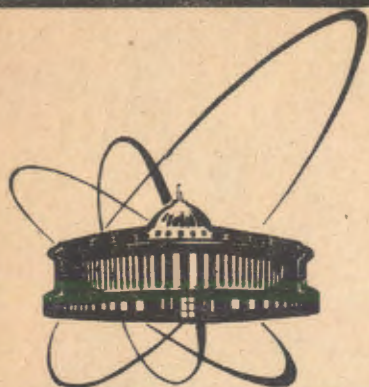


90-232



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

A-655

P7-90-232

А. Н. Андреев, Д. Д. Богданов, А. В. Еремин,
А. П. Кабаченко, О. Н. Малышев*,
Г. М. Тер-Акопян, В. И. Чепигин

НОВЫЙ ИЗОТОП ^{224}U

*Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

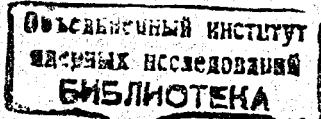
1990

Введение

В наших предыдущих работах [1,2], а также работе [3] было экспериментально показано, что зависимость сечений (σ_n)-реакций от Z образующегося ядра в области $At+Fl$ имеет ярко выраженный ступенчатый характер. При переходе от компаунд-ядер $Th+Pa$ к компаунд-ядрам $U+Np$ происходит резкое (на два-три порядка величины) уменьшение сечений (σ_n)-канала реакции как в экспериментах с ионами ^{22}Ne [1,2], так и ^{48}Ca [3]. Такая ярко выраженная нерегулярность в поведении сечений стимулировала наш интерес к продолжению исследований в этой области ядер.

Методика эксперимента

В экспериментах использовался выведенный пучок ионов ^{20}Ne циклотрона У-400 ЛЯР ОИЯИ со средней интенсивностью $\sim 10^{12}$ част./с и энергиями 101, 107, 113 и 118 МэВ на мишени. Вращающаяся мишень из обогатщенного ^{208}Pb (степень обогатчения 95%) толщиной 0.7 мг/см^2 была изготовлена методом вакуумного напыления на подложку из алюминия толщиной 1.6 мг/см^2 . Ядра отдачи, вылетевшие из мишени, отделялись от ионов пучка и продуктов реакций передач с помощью электростатического сепаратора ВАСИЛИСА [4] и после прохождения двух широкоапертурных времяпролетных детекторов с тонкими ($30 +$



40 мкг/см²) пленками имплантировались в сборку из семи полупроводниковых поверхностно-барьерных детекторов, где наблюдался их α-распад. Для уменьшения фона от низкоэнергетических рассеянных ионов перед детекторами ставилась лавсановая пленка толщиной 150+200 мкг/см². Эффективность сепарации для продуктов (xn)-канала реакции измерялась экспериментально с использованием калибровочной реакции w+²⁰Ne и составляла (1.9±0.2)%. Для продуктов (α, xn)-канала эффективность сепарации была в 6-10 раз меньше. С использованием охлаждения детекторов до 265 К энергетическое разрешение было не хуже 35 кэВ для α-частиц с энергией ≈ 7+9 МэВ. Электроника позволяла получать данные от каждого детектора независимо, регистрируя для ядра отдачи время пролета и энергию, время попадания в любой из детекторов и номер детектора, а также энергию и времена последующих α-распадов. Для регистрации последовательных "быстрых" α-распадов использовалась система из двух кодировщиков (амплитудно-цифровых преобразователей): первая α-частица регистрировалась основным АЦП и, если в течение последующих 200 мкс происходил другой α-распад, то он регистрировался вторым АЦП. Импульсы от последовательных α-распадов с интервалом более 5 мкс разрешались электронной системой, а для импульсов, следующих с интервалом менее 1 мкс, происходило полное суммирование амплитуд. Для калибровки детекторов в области 17+18 МэВ использовались пики полного суммирования дочерних продуктов распада нуклидов ²²²Th, ²²¹Ac и ²²³Ra, образующихся в реакциях ²⁰⁸Pb, ²⁰⁹Bi+²⁰Ne. Ошибка калибровки в этой области составляла ≈ 50 кэВ. Калибровка детекторов в области энергий 6+9 МэВ проводилась по продуктам реакции Au+²⁰Ne и продуктам реакций передач ²¹¹m, ^gPo, ²¹²m, ^gAt, ²¹³Rn. Значения энергий α-распадов брались из работы [5].

