

Микроволновый спектрометр атомов в ридберговских состояниях

С. Ф. Дюбко, Н. Л. Погребняк, Е. А. Алексеев, И. И. Рябцев¹, А. С. Куценко

*Радиоастрономический институт НАН Украины,
ул. Краснознаменная, 4, г. Харьков, 61002, Украина
E-mail: Stanislav.F.Dyubko@univer.kharkov.ua*

*¹Институт физики полупроводников СО РАН,
пр. Лаврентьева, 13, г. Новосибирск, 630090, Россия*

Статья поступила в редакцию 8 апреля 2011 г.

Представлено описание нового спектрометра, предназначенного для исследования микроволновых спектров атомов в ридберговских состояниях. Спектрометр обеспечивает точность измерения частот переходов не хуже ± 0.05 МГц. Представлены результаты тестовых измерений некоторых микроволновых переходов между ридберговскими состояниями атома цезия.

Ключевые слова: ридберговские состояния атомов, спектрометр, лазерное возбуждение, микроволновый диапазон

1. Введение

Благодаря достаточно большому времени жизни атомы в ридберговских состояниях являются идеальными объектами для спектроскопии сверхвысокой разрешающей способности и экспериментов в области квантовой электродинамики. Частоты многих переходов между этими состояниями лежат в микроволновом и инфракрасном диапазонах, а аномально высокие значения матричных элементов дипольных моментов (вплоть до тысячи атомных единиц) обуславливают высокую чувствительность к внешним полям. Все это позволяет возбуждать как однофотонные, так и многофотонные переходы при низкой мощности излучения и проводить уникальные спектроскопические исследования в условиях отсутствия спонтанной релаксации энергетических уровней, низкой концентрации атомов и чувствительности детектирования на уровне одиночных атомов (методом селективной полевой ионизации).

Изучение ридберговских состояний атомов имеет большое научное значение и является надежным инструментом для проверки фундаментальных теорий в атомной физике, в области квантовой электродинамики и атомной спект-

роскопии. Это обусловлено возможностями построения точных теоретических моделей для электрона в ридберговском атоме со слабым взаимодействием. Благодаря простоте получения атомных пучков, низких потенциалов ионизации и простой структуре энергетического спектра атома с одним валентным электроном наиболее удобными объектами для такого рода исследований являются, безусловно, атомы щелочных металлов (лития, калия, натрия, цезия, рубидия) [1-10]. Подавляющее большинство работ в русле данной тематики выполнено именно для этих атомов. В меньшей степени изучены ридберговские состояния атомов с двумя валентными электронами – кальция, бария, магния, стронция [11-17].

Особое значение для радиоастрономии имеют спектры ридберговских состояний углерода и кремния. Напомним, что именно в Радиоастрономическом институте НАН Украины впервые были обнаружены в космосе радиолинии углерода в состояниях с огромными значениями квантового числа (вплоть до $n \approx 1000$) [18-21], и было бы логичным приступить к исследованиям таких атомов в лабораторных условиях. Однако на сегодняшний день ридберговские

состояния атомов IV группы периодической системы Менделеева (углерода, кремния, германия, олова и свинца) остаются практически неизученными. Причина такого положения дел простая и заключается в резком росте сугубо экспериментальных проблем, в числе которых важнейшая – отсутствие источников жесткого когерентного ультрафиолетового излучения.

Принимая во внимание большое количество потенциальных объектов исследования, мы решили построить новый спектрометр, предназначенный для исследования микроволновых спектров атомов в ридберговских состояниях.

2. Общая концепция построения спектрометра

Все описанные в литературе экспериментальные установки для исследования взаимодействия пучка тепловых ридберговских атомов с микроволновыми полями почти идентичны по общей схеме устройства, но существенно различаются в таких деталях, как типы используемых лазеров, режимы их работы, особенности регистрации атомов, резонансно взаимодействующих с излучениями, и техника обработки регистрируемого сигнала. Накопленный опыт построения таких приборов обобщен в ряде монографий, например, в [22-24]. Авторы настоящей работы также имеют опыт создания соответствующих спектрометров и исследований в этой области [3, 5, 6, 25-29].

Важнейшей особенностью спектроскопии этого типа является способ получения ридберговских атомов, и этому вопросу при разработке спектрометра уделяется главное внимание. Обычно атомный пучок получается при эффузии атомов из нагреваемой печи и распространяется в камере с давлением остаточных газов $10^{-6} \div 10^{-7}$ мм рт. ст. Типичная плотность атомов в области взаимодействия – $10^7 \div 10^9$ см⁻³. Такой способ получения атомного пучка удобен для вещества с относительно низкой температурой испарения. В случае высоких температур испарения предпочтительным является процесс взрывного испарения и атомизации вещества при воздействии на него сфокусированным излучением мощного лазерного импульса. Иногда прибегают к распылению вещества ионной бомбардировкой или пучком высокоэнергетических электронов.

Лучшим способом селективного возбуждения атомов в состояниях с заданными квантовыми числами (в том числе и с очень высокими) является ступенчатое лазерное возбуждение. Система лазерного возбуждения, как часть спектрометра, настраивается индивидуально для каждого атома. Ее сложность и цена быстро возрастают для атомов с высокими потенциалами ионизации. Обычно система возбуждения спектрометра состоит из “силового” лазера и нескольких лазеров с перестройкой частоты (на красителях, центрах окраски, ионах титана в решетке корунда и т. п.), возбуждаемых излучением “силового” лазера либо его гармониками. Кроме того, используется умножение частоты или получение суммарных частот лазера с перестраиваемой и фиксированной частотой с помощью нелинейных оптических кристаллов. В качестве “силового” чаще всего применяют импульсные азотные, эксимерные лазеры, YAG : Nd³⁺-лазеры, лазеры на парах меди и др.

