

K-12

3096/2-76

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



9/VIII-76

P13 - 9646

А.П.Кабаченко, И.В.Кузнецов, Ли Ген Су,  
Н.И.Тарантин

ГАЗОРАЗРЯДНЫЙ ИОННЫЙ ИСТОЧНИК  
ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО МАСС-СЕПАРАТОРА  
НА ПУЧКЕ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ.

Часть II. Быстрота действия источника ионов

1976

P13 - 9646

А.П.Кабаченко, И.В.Кузнецов, Ли Ген Су,  
Н.И.Тарантин

**ГАЗОРАЗРЯДНЫЙ ИОННЫЙ ИСТОЧНИК  
ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО МАСС-СЕПАРАТОРА  
НА ПУЧКЕ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ.**

Часть II. Быстрота действия источника ионов

*Направлено в АЭ*

## *1. Введение*

В работе <sup>1/</sup> было дано описание конструкции ионного источника для электромагнитного масс-сепаратора на пучке тяжелых ионов, представляющего собой источник газоразрядного типа с эффективно действующим цилиндрическим анодом малого размера в разрядной камере, находящейся под потенциалом катода. Катод /нить накаливания/ размещен внутри цилиндрического анода. Там же <sup>1/</sup> были представлены результаты измерения эффективности ионного источника, достаточно высокой для широкого круга элементов и в том числе для элементов, имеющих высокий потенциал ионизации.

В настоящей работе приводятся результаты измерений быстроты действия источника ионов.

## *2. Быстрота действия источника ионов*

Важной характеристикой источника ионов для масс-сепаратора на пучке бомбардирующих частиц является его быстрота действия, измеряемая временем, которое нужно, чтобы образовавшийся в результате ядерной реакции нуклид вышел из источника в виде иона. Высокая быстрота действия источника ионов и всего масс-сепаратора в целом позволяет проводить исследования короткоживущих радиоактивных ядер.

Результаты настоящих и других /см., например, <sup>2/</sup> / экспериментальных исследований показывают, что выход продуктов реакций из источника в зависимости от времени достаточно хорошо описывается экспоненциальной кривой. Экспоненциальная зависимость от времени для

интенсивности эмиттируемых нуклидов следует также из закономерностей диффузии и десорбции - процессов, определяющих время задержки нуклидов в источнике. При экспоненциальной зависимости от времени обратная величина среднего времени задержки в источнике определяет собою вероятность выхода нуклида из источника в единицу времени. В этом случае дифференциальное уравнение для накопления нуклидов в источнике ионов может быть записано в следующем виде:

$$\frac{dN}{dt} = R - \left( \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_{\text{зад}}} \right) N, \quad /1/$$

где  $N(t)$  - равновесное количество нуклидов данного сорта в источнике ионов по прошествии времени  $t$  от начала облучения-накопления;  $R$  - скорость образования нуклидов в ядерной реакции;  $\tau_{\text{зад}}$  - среднее время пребывания нуклида в источнике ионов до его выхода;  $\tau$  - время жизни нуклида по отношению к радиоактивному распаду. Решение уравнения /1/ при начальном условии  $N(0)=0$  дается выражением

$$N(t) = \frac{R}{\Lambda} (1 - e^{-\Lambda t}), \quad /2/$$

где  $\Lambda = \lambda + \lambda_{\text{зад}}$ , а  $\lambda = \frac{1}{\tau}$  и  $\lambda_{\text{зад}} = \frac{1}{\tau_{\text{зад}}}$ . Накопление нуклидов на приемнике масс-сепаратора  $N_1(t)$  находится как разность двух решений /2/ при  $\tau_{\text{зад}} = \infty$  /накопление нуклидов в источнике, если бы не было их ухода/ и при заданном  $\tau_{\text{зад}}$  с учетом эффективности  $\eta$  масс-сепаратора:

$$N_1(t) = \eta [N(t, \tau_{\text{зад}} = \infty) - N(t, \tau_{\text{зад}})] = \\ = \eta R \left[ \frac{1}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) - \frac{1}{\Lambda} (1 - e^{-\Lambda t}) \right]. \quad /3/$$

