

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P13-95-349

Ю.П.Гангрский, В.И.Жеменик, П.Зузаан, В.Д.Кузнецов,  
Б.Н.Марков, Г.В.Мышинский, Ф.Ф.Валиев<sup>1</sup>, Ч.Градечны,<sup>2</sup>  
Я.Словак<sup>2</sup>

ION-GUIDE ИСТОЧНИК  
ДЛЯ ЛАЗЕРНОГО СПЕКТРОМЕТРА

Направлено в журнал «Известия РАН, серия физическая»

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет

<sup>2</sup>Институт ядерной физики, Ржеж, Чехия

## Ion-Guide источник для лазерного спектрометра

Описывается газовый ion-guide источник для лазерного спектрометра. Проведены исследования эффективности источника для гелия и аргона при различных давлениях. Для этих целей использовались ядра отдачи  $^{221}\text{Fr}$  после  $\alpha$ -распада  $^{225}\text{Ac}$  и  $^{212}\text{At}$  из реакции  $^{209}\text{Bi}(\alpha, n)^{212}\text{At}$ . Лазерный спектрометр с таким источником предполагается использовать для исследований распределения электрического заряда в протонно-избыточных ядрах.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им.Г.Н.Флёрова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1995

## Перевод авторов

Gangrsky Yu.P. et al.

P13-95-349

## Ion Guide System for Laser Spectrometer

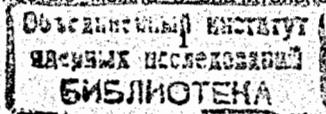
The ion guide system for laser spectrometer is described. The efficiency of the system for helium and argon at different pressures was measured. The nucleus recoils of  $^{221}\text{Fr}$  from  $\alpha$ -decay of  $^{225}\text{Ac}$  and  $^{212}\text{At}$  from reaction  $^{209}\text{Bi}(\alpha, n)^{212}\text{At}$  were used. It is proposed to use this system for study of electric charge distribution in proton-rich nuclei.

The investigations has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

## Введение

По мере продвижения к границе  $\beta$ -стабильности исследования свойств ядер требуют использования все более совершенных экспериментальных методов. Эти методы должны позволять проводить измерения различных характеристик ядер, имеющих малые сечения образования и времена жизни в миллисекундной области. В настоящее время одним из наиболее чувствительных методов детектирования, идентификации и исследования одиночных атомов с такими ядрами является резонансная лазерная ионизация (РЛИ)<sup>1-3/</sup>. Информация о характеристиках ядер при этом извлекается при изучении сверхтонкой структуры (СТС) и изотопических сдвигов (ИС) атомных спектров радионуклидов<sup>4/</sup>. К таким характеристикам относятся атомный номер  $Z$  и массовое число  $A$ , среднеквадратичный зарядовый радиус  $\langle r^2 \rangle$ , спин  $I$ , магнитный дипольный  $\mu$  и электрический квадрупольный  $Q$  моменты, параметры деформации  $\beta$ .

При выделении исследуемых ядер с помощью электромагнитного масс-сепаратора наиболее универсальным ионным источником, позволяющим получать ионы всех элементов и работать с нуклидами, имеющими время жизни больше 100 мкс, является ion-guide источник, получивший в последнее время достаточно широкое распространение<sup>5-8/</sup>. Принцип работы этого источника основан на использовании ионов, образующихся при выбивании исследуемых ядер из мишени пучком бомбардирующих частиц. Полученные таким способом ионы тормозятся в газе и переносятся газовым потоком на вход магнитной системы. Основным недостатком такого источника является то, что выход ионов сильно зависит от интенсивности и заряда ядер бомбардирующих мишень частиц. Он начинает падать с некоторого значения плотности плазмы, образовавшейся в результате ионизации газа проходящим через него пучком ускоренных частиц. Последнее обстоятельство вынуждало использовать до сих пор только относительно слабоионизирующие частицы  $p$ ,  $d$ ,  $\alpha$ , что ограничивало область эффективного применения источника, как правило, получением нейтронно-избыточных нуклидов в реакциях вынужденного деления  $U$ ,  $Th$ . Однако снижение выхода ионов в результате их нейтрализации в плазме с большой плотностью можно в значительной степени скомпенсировать,