При возбуждении пучка атомов импульсным лазером формируется сгусток движущихся ридберговских атомов, который может быть зарегистрирован методом полевой ионизации в импульсном поле. В качестве детектора электронов (ионов) применяется вторичный электронный умножитель – каналотрон [30]. Возможность регистрации микроволновых резонансов при переходах между близлежащими состояниями ридберговских атомов обусловлена резкой зависимостью тока ионизации от квантового числа n [22-24]. Критическая напряженность поля $F_{кр}$ (измеряемая в вольтах на сантиметр) связана с эффективным значением главного квантового числа n^* простым соотношением:

$$F_{кр} = \frac{3.2 \cdot 10^8}{(n^*)^4}, \quad (1)$$

где $n^* = (n - \delta_{n,l,j})$, а $\delta_{n,l,j}$ – квантовый дефект.

Такой характер зависимости позволяет осуществлять высокоэффективное (в принципе – поштучное) детектирование ридберговских атомов, энергия которых определяется эффективным главным квантовым числом n^* . При напряженности ионизирующего поля, несколько превышающей критическую, нейтральный рид-

бергровский атом ионизируется. Образовавшиеся заряженные частицы – электрон и ион – легко обнаруживаются, например, каналотроном. Существенно, что атомы с квантовым числом $(n^* - 1)$ уже не детектируются. Вот почему, измерив величину $F_{кр}$, можно однозначно идентифицировать по n^* участвующие в процессе поглощения энергетические уровни.

Следует также заметить, что селективное детектирование ридберговских атомов методом полевой ионизации эффективно в пучках атомов при вакууме не хуже, чем 10^{-6} мм рт. ст. Если же в области взаимодействия присутствует значительное количество молекул или атомов примесных газов, то происходит весьма эффективная столкновительная ионизация ридберговских атомов, которая приводит к полной потере селективности по главному квантовому числу n^* . В этом случае исследование микроволновых переходов между заданными ридберговскими состояниями атомов становится невозможным.

Число ступеней лазерного возбуждения определяется схемой энергетических уровней исследуемых атомов и правилами отбора для дипольных переходов. Обычно выбирают 2–3 ступени оптического возбуждения. Время жизни возбужденных атомов в промежуточных состояниях очень мало, поэтому требуется жесткая временная синхронизация всех лазеров. Доплеровский сдвиг микроволновых резонансов вследствие ортогональности вектора скорости пучка и волнового вектора незначителен. Ширина микроволновых резонансов в такой спектроскопии определяется в первую очередь пролетным временем жизни. Заметное влияние на ширину линии может оказывать и эффект Штарка в так называемых блуждающих электрических полях в области взаимодействия. Эти поля требуют особого внимания. Несмотря на то что их напряженность может составлять всего несколько милливольт на сантиметр, вследствие огромной поляризуемости ридберговских атомов наблюдаемая линия может уширяться с заметными искажениями формы. При этом ее центральная частота сдвигается. Уширение линий вследствие эффекта Зеемана в правильно сконструированном спектрометре невелико, а сдвиг центра резонансов отсутствует. В общем случае магнитное поле Земли ($\sim 0.2 \div 0.5$ Гс) обеспечивает фактор уширения порядка ~ 1 МГц/Гс. Все эти вопросы выходят

на первый план при разработке микроволнового спектрометра ридберговских атомов с высокими разрешением и точностью определения резонансных частот.

Еще одной особенностью предлагаемого спектрометра является работа в импульсном режиме. Из-за флуктуаций мощности импульсов лазерного возбуждения и малого числа атомов, взаимодействующих с излучением, отношение сигнал/шум одиночной записи резонансного перехода между ридберговскими уровнями обычно оказывается неудовлетворительным, поэтому очень важно иметь возможность получать серию реализаций с последующим усреднением. Применение для микроволнового возбуждения синтезатора частоты позволяет эффективно решать эту задачу.

Приведенные выше положения легли в основу разработанного нами спектрометра, в составе которого можно условно выделить следующие основные системы: ионизационная камера, система лазерного возбуждения атомов, микроволновый синтезатор частоты, генератор ионизационного импульса.

Ниже мы представляем описание спектрометра, предназначенного для исследования микроволновых спектров атомов в ридберговских состояниях, а также результаты его тестирования на атоме цезия.

3. Основные элементы спектрометра

3.1. Ионизационная камера

Для проведения измерений атомных спектров нами разработана и изготовлена специальная ионизационная камера. Пучок нейтральных атомов формируется источником, представляющим собой одну из разновидностей печи Кнудсена. Мы разработали и апробировали различные варианты конструкций источников пучка атомов и остановились на следующем варианте. Это цилиндрический резервуар диаметром 6 мм и длиной 15 мм из тугоплавких металлов или керамики с небольшим отверстием или щелью для выхода атомов. В него предварительно загружается вещество, подлежащее испарению. Разогрев резервуара осуществляется током, протекающим через вольфрамовый или танталовый подогреватель, расположенный на его наружной поверхности. Значение температуры устанавливается уровнем протекающего тока и кон-

тролируется термодарой. Атомы в пучке движутся с тепловыми скоростями ($\sim 10^4 \div 10^5$ см/с), соответствующими температуре источника. Для уменьшения количества тепловых ионов в области взаимодействия пучок пропускается через систему из трех диафрагм с потенциалами противоположной полярности.

