и W – толщина мишени в мг/см².

На рис.3 приведена зависимость продольной скорости возбужденного ядра после каскадной стадии от относительного числа вылетевших нуклонов $\Delta A/A_t$, полученная при взаимодействии ионов ¹²C с энергией 2.2 ГэВ/нуклон с мишенью ¹¹⁸Sn [10]. В эксперименте использован метод наведенной активности.

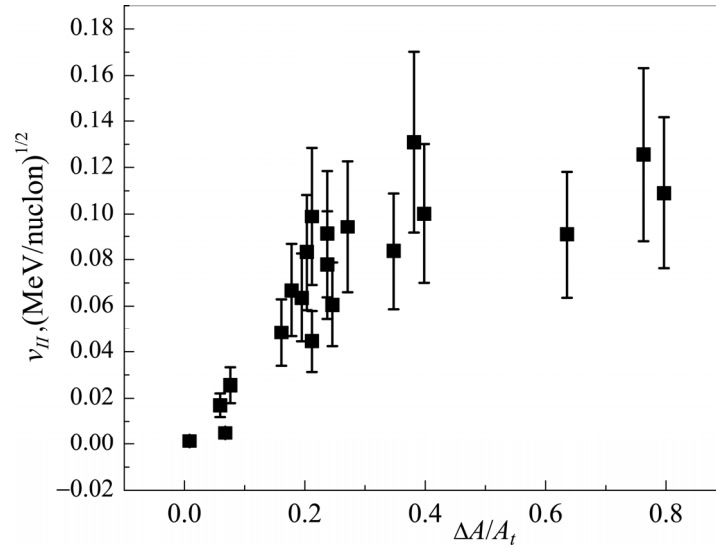


Рис.3. Зависимость продольной скорости возбужденного ядра от относительного числа вылетевших нуклонов для мишени ¹¹⁸Sn.

5. Заключение

В работе представлены результаты исследований ядерных реакций на разделенных изотопах свинца (²⁰⁶Pb, ²⁰⁷Pb, ²⁰⁸Pb) и на изотопе олова (¹¹⁸Sn), осуществленных методом наведенной активности. Получена зависимость сечения образования остаточных ядер от нуклонного состава мишени. Приведена зависимость продольной скорости возбужденного ядра после каскадной стадии от относительного числа вылетевших нуклонов при взаимодействии ионов ¹²C с энергией 2.2 ГэВ/нуклон с мишенью олова ¹¹⁸Sn, полученная методом наведенной активности.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Н. Перфилов, О. Ложкин, В. Остроумов.** Ядерные реакции под действием частиц высоких энергий. Москва, Издательство АН СССР, 1962.
2. **V.I. Feronski.** Nuclear Geophysics. Part of the series Springer Geophysics, Induced Activity Method for Analysis of Rocks and Groundwaters, 2015.
3. **A.R. Balabekyan, N.A. Demekhina, G.S. Karapetyan et al.** Phys. Rev. C, **90**, 054612 (2014).
4. **J. Adam, A. Balabekyan, V. Bradnova et al.** Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, **562**, 741 (2006).
5. **J. Adam, A.R. Balabekyan, V.S. Pronsikh, V.G. Kalinnikov, J. Mrázek.** Applied Radiation and Isotopes, **56**, 607 (2002).
6. **M. Cavinato, E. Fabrici, E. Gadioli et al.** Phys. Rev. C, **52** (1995).
7. **N. Sugarman, M. Campos, K. Wielgoz.** Phys. Rev., **101**, 388 (1956).
8. **L. Winsberg.** Nucl. Instrum. Methods, **150**, 465 (1978).
9. **L. Winsberg.** Phys. Rev. C, **22**, 2116 (1980).
10. **A. Balabekyan, A. Danagulyan, G. Hovhannisyan et al.** Phys. Atomic Nuclei, **73**, 1176 (2010).

ՆԵՐՄՈՒԾՎԱԾ ԱԿՏԻՎՈՒԹՅԱՆ ՄԵԹՈԴԸ Pb ԵՎ Sn ԻԶՈՏՈՊՆԵՐԻ
ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ՌԵԱԿՑԻԱՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅԱՆ ՀԱՄԱՐ

Ա.Ռ. ԲԱԼԱԲԵԿՅԱՆ, Ս.Վ.ԳԱԳԻՆՅԱՆ, Զ.Ռ. ԴՌՆՈՅԱՆ

Ներմուծված ակտիվության մեթոդով ուսումնասիրված են մասնիկների և ծանր միջուկների միջև ընթացող միջուկային ռեակցիաները: Այս մեթոդը թույլ է տալիս հետազոտել մնացորդային միջուկների առաջացման մեխանիզմը զանգվածների լայն տիրույթում, սկսած թեթև միջուկներից մինչև թիրախ միջուկի զանգվածին մոտ միջուկները: Բերված են կապարի հարստացված թիրախների (^{206}Pb , ^{207}Pb , ^{208}Pb) և անագի իզոտոպի (^{118}Sn) համար միջուկային ռեակցիաների ուսումնասիրության արդյունքները:

METHOD OF INDUCED ACTIVITY FOR THE STUDY OF NUCLEAR REACTIONS ON Pb AND Sn ISOTOPES

A.R. BALABEKYAN, S.V. GAGINYAN, J.R. DRNOYAN

The nuclear reactions in the interaction of particles with heavy targets were investigated by the method of induced activity. This method allows us to investigate the production mechanism of the residual nuclei in a wide mass range, starting from light nuclei to nuclei with masses close to the mass of the target. The results of studies of nuclear reactions on separated lead isotopes (^{206}Pb , ^{207}Pb , ^{208}Pb) and on tin isotope (^{118}Sn) were obtained by the method of induced activity.