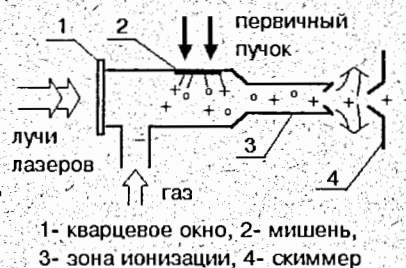
используя резонансную лазерную ионизацию в газе. При этом ионизируются лишь атомы выбранного элемента, что делает источник элементарно-селективным. Кроме того, измеренные значения резонансных частот, при которых происходит ионизация, позволяют определять значения указанных выше характеристик ядер ( $Z$ ,  $A$ ,  $I$  и т.д.). Таким образом, соединение возможностей селективной лазерной фотоионизации и ion-guide техники открывает новые перспективы как для оптической, так и для ядерной спектроскопии.

Одним из самых интересных открытий за последние несколько лет в области ядерной физики было наблюдение так называемого гигантского нейтронного гало в некоторых ядрах:  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{14}\text{Be}$ ,  $^{17}\text{B}^{9/}$ . Нейтронное гало в ядре представляет собой широкую диффузную зону, заполненную только нейтронами и располагающуюся вокруг кора - аналога обычного ядра. Существование гало приводит к таким наблюдаемым эффектам, как появление узких групп в распределении поперечных моментов в реакциях фрагментации, экстремально большое сечение электромагнитной диссоциации и аномально большой радиус у некоторых ядер.

Не менее интересным предметом исследований могут быть ядра, обладающие протонным гало. Так, наблюдаемый с помощью модифицированного метода ядерного магнитного резонанса квадрупольный момент  $^8\text{B}$  ( $I^* = 2^+$ ,  $T_{1/2} = 769$  мс) оказался равным  $68,3$  мб $^{10/}$ , что вдвое больше предсказаний оболочечной модели. Вычитание вклада от сильно связанных нейтронов показывает, что протоны вносят более 90% наблюдаемого момента. Это аномальное значение  $Q$  достаточно хорошо объясняется в предположении существования протонного гало. Подобные протонные гало могут существовать и у других легких протонно-избыточных ядер, например  $^{20}\text{Na}$ ,  $^{20}\text{Mg}$ ,  $^{22}\text{Si}$ ,  $^{23}\text{Al}$ ,  $^{40}\text{Ti}$ ,  $^{42}\text{Ti}$ . Наиболее прямым доказательством существования протонного гало в этих ядрах было бы определение их среднеквадратичных зарядовых радиусов с помощью методов лазерной спектроскопии.

#### Принцип работы ion-guide источника

Принцип работы ion-guide источника для лазерного спектрометра можно понять из рис.1 $^{11,12/}$ . Первичный пучок бомбардирует мишень, расположенную в трубке, по которой пропускается очищенный инертный газ - He, Ne, Ar. Степень очистки газов определяется вероятностью образования соединений исследуемых атомов (ионов) с присутствующими в газе примесями и составляет  $10^5$ - $10^6$ . Ионы продуктов реакции, вылетевшие из мишени, тормозясь и нейтрализуясь в газе,

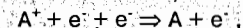


1- кварцевое окно, 2- мишень, 3- зона ионизации, 4- скиммер

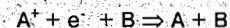
Рис. 1.

транспортируются последним в область лазерной ионизации. Нейтрализация ионов продуктов реакции и ионов буферного газа осуществляется за счет разных механизмов рекомбинации с электронами образовавшейся плазмы. Плотность электронов в рекомбинирующей плазме уменьшается со временем  $t$  по закону 
$$n_e = \frac{n_e^0}{1 + \beta n_e^0 t}$$
 где  $n_e^0$ ,  $n_e$  - начальное и текущее значение плотности электронов,  $\beta$  - коэффициент рекомбинации $^{13/}$ . Характерное время рекомбинации  $\tau = \frac{1}{\beta n_e^0}$ . Из формулы следует, что при  $t \gg \tau$  плотность электронов спадает как  $n_e = \frac{1}{\beta t}$ . Начальная плотность электронов в плазме зависит от сорта газа, заряда и интенсивности пучка бомбардирующих частиц и обычно  $n_e^0 > 10^{13}$  см $^{-3}$ .