Поток атомов направлен снизу вверх и проходит через центр образующих ионизационную ячейку пластин параллельно их плоскости. Пластины ячейки изготавливались из проводящих материалов (металл, графит) и располагались на расстоянии 7 мм строго параллельно. Выбор материала производился из соображений минимизации фотоэффекта за счет попадания рассеянного излучения на пластины и паразитных потенциалов на них. Одна из пластин заземлена и укреплена на корпусе каналотрона. В центре она имеет множество отверстий диаметром 0.5 мм, предназначенных для прохождения электронов, возникающих при ионизации возбужденных атомов. Вторая пластина ионизационной ячейки укреплена на изоляторах и используется для создания однородного электрического поля в области взаимодействия при подаче на нее ионизационного импульса.

Для минимизации проявления паразитного высокочастотного эффекта Штарка, искажающего форму спектральных линий, ионизационная камера тщательно экранирована. С целью минимизации влияния магнитных полей ее корпус выполнен из нержавеющей стали с малым остаточным намагничиванием.

Камера имеет два оптических кварцевых окна, расположенных на горизонтальной оси таким образом, что возбуждающее лазерное излучение проходит через входное окно параллельно плоскости ионизационных пластин. Правильность юстировки возбуждающего пучка излучения и собирающей оптики контролируется по прохождению излучения через выходное окно. После юстировки лазерной системы возбуждения в камеру через второе окно к области взаимодействия вводится микроволновое излучение.

Формирование пучка нейтральных атомов исследуемого химического элемента, взаимодействие атомов с излучениями оптического и микроволнового диапазонов, ионизация их импульсным электрическим полем и регистрация образовавшихся в результате электронов мо-

гут быть осуществлены в вакууме с давлением остаточных газов не выше 10^{-6} мм рт. ст. Для поддержания такого давления ионизационная камера установлена непосредственно на диффузионном насосе с азотной ловушкой.

3.2. Система каскадного лазерного возбуждения

Как известно, наиболее совершенным методом селективного возбуждения ридберговских состояний атомов является лазерное возбуждение. В зависимости от схемы уровней энергий атомов (их для наглядности представляют диаграммами Гротриана) и правил отбора для дипольных переходов процесс возбуждения ридберговских состояний атомов требует применения одного или нескольких источников излучения. Эти источники должны перестраиваться независимо друг от друга и работать в ультрафиолетовом, видимом или инфракрасном диапазонах длин волн и, кроме того, иметь узкую линию генерации. Последнее требование становится особенно актуальным для верхних ступеней возбуждения атомов из-за малой ширины энергетических уровней атомов и сужения интервалов между энергетическими уровнями по мере роста главного квантового числа.

В настоящее время весь спектр селективного возбуждения ридберговских состояний обеспечивается лазерами на красителях с генераторами гармоник. В качестве “силового” в нашем спектрометре применяется лазер на YAG: Nd³⁺ с ламповой накачкой в режиме Q-модуляции. Генерирование гигантского импульса осуществлялось при помощи поляризационного модулятора на кристалле DKDP, на который поступает короткий импульс напряжения амплитудой до 5000 В. Импульс лазера имеет такие параметры: энергия – 40 мДж, продолжительность ~ 20 нс, частота повторения – до 20 Гц. Преобразование основного излучения лазера с длиной волны 1064 нм в излучение, необходимое для накачки лазеров на красителях, – 532 нм, происходит в кристалле ниобата лития с температурной подстройкой условий синхронизма. Значение температуры кристалла в термостате поддерживается с высокой точностью цифровым электронным регулятором при использовании калиброванного датчика ADT7301 (с разрешением по температуре ± 0.03125 °C). Эффективность преобразова-

теля энергии основного излучения во вторую гармонику достигает $\sim 20\%$, что составляет ~ 8 мДж.

Мы использовали лазеры на красителях DCM и R6G с поперечной накачкой излучением 2-й гармоники YAG: Nd³⁺-лазера. Резонатор лазера на красителях состоит из выходного зеркала, дифракционной решетки (1200 штрихов на миллиметр) в режиме скользящего падения и поворотного зеркала. Перестройка лазера обеспечивается изменением угла поворота зеркала с помощью микрометрического винта с удлинительным рычагом. Эффективность перестраиваемых лазеров составляет около 17% при максимальном значении энергии генерации в пределах области перестройки. Узкополосное излучение с перестройкой в ультрафиолетовом диапазоне длин волн получалось путем генерации второй гармоники в кристалле KDP с механической подстройкой угла синхронизма. Энергия импульса второй гармоники лазера на красителе составляет около 5 мкДж при максимальном значении энергии генерации лазера.

3.3. Микроволновый синтезатор частоты

Спектры переходов между ридберговскими уровнями записываются при сканировании частоты выходного сигнала синтезатора 50000 ÷ 250000 МГц. Этот синтезатор был ранее разработан нами для исследования вращательных спектров молекул [31-33]. В течение долгого времени он эффективно применялся для этой цели (см., например, [32, 34-36]). Нам удалось адаптировать этот синтезатор для исследования спектров атомов в ридберговских состояниях с минимальными модификациями [37].