Накопление и распад нуклидов на приемнике после выключения пучка бомбардирующих частиц  $N_2(t)$  находится из уравнения /1/ при  $R=0$  для  $t \geq t_{\text{обл}}$ , где  $t_{\text{обл}}$  - продолжительность цикла облучения, и при начальном

условии  $N(t_{обл}) = (1 - e^{-\Lambda t_{обл}}) R / \Lambda$  тем же способом. Решение в этом случае имеет следующий вид:

$$N_2(t) = \frac{\eta R}{\Lambda} (1 - e^{-\Lambda t_{обл}}) [e^{-\lambda(t-t_{обл})} - e^{-\Lambda(t-t_{обл})}]. \quad /4/$$

Формулы /3/ и /4/ могут быть использованы для определения времени задержки нуклидов в источнике при облучении и без облучения мишени и стопора пучком бомбардирующих частиц.

Определение времени задержки нуклидов в источнике производилось для фтора по накоплению и распаду на приемнике масс-сепаратора нуклидов  $^{21}\text{F}$ , образующихся в реакции  $^{22}\text{Ne} - p = ^{21}\text{F}$ .

В качестве мишени использовалась танталовая фольга толщиной 14 мкм, установленная во входном окне разрядной камеры. Ионы  $^{22}\text{Ne}$  имели энергию ~180 МэВ. Значительная часть энергии бомбардирующих частиц передавалась нуклидам  $^{21}\text{F}$ , в результате чего они выбивались из мишени и внедрялись в противоположную стенку разрядной камеры, служившую стопором. Затем нуклиды фтора диффундировали из нагретого до высокой температуры танталового стопора и, испытав многократные столкновения со стенками камеры, вылетали через эмиссионную щель, ионизуясь с определенной вероятностью на последнем этапе пролета.

В качестве рабочего газа использовался неон; режим разряда устанавливался на максимум эффективности ионизации неона. Прием сепарированных ионов осуществлялся на тонкую /5-10 мкм/ алюминиевую фольгу, которая наклеивалась на алюминиевый диск с отверстиями. Непосредственно за отверстием в диске после 70 мкм алюминиевой фольги, отделяющей вакуумный объем приемника масс-сепаратора от атмосферы, располагался сцинтилляционный /стильбеновый/  $\beta$ -счетчик. Импульсы со счетчика после усиления и дискриминации подавались на временной многоканальный анализатор.

Время облучения мишени и анализ по времени накопления и распада  $\beta$ -активности на приемнике масс-сепаратора задавались следующим образом. Сигналом "пуск" с таймера, задающего время облучения мишени,

одновременно включались циклотрон и временной анализатор. По прошествии  $t_{\text{обл}} = 10$  с по сигналу "стоп" с таймера выключался циклотрон, и диск-приемник поворачивался в новую позицию. Через 33,536 с с начала облучения анализатор останавливался /128 временных каналов по 0,262 с на канал/, и по сигналу "стоп" с анализатора диск-приемник поворачивался в новое положение. Сигнал остановки диска запускал таймер, по сигналу "пуск" с которого одновременно включались циклотрон и временной анализатор. Такие циклы многократно повторялись. Таким образом, каждый раз перед началом и после окончания облучения дисковый приемник автоматически /за 0,18 с/ поворачивался в новую позицию. Этим обеспечивалось накопление сепарируемых нуклидов на чистую поверхность в каждом цикле измерений.

На *рис. 1* представлены результаты одного из измерений накопления и распада  $^{21}\text{F}$  на приемнике масс-сепаратора. Точками на *рис. 1* обозначены экспериментальные результаты; температура разрядной камеры источника в этих измерениях равнялась  $T = 2300^\circ\text{K}$ .

