

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P13-97-364

Ю.П.Гангрский, Ч.Градечны*, В.И.Жеменик,
С.Г.Земляной, Д.В.Караиванов, Б.Н.Марков,
Г.В.Мышинский, Т.Тетгал*

ЛАЗЕРНЫЙ ИОНИЗАЦИОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР
НА ПУЧКЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
ЦИКЛОТРОНА

Направлено в журнал «Измерительная техника»

*Институт ядерной физики, г.Ржеж, Чехия

1997

Лазерный ионизационный спектрометр
на пучке заряженных частиц циклотрона

Представлено описание экспериментальной установки для измерения оптических спектров атомов на пучке заряженных частиц циклотрона. Установка включает газовую камеру для сбора и транспортировки продуктов ядерных реакций, ионизационный спектрометр на основе импульсного Nd:YAG-лазера и систему электронных блоков. Обсуждаются результаты экспериментов по определению параметров установки и оптимальных условий ее работы. Параметры установки позволяют проводить исследования ядер на границе нуклонной стабильности.

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

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1997

Перевод авторов

Gangrsky Yu.P. et al.

P13-97-364

Laser Ionization Spectrometer
on the Charge Particle Beam of Cyclotron

The experimental set-up for the measurements of the atomic optical spectra on the charge particle beam of cyclotron is described. The set-up includes the gaseous chamber for the collection and transportation of reaction products, ionization spectrometer on the basis of the pulsing Nd:YAG-laser and the system of electronic blocks. The results of the experiments on the determination of the set-up parameters and of the optimal condition for its operation are there. The set-up parameters allow one to perform the study of nuclei on the boundary of nucleon stability.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reaction, JINR.

ВВЕДЕНИЕ

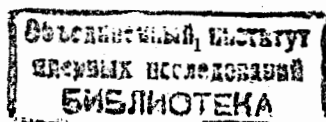
Исследования свойств ядер по мере продвижения к границе нуклонной стабильности требуют все более совершенных экспериментальных методов. Эти методы должны позволять проводить успешные измерения различных характеристик ядер, имеющих короткие времена жизни (до 10^{-3} с) и малые сечения образования (до 1 мкб). В последние годы получил развитие один из таких методов, основанный на измерении оптических спектров атомов с исследуемыми ядрами с использованием лазерной техники. Измерения изотопических сдвигов и сверхтонкой структуры оптических линий позволяют определить зарядовые радиусы ядер и ядерные мультипольные моменты (спин, магнитный дипольный, электрический квадрупольный). Значения этих ядерных параметров дают возможность судить о пространственном распределении электрического заряда и тока в ядре и, таким образом, являются важным источником информации о ядерной структуре.

Указанные выше свойства ядер на границе нуклонной стабильности предъявляют достаточно жесткие требования к быстродействию и чувствительности методики для их исследования. Среди оптических методов этим требованиям в наибольшей степени удовлетворяет метод резонансной лазерной ионизации [1-4]. Использование мощных импульсных лазеров позволяет достигнуть вероятности ионизации атомов, попавших в зону лазерного излучения, близкой к 100%. С такой же вероятностью возможна и регистрация образующихся ионов. Эти операции (ионизацию атомов и регистрацию ионов) можно проводить в непосредственной близости от места образования изучаемых ядер и таким образом добиться высокой чувствительности и быстродействия методики.

В представленной работе описывается экспериментальная установка с использованием лазерного ионизационного спектрометра, созданная в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова Объединенного института ядерных исследований для изучения ядер на границе нуклонной стабильности, образующихся в реакциях с заряженными частицами на циклотроне.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Действие представленной экспериментальной установки основано на сборе изучаемых продуктов ядерных реакций в буферном газе, ионизации их лазерным излучением и транспортировке образующихся ионов к детектору с помощью газового потока и электрического поля. Блок-схема установки приведена на рис. 1. Она включает газовую камеру для сбора и транспортировки продуктов ядерных реакций, лазерный ионизационный спектрометр и систему электронных блоков. Газовая камера состоит из двух частей (мишенной и детекторной), имеет кварцевые окна для входа лазерного излучения и вводы для напуска и откачки газа. Пучок ускоренных в циклотроне ионов облучает мишень, расположенную внутри газовой ячейки. Выбитые из мишени ядра отдачи (продукты ядерных реакций) тормозятся в буферном газе, давление которого выбирается таким, чтобы их пробег был сравним с размерами камеры. Этот пробег зависит от массовых