Синтез частот в диапазоне 50000 ÷ 150000 МГц достигается при двухступенчатом умножении частоты опорного синтезатора диапазона 385 ÷ 430 МГц, построенного на основе синтезатора прямого цифрового синтеза (СПЦС, в англоязычной литературе DDS – Direct Digital Synthesizer) AD9851 [38]. Максимальная рабочая частота AD9851 не превышает 70 МГц при тактовой частоте 180 МГц. Для понижения кратности умножения спектр выходного сигнала AD9851 переносится в диапазон 385 ÷ 430 МГц при помощи преобразователя частоты на основе вспомогательного синтезатора 360 МГц и балансного смесителя [31, 32].

На первой ступени умножения обеспечивается фазовая синхронизация клистрона сантиметрового диапазона (3400 ÷ 5200 МГц) по гармоникам опорного синтезатора. Благодаря высокой собственной стабильности частоты и достаточно низкому уровню собственных фазовых шумов клистрона полоса пропускания замкнутой петли фазовой автоподстройки частоты выбрана порядка 1 кГц. Тем самым обеспечивается фильтрация побочных спектральных составляющих СПЦС [39]. Во второй ступени умножения частоты используется ряд сменных блоков на основе ламп обратной волны с фазовой синхронизацией по гармоникам клистрона. Прямой сменой блоков перекрывается диапазон частот от 50000 до 150000 МГц. Установкой удвоителя частоты диапазон частот расширяется до 250000 МГц. Для достижения наивысшей точности все сигналы в синтезаторе синхронизируются по рубидиевому стандарту частоты.

3.4. Генератор ионизационного импульса

Импульс ионизирующего напряжения формируется при помощи высоковольтного полевого транзистора с малым сопротивлением канала (~ 5 Ом). Управление амплитудой ионизационного импульса обеспечивается при помощи изменения питающего напряжения. Весь диапазон 20 ÷ 1000 В разбит на два поддиапазона: 20 ÷ 200 В и 200 ÷ 1000 В. В каждом поддиапазоне используется свой управляемый стабилизатор напряжения. Оба стабилизатора построены по схеме линейного стабилизатора напряжения с последовательным включением управляющего транзистора с оптоэлектронным управлением. Управление стабилизаторами осуществляется микроконтроллером на основе микроконвертера ADuC841, содержащим цифроаналоговый преобразователь (ЦАП). Изменение выходного напряжения (как в ручном режиме, так и дистанционно) обеспечивается при установке соответствующего опорного напряжения с помощью ЦАП. Применение оптоэлектронного управления, а также конечное сопротивление канала полевого транзистора ведут к тому, что амплитуда ионизационного импульса не пропорциональна величине опорного напряжения. Для минимизации погрешности мы провели калибровку, на основе которой определили параметры корректирующего полинома. В настоящее время необходимая коррекция выполняется

контроллером стабилизатора, поэтому погрешность установки амплитуды ионизационного импульса не превосходит ± 0.5 В.

4. Работа спектрометра

Функциональная схема микроволнового спектрометра атомов в ридберговских состояниях приведена на рис. 1. Пучок исследуемых атомов формируется внутри ионизационной камеры (ее описание приведено выше). Атомный пучок перпендикулярен плоскости рисунка и обозначен символом \odot (см. рис. 1). Часть атомов переводится резонансным излучением лазеров в ридберговские состояния, которые далее мы будем называть исходными.

Спектрометр предназначен для регистрации тех переходов между ридберговскими уровнями, частоты которых лежат в диапазоне миллиметровых волн, поэтому в область взаимодействия поступает излучение от синтезатора частоты $50 \div 250$ ГГц. При наличии резонансного поглощения микроволнового излучения

растет заселенность ридберговского уровня, лежащего выше исходного на величину энергии кванта микроволнового излучения. Амплитуда ионизирующего импульса выбирается таким образом, чтобы напряженность электрического поля в ионизационной ячейке превышала пороговую для возбужденного микроволновым излучением уровня, но при этом была ниже пороговой для исходного. В этом случае происходит ионизация только тех ридберговских атомов, которые поглотили кванты микроволнового излучения. Следовательно, при пошаговом сканировании частоты изменения ионного тока будут воспроизводить линию поглощения ридберговских атомов.

Особенностью выбранного метода спектроскопии ридберговских состояний атомов является импульсный режим работы, поэтому как сканирование частоты синтезатора, так и работа аналогоцифрового преобразователя (АЦП) должны быть жестко синхронизированы с работой импульсных лазеров. Кроме того, ввиду высокого уровня импульсных помех необходи-