Экспериментальные результаты

Идентификация нуклидов проводилась методом α-α корреляций. В корреляционных спектрах в диапазоне энергий α-распада материнских ядер E(P)=7+9 МэВ и диапазоне энергий α-распада дочерних ядер E(D)=7.0+19.0 МэВ во временном окне 200 мкс наблюдались корреляции α-распада с энергией

E(P)=8470±15 кэВ и дочернего распада с энергией E(D1+D2)=18100±50 кэВ. Период полураспада для дочернего нуклида $T_{1/2}=12_{-3}^{+4}$ мкс и значение энергии для пика полного суммирования хорошо совпадают с известными значениями периода полураспада нуклида ²²⁰Th и энергией полного суммирования α-распадов в цепочке ²²⁰Th-²¹⁶Ra. Следует также отметить, что максимум выхода для указанных корреляций находится при энергии E(²⁰Ne)=110±2 МэВ, что соответствует расчетному значению максимума функции возбуждения реакции с испарением четырех нейтронов. Исходя из этих данных, наблюдаемые корреляции можно идентифицировать как α-распад цепочек нуклидов ²²⁴U-(²²⁰Th+²¹⁶Ra). Период полураспада ²²⁴U, рассчитанный по соотношению количества корреляций "в пучке" и "вне пучка", равен $T_{1/2}=0.7_{-0.2}^{+0.9}$ мс. Функция возбуждения для ²²⁴U приведена на рис. 1а.

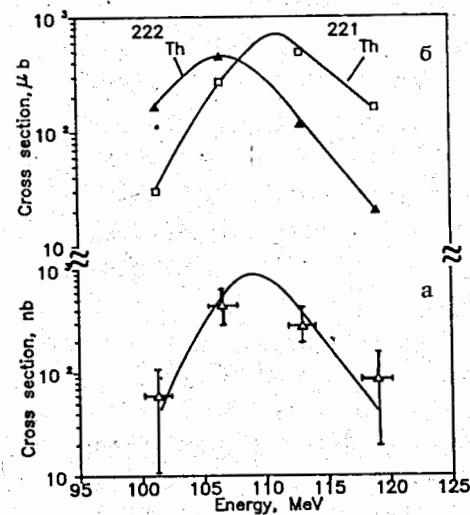


Рис. 1. Функции возбуждения изотопов U и Th в реакции ²⁰⁸Pb+²⁰Ne. Обозначения: Δ - 4n, ▲ - α, 2n, □ - α, 3n.

В исследованном нами диапазоне энергий бомбардирующих ионов спектр "быстрых" α-α корреляций практически полностью обусловлен распадом изотопов ²²¹, ²²²Th, ²²¹Ac и их дочерних продуктов. Дополнительная идентификация потребовалась только для двух неизвестных α-линий с E(P)=8385±15 кэВ и E(P)=7600±15 кэВ. По периоду полураспада и энергетическому спектру дочернего ядра α-линия с E(P)=8385±15 кэВ идентифицирована нами как переход, связанный с распадом нуклида ²²¹Th. Возможным объяснением появления этой линии в α-спектре может служить эффект суммирования энергии

Нуклид (parent)	E_{α} (P) кэВ	I_{α} %	$T_{1/2}$ мс	Нуклид (daughter)	$T_{1/2}$ мкс
^{224}U	8470±15	100	0.7 ^{+0.9} _{-0.2}	^{220}Th	12 ⁺⁴ ₋₃
^{222}Th	7980±15 7600±15	97±1 3±1	2.2±0.2	^{218}Ra	15.6±1
^{221}Th	8470±15 (8385±15) 8150±15 7730±15	37±1 12±1 57±1 6±1	1.9±0.1	^{217}Ra	1.7±0.1
^{221}Ac	7650±15 7440±15 7380±15 7170±15	63±7 23±4 11±2 2.4±1		^{217}Fr	15±2.5

α -перехода ядра ^{221}Th с $E(P)=8150$ кэВ, происходящего на возбужденный уровень ядра ^{217}Ra , с энергией конверсионного электрона, возникающего при γ -переходе с этого уровня в основное состояние. Для нуклидов, имплантированных в детектор, вероятность такого суммирования составляет ~50%, что может приводить к появлению в α -спектре дополнительных линий или изменению соотношения для известных [6,7].