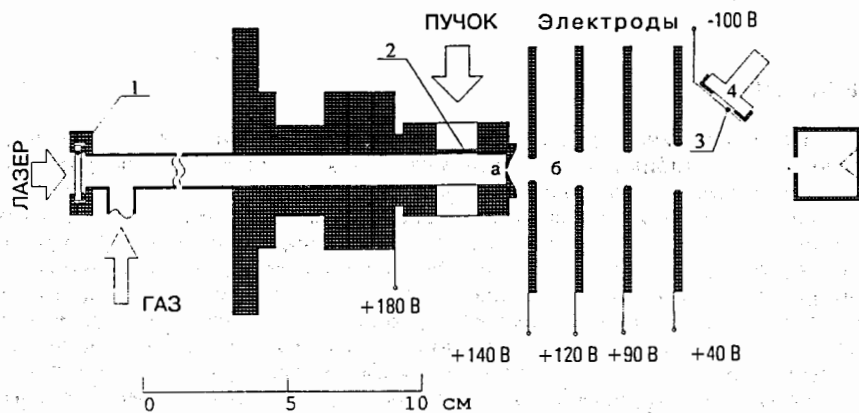


Рис. 1. Экспериментальная установка:
1 - кварцевое окно, 2 - мишень, 3 - коллодиевая пленка, 4 - ППД

чисел ядер мишени и иона, а также энергии иона, поэтому диапазон давлений достаточно широк (от десятков до сотен торр). В качестве буферного обычно выбираются инертные газы или азот, чтобы исключить химические реакции с образующимися атомами.

Затормозившиеся в газе продукты реакций находятся преимущественно в виде однозарядных ионов. Поэтому необходима их нейтрализация для последующей ионизации резонансным лазерным излучением. Эффективная нейтрализация ионов может осуществляться в плотной плазме. Такая плазма образуется при прохождении интенсивного пучка ионов через буферный газ. Концентрация ионов плазмы убывает со временем t по закону [5]

$$n = n_0(1 + \beta n_0 t)^{-1}, \quad (1)$$

где β - коэффициент рекомбинации ионов. При интенсивности пучка ионов в несколько микроампер и потерях их энергии в газе более 1 МэВ концентрация ионов и электронов в плазме $n_0 > 10^{13} \text{ см}^{-3}$. В этом случае с заметной вероятностью происходит трехтельная рекомбинация ионов с участием дополнительного электрона. При указанных выше условиях $\beta \sim 10^{-20} \cdot n_0 \text{ см}^3/\text{с}$, поэтому концентрация ионов падает очень быстро и за доли миллисекунд достигает величины $n < 10^{11} \text{ см}^{-3}$. При такой низкой концентрации ионов основную роль начинает играть трехтельная рекомбинация с участием атомов газа, значение β существенно уменьшается ($\beta \approx 10^{-27} \cdot n_a \text{ см}^3/\text{с}$, где n_a - плотность атомов в газовом объеме), и падение концентрации ионов становится гораздо медленнее. В этот момент времени значительная часть продуктов реакций уже нейтрализовалась, а потери за счет рекомбинации вновь образующихся ионов становятся малыми. Этот интервал времени (через несколько сот микросекунд после окончания импульса бомбардирующих частиц и до снижения плотности атомов за счет диффузии) и используется для ионизации резонансным лазерным излучением [6].

Образующиеся ионы выносятся газовым потоком через отверстие диаметром 0,8 мм во вторую, детекторную, часть камеры, где создается разрежение (давление ниже 10^{-2} торр) благодаря откачке мощным насосом (производительностью 150 л/с). В этой части камеры находятся ускоряющая система и детектор частиц, испускаемых при радиоактивном распаде исследуемых ядер. Ускоряющая система состояла из четырех кольцевых алюминиевых дисков, на которые прикладывалось напряжение. Расстояние между дисками и напряжение могли меняться, и их значения подбирались для достижения максимальной эффективности сбора ионов в соответствии с условиями эксперимента. Для измерения спектров тяжелых заряженных частиц (протонов, α -частиц, осколков деления), испускаемых при радиоактивном распаде, использовался кремниевый поверхностно-барьерный детектор диаметром 20 мм и толщиной чувствительного слоя 30 мкм.