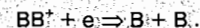
Нейтрализация ионов отдачи при  $n_e > 4 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$  идет в основном за счет тройных соударений с участием дополнительного электрона:



при этом  $\tau$  зависит от плотности электронов квадратично ( $\beta_e = 2 \cdot 10^{-20} n_e \text{ см}^3 / \text{с}$ ), а при  $n_e < 4 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$  преобладает рекомбинация с участием атомов газа с  $\beta_b = 2 \cdot 10^{-27} b \sim 8 \cdot 10^{-9}$  см $^3 / \text{с}$ :



так как в этом случае  $\beta_e < \beta_b$ , где  $b$  порядка  $4 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$  (при 100 торр) - плотность атомов газа. Распад плазмы буферного газа или уменьшение плотности электронов идет в основном за счет диссоциативного механизма:



Для гелия  $\beta_a \sim 0,2 \cdot 10^{-7}$  см $^3 / \text{с}$ , неона -  $2 \cdot 10^{-7}$  см $^3 / \text{с}$ , аргона -  $5 \cdot 10^{-7}$  см $^3 / \text{с}$ .

Таким образом, ионы ядер отдачи нейтрализуются в основном на первом этапе рекомбинации плазмы, когда плотность электронов велика. Когда плотность электронов за счет диссоциативной рекомбинации плазмы снизится до  $\sim 2 \cdot 10^{10}$  см $^{-3}$ , нейтрализация ионов продуктов реакции станет незначительной. Для гелия такая плотность достигается через 2,5 мс, для неона - через 250 мкс, для

аргона - через 100 мкс. Проводимая, следовательно, через это время резонансная лазерная ионизация атомов не приведет к значительным потерям ионов за счет рекомбинации во время их транспортировки. Из сказанного следует, что аргон является наиболее подходящим газом для нейтрализации ионов ядер отдачи. Кроме того, поскольку ионизационные потери в аргоне выше, чем в He и Ne, то начальная плотность плазмы в аргоне также выше. Эти обстоятельства приводят к тому, что коэффициент нейтрализации ионов ядер отдачи в аргоне больше, чем в He и Ne, и составляет  $\sim 10^3$ .

Потери ионов, связанные с осаждением их на стенки трубки, также незначительны. При типичных условиях ( $p \sim 100$  торр) время диффузии на 0.5 см составляет для He - 4 мс, Ne - 12 мс, Ar - 35 мс<sup>14/</sup>, что меньше времени их транспортировки до детекторов.

Селективная ионизация атомов осуществляется непосредственно в газе с помощью импульсного лазера накачки (экимерного или твердотельного с генерацией 3 - 4-й гармоник) и лазеров на красителях в две (или три) ступени. Лазер накачки запускается с задержкой  $\sim 0.5$  мс после окончания импульса бомбардирующих частиц. Его излучение расщепляется на два луча, один из которых накачивает лазер на красителе с изменяемой длиной волны. Это излучение резонансным образом возбуждает атомные уровни исследуемого элемента или конкретного изотопа, если изотопический сдвиг превышает 1 ГГц. Второй луч, оставшись без изменений, осуществляет нерезонансную ионизацию возбужденных атомов с эффективностью, близкой к 100%. Сечение возбуждения резонансных переходов  $10^{-12} - 10^{-14}$  см<sup>2</sup>, нерезонансной ионизации  $\sim 10^{-17}$  см<sup>2</sup>. Для последнего значения сечения требуемая плотность энергии в импульсе, при 100% ионизации, составляет 65 мДж/см<sup>2</sup> (длина волны 310 нм), что не является проблемой для современных лазеров. После ионизации ионы выносятся газом в откачиваемый вакуумный объем с дальнейшим отделением на скиммере ионов от газа-носителя и последующей масс-сепарацией. Для увеличения эффективности извлечения ионов на скиммер дополнительно подается напряжение -500 В. Далее регистрируются или сами ионы, или радиоактивное излучение их ядер.