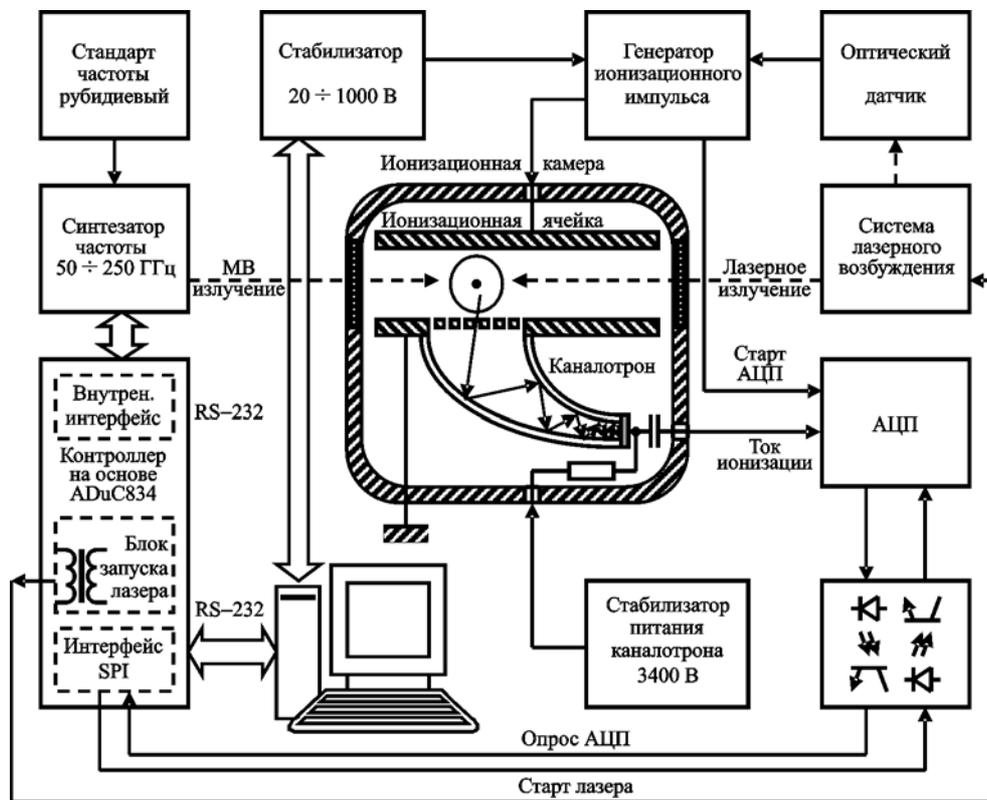


Рис. 1. Функциональная схема микроволнового спектрометра ридберговских состояний атомов

мо размещать систему регистрации и АЦП в непосредственной близости от ионизационной камеры, а передачу сигналов управления и данных осуществлять с использованием оптоэлектронных и трансформаторных развязок.

Современный физический эксперимент невозможно представить без автоматизации процесса измерений: управление аппаратурой и сбор данных выполняются управляющим компьютером. Вот почему немаловажным вопросом является выбор интерфейса для связи экспериментального оборудования и управляющего компьютера. Темп измерений в спектроскопии ридберговских атомов полностью определяется максимально возможной частотой запуска импульсной системы лазерного возбуждения, которая в нашем случае не превышает 20 Гц. При таком темпе измерений как управление, так и сбор данных легко осуществлять через стандартный последовательный интерфейс RS-232, которым оснащается большинство компьютеров. Поддержка этого интерфейса со стороны аппаратуры спектрометра обеспечивается широко распространенными микроконвертерами ADuC834 и ADuC841 фирмы Analog Devices Inc. [40]. К достоинствам этих микроконвертеров следует отнести наличие аналого-цифровых и цифроаналоговых преобразователей, стандартных интерфейсов RS-232, SPI, I²C и т. д., что позволяет создать компактную и очень эффективную информационно-измерительную систему. В нашем случае запуск системы лазерного возбуждения, управление синтезатором частоты 50000 ÷ 250000 МГц, а также опрос АЦП обеспечиваются контроллером на основе ADuC834.

После предварительной настройки системы лазерного возбуждения и амплитуды ионизирующего импульса запись спектров атомов в ридберговских состояниях обеспечивается следующим образом. Контроллер выдает импульс запуска системы лазерного возбуждения. В целях исключения влияния импульсных помех на измерительную систему спектрометра в цепи запуска используется трансформаторная развязка. Между сигналом запуска и появлением импульса лазерного излучения есть неконтролируемая задержка в несколько микросекунд, поэтому управление системой ионизации обеспечивается оптическим датчиком по факту появления лазерного импульса. Таким образом обеспечивается временная привязка

ионизационного импульса. Экспериментально установлено, что в нашем спектрометре максимальная амплитуда сигнала на выходе каналотрона наблюдается через 15 мкс после ионизационного импульса, поэтому запуск АЦП осуществляется с такой же задержкой и с привязкой к ионизационному импульсу. Для исключения влияния импульсных помех результаты измерений считываются контроллером при помощи интерфейса SPI с оптоэлектронной развязкой. Полученные данные передаются в управляющий компьютер для обработки и визуализации.

Запуск системы лазерного возбуждения осуществляется при пошаговом сканировании частоты синтезатора 50000 ÷ 250000 МГц. Таким образом получают записи переходов между ридберговскими состояниями атомов. Для повышения отношения сигнал/шум применяется многократный проход участка спектра с последующим усреднением полученных реализаций.

5. Тестовые записи микроволновых спектров поглощения атома цезия в ридберговских состояниях

Для испытания разработанного спектрометра мы записали несколько переходов между ридберговскими состояниями атома цезия Cs I. Выбор именно этого атома в качестве тестового был сделан по следующим соображениям. Энергетический спектр цезия в ридберговских состояниях *S*, *P*, *D* и *F* хорошо изучен [10]. Авторами этой работы определены значения постоянных для расчета квантового дефекта в указанных состояниях, что позволяет рассчитать с приемлемой точностью уровни энергии и частоты переходов. Легко также вычислить пороги полевой ионизации атома цезия в каждом из этих состояний, что облегчает идентификацию записанных резонансов. Кроме того, пучок атомов цезия несложно получить при сравнительно низкой температуре источника, а перевод атомов в ридберговские состояния можно осуществить путем двухфотонного поглощения излучения единственного лазера на красителе DCM (красный свет) с перестройкой частоты.