В установке предусмотрены два места, где происходит взаимодействие лазерного излучения с нейтрализованными продуктами ядерных реакций, которые находятся в виде свободных атомов. Одно из них расположено внутри газового объема (точка а на рис. 1), а другое - между первым и вторым ускоряющим электродом (точка б). Каждое из этих мест имеет свои преимущества и недостатки и, следовательно, область применения. В первом случае больше эффективность установки (под эффективностью понимается отношение числа зарегистрированных ионов или частиц радиоактивного распада к числу продуктов реакции, выбитых из мишени), но выше уровень фона из-за неполной нейтрализации продуктов реакции в плазме. Во втором случае этот источник фона устраняется запирающим потенциалом у отверстия, но при этом увеличиваются потери продуктов реакций при переносе их газовым потоком к лазерному лучу.

ЛАЗЕРНЫЙ СПЕКТРОМЕТР

Порог ионизации атомов большинства элементов выше 5 эВ [7]. Эта энергия слишком велика, чтобы осуществить ионизацию атомов единичным фотоном при использовании современных лазеров с перестраиваемой длиной волны (требуемая для этого длина волны $\lambda < 250 \text{ нм}$). Поэтому применяется двух- или трехступенчатая ионизация, принцип действия которой проиллюстрирован на рис. 2.

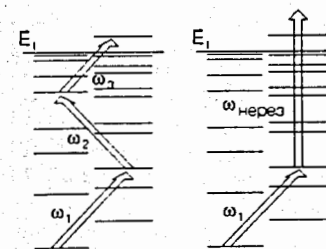


Рис. 2. Схема двух- и трехступенчатой ионизации

Лазерное излучение на частотах ω_1 и ω_2 резонансно возбуждает промежуточные атомные уровни, а излучение на частоте ω_3 доводит энергию возбуждения до порога ионизации. При этом ионизация может производиться нерезонансно - через континуум уровней, или резонансно - через возбуждение автоионизационных или ридберговских состояний. В случае резонансных переходов сечение возбуждения составляет $10^{-10} - 10^{-14} \text{ см}^2$, а в случае нерезонансных - $10^{-16} - 10^{-17} \text{ см}^2$ [8]. Наибольшие сечения имеют место при возбуждении нижних уровней (на частоте ω_1).

Для эффективной ионизации атомов необходимо насыщение переходов на всех ступенях возбуждения. Условие насыщения означает вероятность возбуждения, равную 100%, всех атомов в зоне лазерного излучения за время, меньшее времени жизни возбуждаемого уровня. Этому условию соответствует соотношение

$$\sigma \cdot I \cdot \tau > 1, \quad (2)$$

где σ - сечение возбуждения, τ - время жизни уровня, I - интенсивность лазерного излучения на единицу площади (мощность лазерного излучения в 1 Вт эквивалентна интенсивности фотонов с длиной волны 500 нм в $2,5 \cdot 10^{18} \text{ с}^{-1}$). Из условия (2) можно определить минимальную плотность мощности лазерного излучения, требуемую для насыщения перехода. При типичных временах жизни атомных уровней $10^{-8} - 10^{-6} \text{ с}$ эти величины составляют: для резонансного возбуждения нижних уровней - 1 Вт/см^2 , а для нерезонансного возбуждения уровней в континууме - 10^8 Вт/см^2 . Такой диапазон мощностей достигается в импульсных лазерах, и это определяет выбор типа лазера для описываемой установки. Кроме того, нижние уровни атомов целого ряда элементов имеют достаточно высокую энергию (выше 3 эВ), и для их возбуждения требуется лазерное излучение с короткой длиной волны ($\lambda < 400 \text{ нм}$). Такое излучение наиболее удобно получать при удвоении или утроении основной частоты лазера, что наиболее эффективно достигается при использовании импульсных лазеров большой мощности. В случае импульсного лазерного излучения условие насыщения перехода имеет вид

$$\sigma \cdot I \cdot \Delta t > 1, \quad (3)$$

где Δt - длительность импульса, I - интенсивность излучения в импульсе. Выполнение этого условия обеспечивает 100% вероятность возбуждения атомов за время импульса.