Кривая накопления и распада ионов  $^{21}\text{F}$  после включения пучка бомбардирующих частиц /каналы №№39-128/ представляет собой разность двух экспонент, одна из которых /см. формулу /4// определяется постоянной радиоактивного распада  $\lambda$ , а другая - постоянной  $\Lambda$ , зависящей от  $\tau_{\text{зад}}$ . Прямыми линиями на *рис. 1* даны составляющие экспоненты, полученные разложением экспериментальной кривой с учетом фона. Значение  $T_{1/2} = 5,7$  с ( $T_{1/2} = 0,693/\lambda$ ) несколько отличается от  $T_{1/2} = 4,4$  с для  $^{21}\text{F}$ , и это отличие можно объяснить небольшой примесью  $^{21}\text{Na}$  /  $T_{1/2} = 22,8$  с/, образующегося в реакции  $^{22}\text{Ne} + p - 2n = ^{21}\text{Na}$ . Вторая экспонента дает  $\tau_{\text{зад}} = 2,4$  с.

Непосредственный анализ кривой накопления нуклидов на приемнике во время облучения мишени и стопора циклотронным пучком /каналы №№ 1-38/ является более сложным /см. формулу /3//. Однако кривая, полученная дифференцированием кривой /3/, представляет собой снова только разность двух экспонент:

$$\frac{dN_1(t)}{dt} = \eta R (e^{-\lambda t} - e^{-\Lambda t}). \quad /5/$$

Дифференциальная кривая, полученная из экспериментальной кривой накопления, и ее разложение на составляющие экспоненты даны в левой нижней части рис. 1. В этом случае  $T_{1/2} = 4,5$  с, а время задержки  $\tau_{\text{зад}}$  нуклидов фтора в источнике при облучении мишени и стопора ионами  $^{22}\text{Ne}$  интенсивностью  $\sim 2,5$  мкА составляет 1,3 с.

Значение  $\tau_{\text{зад}}$  нукл при облучении циклотронным пучком можно получить также из отношения числа отсчетов  $A_1$

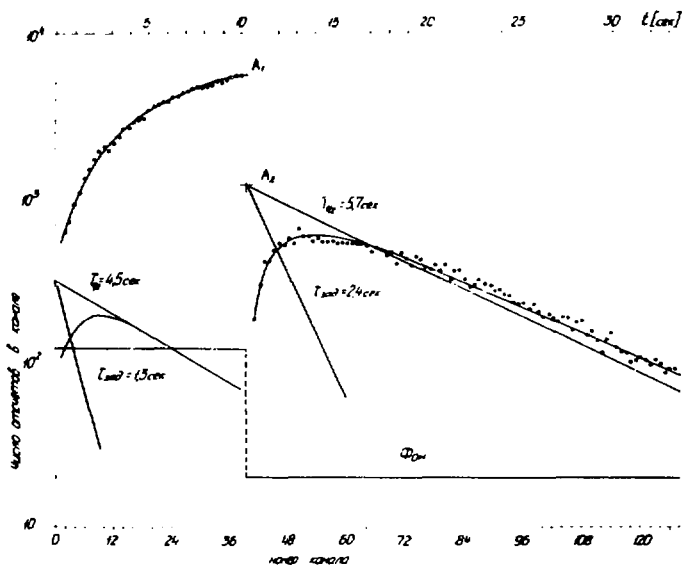


Рис. 1. Накопление и распад нуклидов  $^{21}\text{F}$  на приемнике масс-сепаратора. В моменты времени, отвечающие каналу №1, осуществлялось включение циклотрона, каналу №38 - выключение пучка циклотрона и поворота диска-приемника, каналу №128 - поворот диска-приемника. Полное число циклов - 50.

в конце облучения к числу отсчетов  $A_2$  полученному путем экстраполяции спадающей части кривой накопления и распада  $N_2(t)$  к концу облучения /см. рис. 1/. Легко видеть, что

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{\lambda (1 - e^{-\lambda t_{\text{обл}}})}{\lambda (1 - e^{-\lambda t_{\text{обл}}})} - 1. \quad /6/$$

Соотношение /6/ и найденное значение  $A_1/A_2$  для рассматриваемого случая дают  $\tau_{\text{зад}} = 0,7$  с. Различие значений  $\tau_{\text{зад}}$ , полученных с использованием формул /5/ и /6/, по-видимому, обусловлено некоторым искажением кривой накопления /3/ из-за инерционности в установлении интенсивности пучка циклотрона при его включении. Соотношение /6/ в таком случае приводит к более правильному значению  $\tau_{\text{зад}}$  из-за усреднения  $R(t)$  по всему циклу облучения, и оно использовалось для оценки  $\tau_{\text{зад}}$ .