В работе [10] получены следующие значения постоянных для расчета квантового дефекта *D*-термов ($l = 2$):

$$E_{2,3/2} = 2.475365 \cdot 10^{-5};$$

$$A_{2,3/2} = 0.0554 \cdot 10^{-3}; \quad E_{2,5/2} = 2.466210 \cdot 10^{-5};$$

$A_{2,5/2} = 0.0670 \cdot 10^{-3}$. С их помощью мы рассчитали уровни энергии с использованием известного выражения

$$E(n, l, j) = \frac{-R_{Cs}}{(n^*)^2} = \frac{-R_{Cs}}{(n - \delta_{n,l,j})^2},$$

где $R_{Cs} = 3289828299$ МГц – постоянная Ридберга для цезия, а квантовый дефект $\delta_{n,l,j}$ может быть представлен формулой Ритца [10]:

$$\delta_{n,l,j} = E_{l,j} + \frac{A_{l,j}}{(n - E_{l,j})^2} + \dots$$

Частоты переходов находились из разности соответствующих уровней энергии.

Полученная экспериментально запись зависимости ионного тока от амплитуды импульса на пластинах ионизационной ячейки для двухфотонного перехода $27D_{5/2} - (27+1)D_{5/2}$ атомов цезия приведена на рис. 2. На этой записи наблюдается четко выраженный порог ионизации, который с использованием соотношения (1) позволяет легко идентифицировать тип перехода по главному квантовому числу n . Для энергетического уровня $27D_{5/2}$ и расстояния 7 мм между пластинами ионизационной ячейки вычисленное значение критической амплитуды

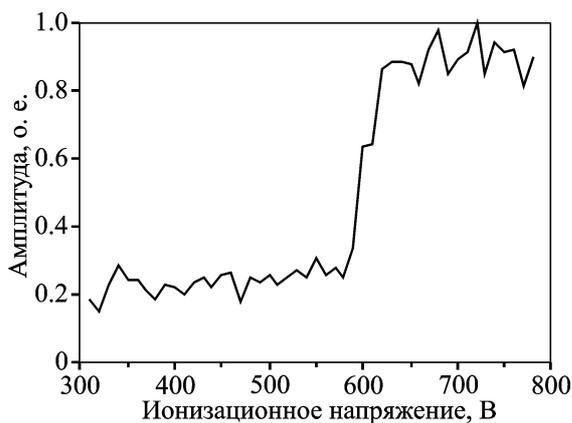


Рис. 2. Зависимость сигнала отклика от амплитуды импульса ионизации для $n = 27$. Вычисленное значение критической амплитуды импульса равно 618 В, экспериментально полученное значение – 615 В

импульса равно 618 В. Экспериментально полученное значение составляет 615 В. Проверка показала хорошее соответствие расчетных и экспериментальных результатов в широком диапазоне изменения квантовых чисел и пригодность метода для определения квантового числа стартового уровня.

Записи двухфотонных микроволновых резонансов $34D_{5/2} - 35D_{5/2}$ и $35D_{5/2} - 36D_{5/2}$ приведены на рис. 3 и рис. 4 соответственно. Следует обратить внимание на малую ширину резонансов, составляющую $\sim 0.5 \div 1.5$ МГц. Такие зна-

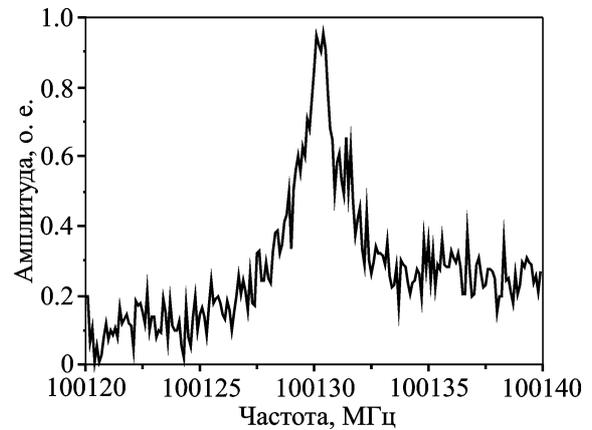


Рис. 3. Резонансный двухфотонный переход $34D_{5/2} - 35D_{5/2}$. Вычисленное по данным [10] значение частоты составляет $2 \cdot 100130.026$ МГц, экспериментально получено значение – $2 \cdot 100130.247$ МГц

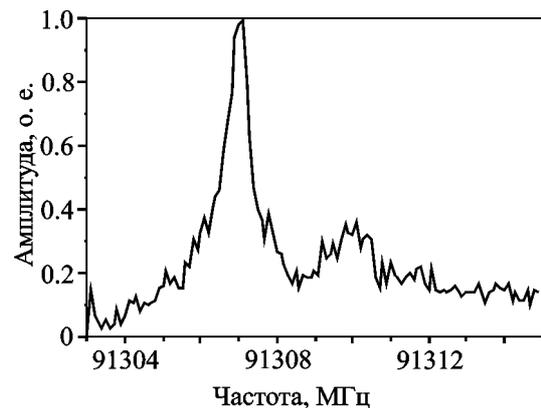


Рис. 4. Резонансный двухфотонный переход $35D_{5/2} - 36D_{5/2}$. Вычисленное по данным [10] значение частоты составляет $2 \cdot 91306.370$ МГц, экспериментально получено значение – $2 \cdot 91306.998$ МГц

чения приблизительно соответствуют обратному времени пребывания возбужденного атома в активной зоне, т. е. пролетной ширине. Малая ширина резонанса свидетельствует также о незначительном уровне паразитных электростатических полей в области взаимодействия.