Используемый для резонансной фотоионизации лазерный

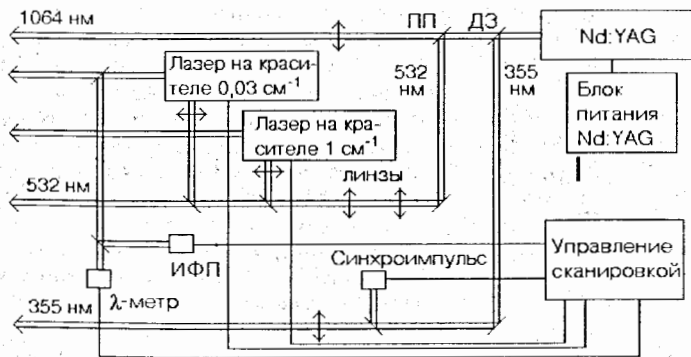


Рис. 3. Схема лазерного спектрометра

спектрометр включает импульсный лазер на основе иттрий-алюминиевого граната, легированного неодимом (Nd:YAG - лазер) и два лазера на красителе (рис. 3). Nd:YAG - лазер состоит из задающего генератора, однопроходового усилителя излучения и двух преобразователей частоты во вторую ($\lambda = 532 \text{ нм}$) и третью ($\lambda = 355 \text{ нм}$) гармоники. Преобразование во вторую гармонику осуществляется на кристалле KTP (размер $9 \times 9 \times 11 \text{ мм}^3$), а в третью - на кристалле DKDP (размер $10 \times 10 \times 30 \text{ мм}^3$). Каждый кристалл находится в своем термостате, которые стабилизируют температуру (для первого $T = 50^\circ\text{C}$, для второго $T = 87^\circ\text{C}$). Разделение гармоник производится с помощью поляризационной пластины (ПП) и дифференциального зеркала (ДЗ). Задающий генератор работает в режиме модулированной добротности и выдает импульсное излучение с частотой от 10 до 100 Гц при длительности импульса 10^{-8} с . Характеристики лазерного излучения (энергия E и мощность W в импульсе, диаметр d и расходимость лазерного луча ϑ) на всех трех гармониках представлены в таблице 1. Видно, что плотность мощности излучения на любой гармонике вполне достаточна для резонансного возбуждения практически любых атомных уровней. Однако для нерезонансного возбуждения (например, уровней в континууме) требуется добавочная фокусировка лазерного излучения для повышения его плотности мощности.

Для перестройки длины волны лазерного излучения используются два лазера на красителях. Один из них с шириной линии излучения 30 ГГц, а другой, узкополосный, с шириной линии 1,1 ГГц. Сужение лазерной линии осуществляется с помощью интерферометра Фабри - Перо (ИФП), который вводится в резонатор и вращается синхронно с поворотом дифракционной решетки. Последняя является дисперсионным элементом и служит для настройки на выбранную длину волны излучения. Осуществляемый автоматически поворот дифракционной решетки на заданный угол позволяет сканировать длину волны лазерного излучения в диапазоне до 0,05 нм (60 ГГц). Длину волны излучения лазера на красителе можно изменять в интервале 400 - 850 нм, используя различные красители. При этом мощность составляет 5 - 20% мощности излучения, вызывающего генерацию лазера на красителе.

Таблица 1
Параметры лазерного излучения на различных гармониках

| Параметр | Основная гармоника | Вторая гармоника | Третья гармоника |
|---------------------------------|--------------------|------------------|------------------|
| Длина волны λ , нм | 1064 | 532 | 355 |
| Энергия в импульсе E , мДж | 300 | 120 | 30 |
| Мощность в импульсе W , Вт | $3 \cdot 10^7$ | $1,2 \cdot 10^7$ | $3 \cdot 10^6$ |
| Диаметр луча d , мм | 8 | 9 | 10 |
| Расходимость ϑ , мстр | 7 | 8 | 9 |

Таким образом, лазерный спектрометр позволяет получать пять независимых пучков светового излучения: три из них с фиксированными длинами волн и с параметрами, приведенными в табл. 1, а два - со сканируемыми в указанном диапазоне. Это позволяет осуществлять эффективную ионизацию атомов широкого круга элементов. Необходимые

для ионизации пучки лазерного излучения с помощью системы зеркал и линз направляются в описанную выше газовую камеру.

ИСПЫТАНИЕ УСТАНОВКИ И ЛАЗЕРНОГО СПЕКТРОМЕТРА

Для оптимизации работы установки и определения ее параметров были проведены испытания в различных режимах, включающие:

1. транспортировку ионизированных продуктов ядерных реакций к детектору радиоактивного излучения с помощью газового потока и электрического поля;
2. фотоионизацию нейтральных атомов в параллельном пучке с регистрацией образующихся ионов и измерением их времени пролета.