Для α -линии с $E(P)=7600\pm 15$ кэВ значения энергий дочерних α -распадов такие же, как и при распаде нуклида ^{222}Th . Измеренный методом α - α корреляций период полураспада дочерних продуктов для этой линии равен $T_{1/2}=12\pm 4$ мкс. Из измерения временных интервалов между попаданием ядра отдачи в детектор и его первым α -распадом мы определили собственный период полураспада для α -перехода с $E(P)=7600\pm 15$ кэВ. Его значение $T_{1/2}=2.4\pm 0.9$ мс в пределах ошибок совпадает со значениями периода полураспада для ^{222}Th . Функция возбуждения обсуждаемого перехода хорошо совпадает по виду и положению максимума с функцией возбуждения для α -линии ^{222}Th с энергией $E(P)=7980$ кэВ. Таким образом, исходя из приведенных данных, можно идентифицировать эту линию как связанную с распадом ^{222}Th на уровень 2^+ ядра ^{218}Ra . Окончательные результаты корреляционного анализа экспериментальных данных представлены в таблице. Следует отметить, что для известных изотопов полученные значения относительных интенсивностей α -линий и периодов полураспада в пределах ошибок совпадают с известными ранее значениями [5].

Поперечное сечение образования ^{224}U составляет $0,8\pm 0,4$ мкб при энергии $E(^{20}\text{Ne})=110\pm 2$ МэВ. Для ^{221}Th и ^{222}Th - продуктов ($\alpha, 3n$)- и ($\alpha, 2n$)-каналов реакций - измеренные значения сечений в максимуме выходов $E(^{20}\text{Ne})=112\pm 1$ МэВ и $E(^{20}\text{Ne})=105\pm 1$ МэВ на три порядка величины больше и равны соответственно $0,7\pm 0,3$ мбарн и $0,5\pm 0,3$ мбарн (рис.16). Такое различие сечений, как уже обсуждалось в [1], в значительной мере обусловлено резким увеличением делительной ширины при переходе от Th к U.

Обсуждение результатов

На рис.2 приведены известные к настоящему времени величины сечений образования нейтронодефицитных изотопов

$^{224+226}\text{U}$ в (αn)-каналах реакций с бомбардирующими ионами $^{20,22}\text{Ne}$ (\square) и ^{48}Ca (Δ). Данные взяты из настоящей работы, а также работ [1] и [8]. Ошибки в определении абсолютных значений сечений, по данным авторов, не превышают фактор 2. Из приведенного рисунка следует, что уменьшение сечений образования изотопов U с ростом их нейтронного дефицита происходит достаточно медленно - приблизительно один порядок величины на два нейтрона. Проведенный нами анализ имеющихся в литературе данных позволяет сделать заключение, что такое значение величины $d\sigma(\alpha n)/dN$ типично для большинства реакций горячего слияния в области нейтронодефицитных изотопов от At до Fm.

Нам представляется, что этот результат указывает на нетривиальный характер различия в величинах поперечных сечений реакций $^{208}\text{Pb}(^{22}\text{Ne}, 5n)$ и $^{180}\text{Hf}(^{48}\text{Ca}, 3n)$, приводящих к получению одного и того же продукта испарения - ^{225}U . В самом деле, измеренное в [1] поперечное сечение для ^{225}U в ~20 раз превышает величину, полученную в работе [8]. с учетом того, что в первой реакции речь идет об испарении пяти нейтронов из возбужденного компаунд-ядра $^{230}\text{U}^*$, а в случае второй реакции образующееся компаунд-ядро $^{228}\text{U}^*$ испаряет на два нейтрона