Резонансные частоты переходов определяются при помощи аппроксимации экспериментальной записи контуром Лоренца. Результаты измерения частот четырех переходов между ридберговскими состояниями атома цезия приведены в таблице. Напомним, что переходы – двухфотонные, поэтому значения экспериментально измеренных частот должны быть умножены на два (в таблице это обозначено как “2.”). Для сравнения там же приведены значения частот, вычисленных по данным работы [10], а также разности между экспериментальными и расчетными значениями. Как следует из таблицы, расхождение между экспериментальными и вычисленными значениями составляет $0.4 \div 1.2$ МГц, что следует рассматривать как хорошее соответствие, поскольку погрешности частотных измерений в работе [10] для различных переходов лежат в пределах $0.2 \div 10$ МГц. Заметим, что значение частоты двухфотонных переходов подвержено еще мощностному сдвигу, обусловленному динамическим эффектом Штарка:

$$\delta_0 = \frac{(d_1^2 - d_2^2)E^2}{8\hbar^2\Delta},$$

где d_1 , d_2 – дипольные моменты нижнего и верхнего переходов через промежуточный уровень, E – амплитуда напряженности микроволнового поля (при его линейной поляризации),

Δ – отстройка промежуточного уровня. При частоте Раби двухфотонного перехода $\Omega_2 = d_1 d_2 E^2 / (4\hbar^2 \Delta)$ порядка 1 МГц мощностный сдвиг сравним с шириной резонанса, т. е. тоже порядка 1 МГц (при заметных отличиях d_1 и d_2). Учет этого сдвига необходим при проведении точных измерений. Для этого измеряют зависимость частоты от мощности микроволнового излучения и потом делают линейную экстраполяцию к нулевой мощности. Ввиду использования атомов цезия исключительно в целях проверки работоспособности спектрометра такого рода измерения в нашем случае не проводились.

Следует заметить, что синтезатор частоты нашего спектрометра активно используется для исследований вращательных спектров молекул. Многочисленные оценки, проведенные по молекулярным спектрам, показывают, что при отношении сигнал/шум больше 10 погрешности частотных измерений не превосходят ± 0.010 МГц. Из-за сравнительно высокого уровня шума на записях переходов между ридберговскими состояниями атома цезия ошибки при измерениях их резонансных частот могли достигать ± 0.050 МГц.

6. Заключение

Разработан и создан микроволновый спектрометр для исследования свойств атомов в ридберговских состояниях. Первые испытания спектрометра, проведенные с атомами цезия, показали его соответствие современным требованиям к приборам такого типа. В дальнейшем предполагается адаптация спектрометра к исследованиям ридберговских состояний атомов углерода и кремния, представляющих особый интерес для радиоастрономии.

Таблица. Резонансные частоты четырех двухфотонных переходов между ридберговскими состояниями атома цезия

Переход	Частота (расчет по данным [10]), МГц	Частота (эксперимент), МГц	Разность частот (эксперимент – расчет), МГц
$33D_{5/2} - 34D_{5/2}$	2·110128.355	2·110128.887	1.064
$34D_{5/2} - 35D_{5/2}$	2·100130.026	2·100130.247	0.442
$35D_{5/2} - 36D_{5/2}$	2·91306.370	2·91306.998	1.256
$36D_{5/2} - 37D_{5/2}$	2·83489.987	2·83490.172	0.370

Работа выполнена при поддержке совместного проекта РФФИ–ГФФИ Украины (№09-02-90427–№Ф28/259-2009), а также гранта РФФИ № 10-02-00133.