Указанные испытания проводились как со стабильными изотопами, так и с радиоактивными непосредственно на пучке циклотрона.

Для определения эффективности и времени транспортировки были выбраны ионы изотопа ^{212}At в основном и в изомерном состояниях с периодами полураспада соответственно 314 и 119 мс. Этот изотоп был получен в реакции $^{209}\text{Bi}(^4\text{He}, n)^{212}\text{At}$ на двухметровом изохронном циклотроне ЛЯР ОИЯИ. Параметры используемого пучка ^4He : энергия - 22 МэВ, интенсивность - 0,1 - 0,6 мкА, длительность импульса 3 мс, частота импульсов - 150 Гц. Выбитые из мишени ядра отдачи ^{212}At тормозились в буферном газе (гелии или аргоне), переносились газовым потоком через отверстие во вторую часть камеры и притягивались к коллоидной пленке, покрытой слоем алюминия толщиной 40 мкг/см², которая укреплялась на медном кольце на расстоянии 1 мм от поверхности кремниевого поверхностно-барьерного детектора α -частиц. Измерялись спектры α -частиц при различных условиях эксперимента (интенсивность пучка ^4He , давление буферного газа, скорость газового потока, напряжение на ускоряющих электродах). Эти эксперименты были подробно описаны в [9]. Пример одного из измеренных спектров α -частиц приведен на рис. 4. В спектре четко наблюдаются две α -линии с энергиями 7,68 и 7,84 МэВ, принадлежащие основному и изомерному состояниям ^{212}At . Изомерное

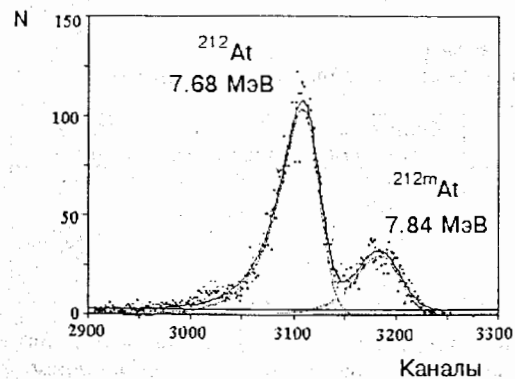


Рис. 4. Спектр α -частиц $^{212,212m}\text{At}$

отношение, вычисленное в соответствии с [10], оказалось равным 0,46(4). Сечения образования $^{212,212m}\text{At}$ определялись по отношению их выходов к выходу долгоживущего изотопа ^{211}At (его период полураспада 7,2 ч), который получался одновременно в реакции $^{209}\text{Bi}(^4\text{He}, 2n)$ с известным сечением [11]. Отношение сечений образования ядер ^{212}At и ^{211}At при энергии ^4He 21,9 МэВ составляло 0,052(7). Это приводит к

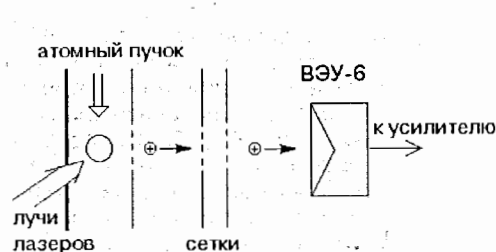


Рис. 5. Принципиальная схема время-пролетного селектора

1. максимальная эффективность сбора продуктов реакций (их энергия составляет 0,4 МэВ) получается при их остановке в буферном газе в центре мишенной части камеры. Для этого требуется давление гелия 300 торр или аргона 80 торр;
2. после остановки в буферном газе ~ 80% ядер отдачи нейтрализуется в образовавшейся гелиевой плазме и ~ 98% в аргонной; они могут быть использованы для последующей ионизации. Эта величина практически не зависит от интенсивности пучка ^4He в диапазоне 0,1 - 0,6 мкА;
3. через отверстие диаметром 0,8 мм переносится в детекторную часть камеры 30% остановившихся продуктов реакции при скорости газового потока 10 м/с для гелия и 15% для аргона при скорости газового потока 3 м/с;
4. эффективность транспортировки ионов к детектору электростатической системой составляет 80% при напряжении между электродами выше 180 В.