Результаты измерения времени задержки нуклидов фтора в источнике ионов при различных значениях температуры стенок разрядной камеры даны на рис. 2. Измерения температуры производились с помощью оптического пирометра. Нижними точками на рис. 2 представлены значения  $\tau_{\text{зад}}$  при облучении стопора и мишени пучком ионов  $^{22}\text{Ne}^{+4}$  интенсивностью  $\sim 2,5$  мкА, верхними -  $\tau_{\text{зад}}$  при выключенном циклотронном пучке.

Как видно из рис. 2, время задержки нуклидов в источнике приблизительно в три раза короче, когда мишень и стопор облучаются циклотронным пучком. Это различие в быстроте действия источника не объясняется его дополнительным нагревом пучком ионов  $^{22}\text{Ne}$ , поскольку мощность пучка составляет  $\sim 4\%$  от подводимой мощности нагрева источника. Вероятнее всего, влияние циклотронного пучка на скорость выхода нуклидов из источника проявляется как результат радиационного воздействия бомбардирующих частиц на мишень и стопор. Под действием ионов  $^{22}\text{Ne}$ , пробег которых в тантале при энергии 180 МэВ составляет  $\sim 35$  мкм, атомы кри-



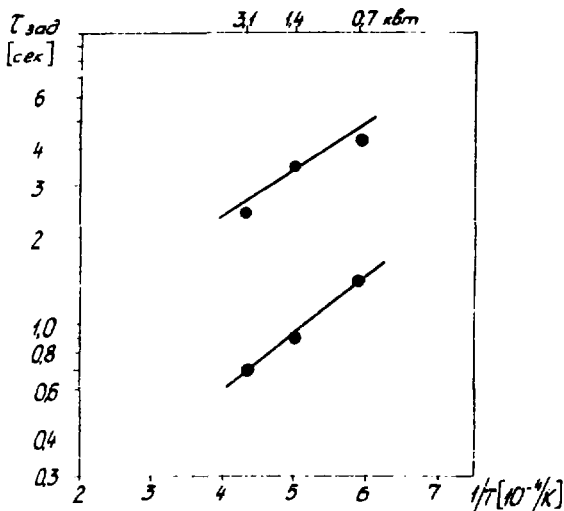


Рис. 2. Время задержки  $\tau_{\text{зад}}$  в источнике ионов нуклидов  $^{21}\text{F}$  в зависимости от величины, обратной температуре разрядной камеры. Точками представлены результаты для  $T = 2300, 2000$  и  $1700^\circ\text{K}$ . На нижнем графике представлено время задержки при облучении стопора и мишени циклотронным пучком ионов  $^{22}\text{Ne}^{+4}$  с энергией  $180$  МэВ и интенсивностью  $\sim 2,5$  мкА. На верхнем графике дано время задержки при выключенном циклотронном пучке.

сталлической решетки тантала смещаются, образуя вакансии и межузельные атомы. Известно, что повышение концентрации вакансий ведет к увеличению диффузионной подвижности атомов и, следовательно, к более быстрому выходу продуктов реакций из мишени и стопора. После выключения пучка образовавшиеся вакансии бы про исчезают в нагретых до высокой температуры мишени и стопоре, и это приводит снова к замедлению диффузии.

Из рис. 2 также следует, что экспериментальные значения времени задержки достаточно хорошо отвечают так называемой зависимости Аррениуса:

$$\tau_{\text{зад}} = \tau_0 \exp(Q/kT), \quad /7/$$

где  $Q$  - энергия активации процессов, определяющих выход нуклидов из источника;  $R$  - газовая постоянная;  $\tau_0$  - предэкспоненциальный множитель.