меньше, можно сделать вывод, что отношение величин поперечных сечений слияния в максимумах этих реакций $\sigma(^{208}\text{Pb}(^{22}\text{Ne}, 5n)) / \sigma(^{180}\text{Hf}(^{48}\text{Ca}, 3n)) \geq 200$. Разумеется, следует учесть то обстоятельство, что максимум поперечного сечения реакции $^{208}\text{Pb}(^{22}\text{Ne}, 5n)$ наблюдался при энергии $E(^{22}\text{Ne}) = 120$ МэВ - заведомо выше кулоновского барьера, в то время как в случае реакции $^{180}\text{Hf}(^{48}\text{Ca}, 3n)$ при $E(^{48}\text{Ca}) = 204$ МэВ на величине поперечного сечения может сказываться влияние кулоновского барьера.

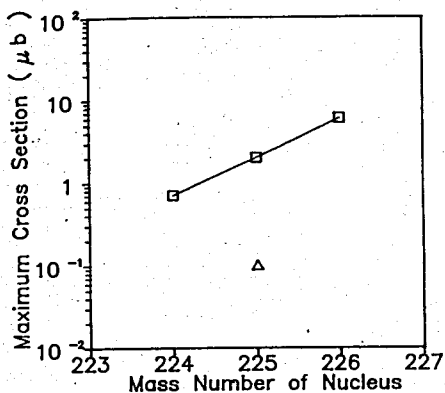


Рис. 2. Сечения образования изотопов $^{224-226}\text{U}$ в (xn)-канале реакций с ионами $^{20,22}\text{Ne}$ (□) и ^{48}Ca (△).

Для оценки величины этого фактора можно воспользоваться данными работы [9], в которой измерены функции возбуждения реакций с испарением 3n и 4n при бомбардировке ^{172}Yb ионами ^{48}Ca . Из этих данных следует, что для реакции $^{180}\text{Hf}(^{48}\text{Ca}, 3n)$ обусловленный кулоновским барьером фактор запрета ≤ 5 . Приняв во внимание и геометрический фактор, вызванный различием длин волн де-Бройля для ^{22}Ne и ^{48}Ca , в конечном счете приходим к заключению, что в реакции $^{180}\text{Hf}(^{48}\text{Ca}, 3n)$ наблюдается существенный недостаток в величине поперечного сечения, а именно: сечение, по крайней мере, на порядок величины меньше того, которое должно следовать из "разумных" оценок. Следует также отметить, что для бомбардирующих ионов ^{48}Ca дополнительный запрет на слияние, связанный с динамическим барьером, пока не наблюдался [3]. Поэтому было бы очень интересно продолжить эксперименты, в частности измерить поперечное сечение реакции $^{180}\text{Hf}(^{48}\text{Ca}, 4n)$ с образованием ^{224}U .

Авторы благодарны академику Г. Н. Флерову и профессору Ю. Ц. Оганесяну за поддержку настоящей работы, а также Х. Гегелеру за полезные дискуссии.

Литература

1. А. Н. Андреев и др. Ядерная физика, т. 50, вып. 9, 1989, с. 619. Препринт ОИЯИ Р7-88-830, Дубна, 1988.
2. А. Н. Андреев и др. Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов, Дубна, 1989. Препринт ОИЯИ Д7-90-142.
3. H. W. Gaggeler et al. PSI-Bericht, Nr. 29, 1989.
4. A. V. Yerein et al. Nucl. Instr. & Meth., A274, 1989, p. 528.
5. W. Westmeier, A. Merklin. - Catalog of Alpha Particles from Radioactive Decay. Karlsruhe, 1985, Nr. 29-1.
6. F. P. Hessberger et al. Nucl. Instr. & Meth., A274, 1989, p. 522.
7. A. N. Andreyev et al. Preprint JINR E15-89-683, Dubna, 1989.
8. F. P. Hessberger et al. Z. Phys., A333, 111, 1989.
9. C. C. Sahm et al. Nucl. Phys., A441, 1985, p. 316.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 марта 1990 года.