Таким образом, полная эффективность сбора продуктов реакций на детекторе достигает 2,5% для гелия при давлении 150 торр и 0,25% для аргона при давлении 80 торр.

Для определения параметров лазерного спектрометра использовался времяпролетный селектор (рис. 5.). В этом случае измерения проводились в вакууме (давление остаточного газа составляло 10^{-6} торр). В качестве объектов фотоионизации были выбраны атомы ^{23}Na , пучок которых получался при испарении эталонного образца NaCl из танталового тигля. Последний нагревался с помощью спирали из вольфрама до температуры ~800 °С. С помощью системы диафрагм формировался параллельный пучок нейтральных атомов натрия, который под прямым углом пересекал лазерное излучение. Фотоионизация атомов натрия осуществлялась в две ступени: на первой ступени возбуждался уровень $2P_{1/2}$ излучением с длиной волны 589,6 нм от лазера на красителе, и на второй ступени излучением третьей гармоники с длиной волны 355 нм возбуждались виртуальные уровни в континууме выше порога ионизации (5,1 эВ).

Образовавшиеся ионы ускорялись системой из трех сеточных электродов и регистрировались вторичным электронным умножителем (ВЭУ). Импульсы с ВЭУ поступали на вход быстрого усилителя и после дискриминатора-формирователя с задержкой относительно лазерного импульса, соответствующей времени пролета ионов от места

сечению образования ^{212}At , равному 2,6(4) мб, и ^{212m}At - 1,2(2) мб.

Проведенные эксперименты позволили определить оптимальные значения параметров установки, при которых получается максимальная эффективность сбора продуктов реакций на детекторе.

Проведенные измерения показали:

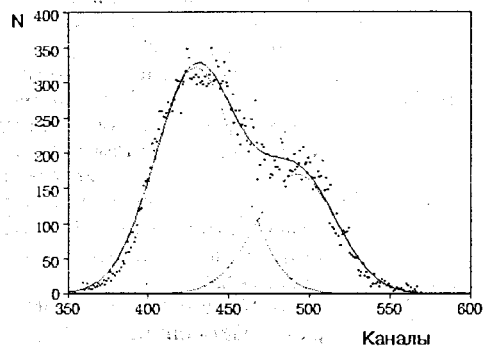


Рис. 6. Экспериментальный спектр ионов ^{23}Na

их образования до ВЭУ, подавались на вход счетчика импульсов, работа которого управлялась персональным компьютером PC486. Измерялась зависимость скорости счета этих импульсов от длины волны лазерного излучения на первой ступени возбуждения (в области длины волны 589,6 нм). Пример полученного таким способом спектра представлен на рис. 6. Разлагая этот спектр на две компоненты

сверхтонкой структуры D1-линии ^{23}Na с известным расстоянием между ними в 1,78 ГГц [12] и оценивая из углового разброса атомного пучка доплеровское уширение частоты в 0,3 ГГц, можно определить собственную ширину лазерной линии (частотное разрешение спектрометра), которое составляет 1,6 ГГц. Ухудшение разрешения лазера на красителе по сравнению с ранее достигнутым (1.1 ГГц) [13] может быть связано с присутствием в зале циклотрона низкочастотных вибраций. Разрешение может быть улучшено путем усиления виброизоляции лазерного спектрометра и газовой камеры.

Число импульсов в пике, отнесенное к числу испарившихся атомов, позволяет получить значение эффективности установки для работы в режиме испарения атомов из тигля. Она оказалась равной $5 \cdot 10^{-7}$ и включала, кроме вероятности ионизации, долю атомов, достигающих области взаимодействия с лазерным излучением, которая рассчитывается из геометрии эксперимента и составляет 10^{-2} ; и вероятность прохождения атомом области взаимодействия в момент лазерного импульса - $5 \cdot 10^{-4}$. Отсюда можно определить вероятность ионизации, которая составила - 10^{-1} . Низкая эффективность установки в описанном эксперименте объясняется тем, что ионизация осуществляется только в момент прохождения лазерного импульса, в то время как испарение атомов происходит непрерывно. Кроме того, значительная часть атомов теряется при формировании параллельного атомного пучка. При работе на пучке циклотрона, используя газовую камеру, когда все атомы находятся в зоне взаимодействия с лазерным излучением, и синхронизуя импульсы лазера с пучком заряженных частиц, можно достичь эффективности регистрации 1%.