Характерной особенностью радиоактивного распада легких протонно-избыточных изотопов является испускание запаздывающих  $\alpha$ -частиц или протонов. Это свойство позволяет регистрировать ионы изотопов по их радиоактивному распаду. Например, при распаде <sup>8</sup>B испускаются  $\alpha$ -частицы с

энергией 1.57 и 8.3 МэВ, при распаде <sup>20</sup>Na -  $\alpha$ -частицы с энергией 2.15 МэВ, <sup>20</sup>Mg - протоны с энергией 4.16 и 3.95 МэВ, <sup>40</sup>Ti - протоны с энергией 1.84 и 2.24 МэВ. Протоны и  $\alpha$ -частицы с такими энергиями регистрируются при помощи полупроводникового поверхностно-барьерного детектора (ППД) с эффективностью, близкой к 100%.

Такой способ регистрации обеспечивает также простую селекцию выбранного изотопа от ионов буферного газа и других продуктов реакции, но требует защиты ППД от фонового излучения, возникающего при взаимодействии первичного пучка с материалом мишени и конструктивными элементами камеры. Последнее обстоятельство вынуждает располагать ППД как можно дальше от мишени. Это, в свою очередь, приводит к необходимости создания электрической транспортной системы<sup>15/</sup>, заставляющей ионы дрейфовать и собираться на детекторе.

#### Экспериментальная установка

Блок-схема экспериментальной установки представлена на рис.2. Установка состоит из двух частей: системы газового собирания продуктов ядерных реакций и системы транспортировки ионов к детектору. Система газового собирания представляет собой газовый канал длиной 30 см и диаметром 6 мм с реакционной камерой, по которому течет ламинарный поток инертного газа. Газ вместе с продуктами ядерных реакций выносятся через выходное отверстие диаметром 0.8 - 1.2 мм в вакуумный объем, откачиваемый форвакуумным насосом производительнос-

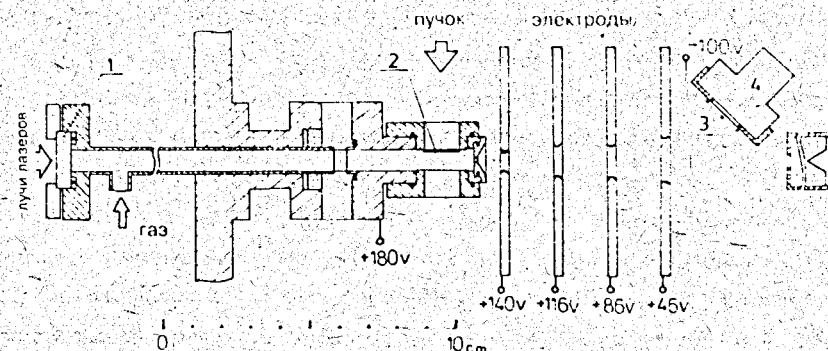


Рис.2 Схема экспериментальной установки.

1-кварцевое окно, 2-мишень, 3-коллодиевая пленка, 4-детектор.

тью 20 л/с. Вакуумный объем отделен от ионопровода ускорителя алюминиевой фольгой толщиной 20 мкм. Мишень располагается на внутренней стенке газового канала и отделена от вакуумного объема медным окном толщиной 15 мкм. Система транспортировки ионов представляет собой набор изолированных друг от друга плоских алюминиевых колец, на которые подаются напряжения, создающие вытягивающее электрическое поле, которое доставляет ионы к детектору. Значения напряжений указаны на рисунке. Электроды располагаются друг от друга на расстоянии 15 мм. Расстояние между выходным отверстием и первым электродом составляет ~ 5 мм. Диаметр отверстия первого электрода 5 мм, второго и третьего - 10 мм, четвертого - 15 мм. Ионы собираются на коллодиевую пленку, запыленную алюминием (40 мкг/см<sup>2</sup>) и натянутую на круглую медную рамку диаметром 15 мм. Пленка расположена непосредственно перед чувствительной поверхностью детектора. На пленку подается отрицательное напряжение - 100 В. В экспериментах использовался кремниевый поверхностно-барьерный детектор диаметром 20 мм и толщиной чувствительного слоя 30 мкм.