Энергия активации для выхода нуклидов фтора из источника, усредненная по двум представленным на рис. 2 графикам, равняется  $Q \approx 32,5$  к Дж/г-атом. Эта величина заметно меньше энергии активации гетеродиффузии примесей фтора в тантале, которая согласно экстраполяции известных значений  $Q$  для диффузии близких к фтору элементов в тантале должна составлять  $\sim 100$  к Дж/г-атом. С другой стороны, полученная величина  $Q$  заметно больше энергии активации физической десорбции, которая для фтора на поверхности тантала равняется  $\sim 10$  к Дж/г-атом.

Это обстоятельство, по-видимому, можно рассматривать как указание на то, что задержка нуклидов фтора в источнике ионов определяется двумя процессами: диффузией внедренных нуклидов из стопора и их сорбцией на стенках разрядной камеры и аноде, с которыми ионизируемый атом сталкивается  $\sim 100$  раз до своего вылета через эмиссионную щель.

В рассматриваемом здесь случае существенное значение для быстрого выхода нуклидов из источника имеет постоянная очистка внутренней поверхности разрядной камеры, находящейся под потенциалом катода, в результате ее бомбардировки ионами из плазмы разряда. Если снять отрицательный потенциал с разрядной камеры и исключить таким образом ионную бомбардировку, то выход продуктов реакций из источника ионов падает, уменьшаясь, например, для нуклидов  $^{21}\text{F}$  в три раза в течение пяти минут работы источника в таком режиме. После восстановления отрицательного потенциала выход сепарлируемых нуклидов через 2-3 минуты восстанавливается. После длительной работы источника без отрицательного потенциала на разрядной камере танталовые стенки камеры темнеют, становятся хрупкими, в них появляются крупные кристаллы. При работе источника с отрицательным потенциалом на разрядной камере тантал сохраняет металлический блеск, остается гибким; стенки камеры эрозируют в разряде со скоростью приблизительно один атомный слой тантала в секунду.

Заметим, что влияние состояния поверхности стопора на время выхода внедренных нуклидов отмечалось в работе [3]. В этой работе было обнаружено, что время выхода внедренных нуклидов диспрозия из танталового или молибденового стопора существенно короче времени выхода из стопора, покрытого оксидами  $V_2O_5$  и  $ZrO_2$ , применявшимися для повышения работы выхода электронов с целью увеличения эффективности поверхностной ионизации.

Разработанный источник ионов был использован в экспериментах по исследованию радиоактивных свойств новых нуклидов  $^{25}Ne$  [4] и  $^{41}Cl$  [5], из которых первый имеет период полураспада  $T_{1/2} = 642$  мкс, а также в экспериментах по исследованию схемы распада  $^{22}F$  [6].

В заключение авторы выражают глубокую благодарность академику Г.Н.Флерову за поддержку настоящей работы. Авторы благодарят Б.Г.Зорина и Н.С.Иванова за помощь в проведении измерений.

### *Литература*

1. Н.С.Иванов, А.П.Кабаченко, И.В.Кузнецов, Н.И.Тарантин. Препринт ОИЯИ, Р13-9645, Дубна, 1976.
2. Н.И.Тарантин, А.П.Кабаченко, А.В.Демьянов. АЭ, 27, 432, 1969.
3. Б.Амов, В.П.Пермяков, Н.И.Тарантин. Сообщение ОИЯИ, Р13-3019, Дубна, 1966.
4. А.П.Кабаченко, И.В.Кузнецов, К.Сивек-Вильчинска, Е.А.Скакун, Н.И.Тарантин. Сборник материалов Международной конференции по физике тяжелых ионов. ОИЯИ, Д7-5769, Дубна, 1971.
5. Х.Гурач, А.П.Кабаченко, И.В.Кузнецов, Н.И.Тарантин. ЯФ, 19, 1167, 1974.
6. H. Guratzsch, A. P. Kabachenko, I. V. Kuznetsov, K. Siwek-Wilczynska, N. I. Tarantin. Nucl. Phys., A205, 574, 1973.