Малые значения длительности импульса лазерного излучения (10 нс) и сигнала с ВЭУ (~20 нс) позволяют с высокой точностью определять время пролета ионов от места их образования до момента регистрации. Основным параметром, определяющим временное разрешение времяпролетных спектрометров, является его пролетная база, которая обычно составляет 1 - 1,5 метра. В нашем случае пролетная база составила 10 см, поскольку основными требованиями к селектору было предотвратить засветку ВЭУ от проходящего лазерного импульса и уменьшить фон от ионов остаточного газа. При выбранных в данном эксперименте параметрах ускоряющей системы ($L = 10$ см, $V = 2300$ В) время пролета ионов натрия составляло 2,2 мкс

при временном разбросе 0,1 мкс. При таком временном разрешении ускоряющей системы можно проводить разделение изотопов по их времени пролета только для самых легких элементов ($A < 20$). Увеличение пролетной базы и улучшение временного разрешения позволит выделять из сложного оптического спектра в случае смеси изотопов линии, принадлежащие выбранному изотопу.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные в результате испытаний параметры установки представлены в табл. 2. Эффективность и быстродействие установки позволяют проводить измерения оптических спектров атомов с ядрами на границе нуклонной стабильности, которые характеризуются короткими временами жизни (до 1 мс) и низкими выходами (до нескольких ядер в секунду). Хотя частотное разрешение лазерного спектрометра данной установки хуже, чем в аналогичных устройствах, использующих лазеры непрерывного действия, оно достаточно для исследования отмеченных ядер. Эти ядра нередко отличаются рядом особенностей (необычно большая деформация, высокий угловой момент), и это находит отражение в их

Таблица 2
Параметры экспериментальной установки

| | |
|--|---------|
| Эффективность установки | 0,01 |
| Время транспортировки продуктов реакций | 2 мс |
| Частотное разрешение лазерного спектрометра | 1,6 ГГц |
| Временное разрешение времяпролетного селектора | 100 нс |
| Энергетическое разрешение детектора α -частиц | 50 кэВ |

оптических спектрах. Разделение изотопов по их временам пролета или по энергии их радиоактивного излучения позволяет получать отдельные спектры для каждого изотопа без использования масс-сепаратора.

В заключение авторы выражают благодарность Ю.Ц.Оганесяну, Ю.Э.Пенионжквичу и Р.Маху за постоянный интерес и внимание к работе, А.П.Череватенко за проведение облучений на циклотроне, С.Н.Андрееву за помощь в наладке лазерного спектрометра.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант N 96-02-19166а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Мишин В.И. и др. // ПТЭ.-1983.-N2.-с.246.
2. Otten E.W. Treatise on heavy Ion Science. N.Y. Plenum Press.-1989.-v.8.-p.517.

3. Backe M. et al. // *Hyр.Int.*-1992. -v.74. -p.47.
4. Billowes J., Campbell P. // *J.Phys. G*-1995.-v.21. -n.6. -p.707.
5. Райзер Ю.А. Физика газового разряда. -М.Наука.-1987.-с.131.
6. Мышинский Г.В. // Сообщение ОИЯИ Р13-90-422.-1990.-Дубна.;
Mishinski G.V. Proceedings of International Workshop "Application of Lasers
in Atomic Nuclei Research", Dubna, 1990, p.129.
7. Яценко А.С. Диаграммы Гроттриана нейтральных атомов. -Новосибирск.-
ВО Наука.-1993.
8. Летохов В.С., Чеботаев В.П. Лазерная спектроскопия высокого
разрешения -М.Наука.-1990.
9. Gangrsky Yu.P. et al. Proceedings of International Workshop "Application of
Lasers in Atomic Nuclei Research", Poznan, 1995, p.110.;
Гангрский Ю.П. и др. Известия РАН, сер. физ. -1996. -т.60. n.5. стр.198.
10. Vånskä R., Rieppo R. // *NIM* - 1981. -v.179. -p.525.
11. Ramler W. J. et al. // *Phys.Rev.* - 1959. -v.114., n.1. -p.154.
12. Karlson J., Sturesson L. // *Z. Phys. D.*-1989.-v.14.-p.281.
13. Blaszcak Z. et al. // *Optica Applicata* - 1991. -v.21., n.4. -p.307.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 декабря 1997 года.