Исследование газового собирания и транспортировки ионов к ППД было проведено в off-line и on-line экспериментах с целью определения следующих параметров системы: эффективности сбора и транспортировки ионов в газе и влияния на нее сорта газа и его давления, коэффициента нейтрализации ионов исследуемых атомов в буферном газе, предельной чувствительности установки.

Эффективность сбора ионов на детектор была исследована в off-line эксперименте. Для этого использовался источник ядер <sup>221</sup>Fr, представляющий собой никелевую фольгу 20\*20 мм<sup>2</sup>, толщиной 20 мкм, в которую были имплантированы атомы <sup>225</sup>Ra. Образец приготавливался путем сбора в вакууме ядер отдачи <sup>225</sup>Ra, образующихся в результате радиоактивного распада <sup>229</sup>Th, нанесенного в виде тонкого слоя на платиновую фольгу. Радиоактивный распад ядер <sup>225</sup>Ra порождает цепочку элементов, одним из которых является <sup>221</sup>Fr. Интенсивность источника составляла 140 ядер <sup>221</sup>Fr в секунду, период полураспада <sup>221</sup>Fr равен 4.9 минуты, E<sub>α</sub> = 6.34 МэВ. Источник располагался в реакционной камере на месте мишени (рис. 2). Детектор в данном эксперименте находился прямо за выходным отверстием на расстоянии 30 мм от него, и ионы ядер отдачи собирались непосредственно на поверхности детектора.

На рис.3 представлена зависимость эффективности сбора ионов Fr<sup>+</sup> (отношение количества ионов, собранных на детекторе, к количеству ионов

вылетевших из источника) от давления аргона для различных диаметров выходного отверстия. Время измерения 200 с, потенциал реакционной камеры +100 В. Выдержка после каждой смены давления до начала измерений составляла 20 минут.

Из рис.3 видно, что максимальный выход ионов Fr<sup>+</sup> растет с увеличением диаметра выходного отверстия примерно как его квадрат. Это связано с увеличением площади отверстия, через которое выносятся ионы. Наблюдаемое уменьшение выхода ионов Fr<sup>+</sup> с увеличением давления выше 22 торр связано с уменьшением длины пробега ядер отдачи, что приводит к более быстрому дрейфу Fr<sup>+</sup> к стенке реакционной камеры.

Коэффициент нейтрализации ионов Fr в аргоне, измеренный в off-line экспериментах, равнялся 20 - 25%.

On-line эксперименты проводились на ускорителе У-200 ЛЯР ОИЯИ, имеющем частоту следования импульсов 150 Гц, длительностью от 0.5 до 3 мс и максимальную энергию α-частиц 36 МэВ.

Использовалась реакция <sup>209</sup>Bi(α, n)<sup>212</sup>At. Времена жизни и энергии α-распада основного и изомерного состояния <sup>212</sup>At составляют T<sub>1/2</sub> = 119 мс и T<sub>1/2</sub> = 314 мс, E<sub>α</sub> = 7.84 и E<sub>α</sub> = 7.68 МэВ, соответственно. Энергия бомбардирующего пучка <sup>4</sup>He составляла 22 МэВ. Для уменьшения энергии до вышеуказанной величины использовалась алюминиевая фольга толщиной

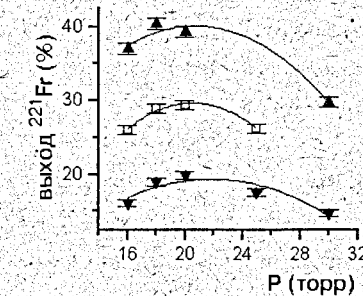


Рис.3 Зависимость выхода ионов Fr<sup>+</sup> от давления аргона для различных диаметров выходного отверстия сопла:

- ▲ - 1.2 мм,
- - 1.0 мм,
- ▼ - 0.8 мм.

250 мкм, входные окна и подложка мишени. Мишень из <sup>209</sup>Bi была напылена на алюминиевую подложку толщиной 20 мкм и располагалась рабочей поверхностью внутрь реакционной камеры (см. рис.2). Толщина мишени составляла 0.4 мг/см<sup>2</sup>, что существенно больше пробега в ней ядер отдачи <sup>212</sup>At. В качестве буферного газа использовались гелий и аргон при давлениях 50, 100, 150 торр и 80, 150 торр соответственно. Часть образовавшихся ионов <sup>212</sup>At нейтрализовалась в буферном газе за счет процессов рекомбинации с электронами плазмы, образовавшейся в результате прохождения через реакционную камеру первичного пучка <sup>4</sup>He. Для определения количества нейтрализовавшихся ионов в эксперименте было проведено следующее. На электроды системы транспортировки был подан запирающий



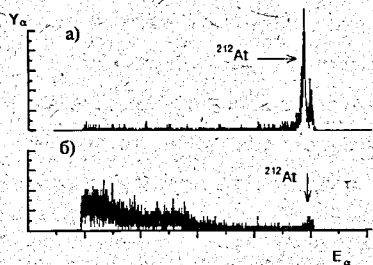


Рис. 4.

потенциал, который не пропускал ионы в вакуумный объем. При этом скорость счета детектора определяется распадом ядер только нейтральных атомов At. Затем измерялась скорость счета детектора при потенциале на электродах, равном потенциалу земли. В этом случае в вакуумный объем выносятся как нейтральные атомы, так и ионы продуктов

реакции, которые распределяются по объему камеры благодаря отсутствию поля так же, как и нейтралы. Отношение скоростей счета ППД в этих двух случаях определяет коэффициент нейтрализации ионов в плазме. При давлении гелия 150 торр, токе пучка 150 нА и запирающем напряжении 140 В он оказался равным  $(81 \pm 2.5)\%$ .

Регистрация  $^{212}\text{At}$  осуществлялась в течение 0.5 с, с задержкой на 50 мс после окончания периода накопления длительностью 0.5 с. На время регистрации высокочастотное поле (ВЧ) циклотрона выключалось. Выбор такого режима работы объяснялся необходимостью устранения электромагнитных наводок от ВЧ-циклотрона и подавления фона от ядерных излучений, образующихся в момент прохождения пучка. На рис.4а показан один из спектров  $\alpha$ -частиц  $^{212}\text{At}$ , полученный при помощи вышеизложенной методики ( $P = 150$  торр, время измерения 100 с, средний ток 200 нА). Для сравнения на рис.4б приведен спектр, измеренный в промежутках между импульсами пучка  $^4\text{He}$  при тех же условиях (время прохождения пучка - 2.7 мс, измерение  $\alpha$ -спектра проводилось в последующие 4 мс). Видно четкое выделение  $\alpha$ -частиц  $^{212}\text{At}$  и  $^{212\text{m}}\text{At}$  и сильное уменьшение фона в первом случае.

Проведенные измерения скорости счета  $\alpha$ -частиц  $^{212}\text{At}$  на ППД, нормированной на ток пучка  $^4\text{He}$ , показали ее слабую зависимость от интенсивности пучка для различных буферных газов и давлений. Ток пучка  $^4\text{He}$  при этом менялся от 50 до 500 нА. Это означает, что эффективность сбора на детекторе ионов  $^{212}\text{At}$  слабо меняется с увеличением плотности плазмы буферного газа для приведенного диапазона токов пучка  $^4\text{He}$ .

На рис. 5 представлена зависимость скорости счета зарегистрированных  $\alpha$ -частиц от давления для гелия и аргона при интенсивности пучка 300 нА. Уменьшение счета  $\alpha$ -частиц для аргона при давлении, 150 торр по сравнению с 80 торр объясняется тем, что ядра отдачи (имеющие энергию до 400 кэВ) при таких

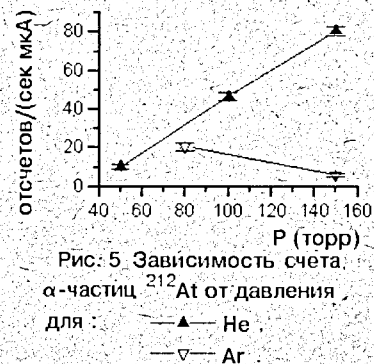


Рис. 5. Зависимость счета  $\alpha$ -частиц  $^{212}\text{At}$  от давления для:

—▲— He  
—▽— Ar

давлениях имеют максимальные пробеги около 1.5 мм и 3 мм  $^{16}\text{O}$  соответственно, что приводит к более быстрой диффузии ионов к стенке камеры в первом случае. Пробеги  $^{212}\text{At}$  в гелии при давлениях 50, 100, 150 торр составляют 17, 9 и 6 мм, соответственно, что больше диаметра камеры. Таким образом, термализовавшиеся атомы во всех трех случаях распределены по объему камеры равномерно, и их количество возрастает с ростом давления, что подтверждается зависимостью на рис. 5.

Эффективность транспортировки ионов электростатической системой растет с увеличением напряженности вытягивающего поля и достигает примерно 80% при максимальном напряжении, которое ограничивается пробоем в остаточном газе и составляет 180 В.

Проведенные измерения показали, что полная эффективность установки, т.е. отношение числа зарегистрированных  $\alpha$ -частиц  $^{212}\text{At}$  к числу остановившихся в газе его ионов составляет ~ 5%. Она складывается из коэффициента прохождения ионов через выходное отверстие - 20% (диаметр - 0.8 мм), эффективности транспортировки - 80% и эффективности регистрации  $\alpha$ -частиц детектором - 30%. Такая эффективность источника в сочетании с высокой вероятностью резонансной лазерной ионизации позволяет успешно использовать его для исследования широкого круга ядер, образующихся в реакциях с сечениями до 1 мкб.

В заключение авторы выражают благодарность А.А.Мажорину, А.П.Череватенко за помощь при проведении экспериментов, а также Ю.Ц.Оганесяну и Ю.Э.Пенионжкевичу за постоянное внимание к работе.

#### Литература

1. С.И.Андреев, В.С.Летохов, В.И.Мишин. Письма в ЖЭТФ, т.43, вып.12, 1986, с. 570-572
2. M.Backe, Th.Blonnigen, M.Dahlinger et al., Hyp.Int., 74 (1992) 47.
3. T.Minowa, H.Katsuragawa, A.Kawamura, M.Shimazu - Opt.Comm. 60, 1,2 (1986), 37

4. E.W.Otten, in: 'Threatise on Heavy Ion Science, Nuclei far from Stability (Plenum Press, New York) 8, 517 (1989)
5. J.Arje, J.Aysto, P.Taskinen, J.Honkanen, K.Valli  
Nucl.Instr. and Meth. B26 (1987) 384
6. P.Taskinen, H.Penttila, J.Aysto, P.Dendooven, P.Jauho, A.Jokinen,  
M.Yoshii. Nucl. Instr. and Meth. A281 (1989) 539-546.
7. K.Deneff, B.Brijs, E.Coenen et al., Nucl. Instr. and Meth. B26 (1987) 399
8. B.Beraud, A.Emsallem, A.Astier et al., Nucl. Instr. and Meth. A346 (1994) 196
9. I.Tanihata, D.Hirata, T.Kobayashi et al., Phys.Letters B 289 (1992) 261.
10. T.Minamisono, T.Ohtsubo, I.Minami et al., Phys. Rev. Lett., 69 (1992) 2058.
11. Г.В.Мышинский. Препринт ОИЯИ Р13-90-422, 1990.
12. P.Van Duppen, P.Dendooven, M.Huyse et al., Hyp. Int., 74 (1992) 193
13. Ю.А.Райзер. Физика газового разряда. М., Наука, 1987, с.131-143.
14. И.Мак-Даниель, Э.Мэзон. Подвижность и диффузия ионов в газах.  
М., Мир, с.22-38
15. W.Lauth, H.Backe, M.Dahlinger et al., Phys. Rev. Lett., 68 (1992) 1675
16. L.C.Northcliffe, R.F.Shilling, Nucl.Data Tables A7, (1970)

Рукопись поступила в издательский отдел  
28 июля 1995 года.