Литература

- Cooke W. E., Gallagher T. F., Hill R. M., and Edelstein S. A., Resonance measurements of d-f and d-g intervals in lithium Rydberg states // *Phys. Rev. A.* – 1977. – Vol. 16, No. 3. – P. 1141-1145.
- Cooke W. E., Gallagher T. F., Hill R. M., and Edelstein S. A., Measurement of $nd \rightarrow (n+1)p$ intervals in sodium Rydberg states // *Phys. Rev. A.* – 1977. – Vol. 16, No. 6. – P. 2473-2477.
- Beterov I. M. and Ryabtsev I. I., Observation of two-photon potential scattering of Rydberg sodium atoms by a microwave field // *JETP Lett.* – 1994. – Vol. 59, No. 2. – P. 94.
- Sun X. and MacAdam K. B., Microwave measurements of d-f-g-h intervals and d and f fine structure of sodium Rydberg states // *Phys. Rev. A.* – 1994. – Vol. 49, No. 4. – P. 2453-2459.
- Dyubko S., Efimenko M., Efremov V., and Podnos S., Microwave spectroscopy of S, P, and D states of sodium Rydberg atoms // *Phys. Rev. A.* – 1995. – Vol. 52, No. 1. – P. 514-517.
- Ryabtsev I. I. and Tretyakov D. B., Microwave spectroscopy of the Zeeman effect in Rydberg atoms of sodium // *Opt. Spectrosc.* – 2001. – Vol. 90, No. 2. – P. 145-148.
- Wenhui Li, Mourachko I., Noel M. W., and Gallagher T. F., Millimeter-wave spectroscopy of cold Rb Rydberg atoms in a magneto-optical trap: Quantum defects of the ns, np, and nd series // *Phys. Rev. A.* – 2003. – Vol. 67, No. 5. – P. 052502.
- Farley J., Tsekeris P., and Gupta R., Hyperfine-structure measurements in the Rydberg S and P states of rubidium and cesium // *Phys. Rev. A.* – 1977. – Vol. 15, No. 4. – P. 1530-1536.
- Weber K.-H. and Sansonetti C. J., Accurate energies of nS, nP, nD, nF , and nG levels of neutral cesium // *Phys. Rev. A.* – 1987. – Vol. 35, No. 11. – P. 4650-4660.
- Goy P., Raimond J. M., Vitrant G., and Haroche S., Millimeter-wave spectroscopy in cesium Rydberg states. Quantum defects, fine- and hyperfine-structure measurements // *Phys. Rev. A.* – 1982. – Vol. 26, No. 5. – P. 2733-2742.
- Bloomfield L. A., Stoneman R. C., and Gallagher T. F., Microwave Multiphoton Transitions between Rydberg States of Potassium // *Phys. Rev. Lett.* – 1986. – Vol. 57, No. 20. – P. 2512-2515.
- Stoneman R. C., Thomson D. S., and Gallagher T. F., Microwave multiphoton transitions between Rydberg states of potassium // *Phys. Rev. A.* – 1988. – Vol. 37, No. 5. – P. 1527-1540.
- Eichmann U., Dexter J. L., Xu E. Y., and Gallagher T. F., Microwave ionization and excitation of Ba Rydberg atoms // *Zeitschrift für Physik D Atoms, Molecules and Clusters.* – 1989. – Vol. 11, No. 3. – P. 187-197.
- Gentile T. R., Hughey B. J., and Kleppner D., Microwave spectroscopy of calcium Rydberg states // *Phys. Rev. A.* – 1990. – Vol. 42, No. 1. – P. 440-451.
- Cooke W. E. and Gallagher T. F., Measurement of $^1D_2 \rightarrow ^1F_3$ microwave transitions in strontium Rydberg states using selective resonance ionization // *Opt. Lett.* – 1979. – Vol. 4, No. 6. – P. 173-175.
- Lyons B. J. and Gallagher T. F., Mg $3snf-3sng-3snh-3sni$ intervals and the Mg+ dipole polarizability // *Phys. Rev. A.* – 1998. – Vol. 57, No. 4. – P. 2426-2429.
- Shuman E. S., Nunkaew J., and Gallagher T. F., Two-photon microwave spectroscopy of Ba $6snl$ states // *Phys. Rev. A.* – 2007. – Vol. 75, No. 4. – P. 044501.
- Konovalenko A. A. and Sodin L. G., The 26.13 MHz absorption line in the direction of Cassiopeia A // *Nature.* – 1981. – Vol. 294, Is. 5837. – P. 135-136.
- Коноваленко А. А., Степкин С. В., Шалунов Д. В., Низкочастотные рекомбинационные линии углерода // *Радиофизика и радиоастрономия.* – 2001. – Т. 6, №1. – С. 21-31.
- Konovalenko A. A. and Stepkin S. V., Radio recombination lines, in *Radio Astronomy from Karl Jansky to Microjansky* / Edited by L. I. Gurvits, S. Frey, S. Rawling / EAS Publications Series. – 2005. – Vol. 15. – P. 271-295.
- Stepkin S. V., Konovalenko A. A., Kantharia N. G., and Udaya Shankar N., Radio recombination lines from the largest bound atoms in space // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2007. – Vol. 374, No. 1. – P. 852-856.
- Gallagher T. F., *Rydberg Atoms.* – Cambridge: Cambridge University Press, 1994. – 495 с.
- Летохов В. С., *Лазерная фотоионизационная спектроскопия.* – М.: Наука, 1987. – 320 с.
- Ридберговские состояния атомов и молекул / Под ред. Р. Стеббинга и Ф. Даннинга. – М.: Мир, 1985. – 496 с.
- Dyubko S. F., Efremov V. A., Gerasimov V. G., and MacAdam K. B., Microwave spectroscopy of Al I Rydberg states: F terms // *J. Phys. B.* – 2003. – Vol. 36, No. 18. – P. 3797-3804.
- Dyubko S. F., Efremov V. A., Gerasimov V. G., and MacAdam K. B., Millimeter-wave spectroscopy of Au I Rydberg states: S, P and D terms // *J. Phys. B.* – 2005. – Vol. 38, No. 8. – P. 1107-1118.
- MacAdam K. B., Dyubko S. F., Efremov V. A., Gerasimov V. G., and Perepechay M. P., Microwave spectroscopy of Ag I atoms in Rydberg states: S, P and D terms // *J. Phys. B.* – 2009. – Vol. 42, No. 8. – P. 085003.
- MacAdam K. B., Dyubko S. F., Efremov V. A., Gerasimov V. G., and Kutsenko A. S., Laser-microwave spectroscopy of Cu I atoms in S, P, D, F and G Rydberg states // *J. Phys. B.* – 2009. – Vol. 42, No. 16. – P. 165009.
- Dyubko S. F., Efremov V. A., Gerasimov V. G., and MacAdam K. B., Microwave spectroscopy of Al I atoms in $l = 0$ to 4 Rydberg states: comprehensive quantum-defect analysis // *J. Phys. B.* – 2004. – Vol. 37, No. 9. – P. 1967-1978.
- <http://www.photonis.com/upload/industryscience/pdf/electron_multipliers/ChannelBook.pdf>.

31. Алексеев Е. А., Захаренко В. В. Синтезатор прямого цифрового синтеза в микроволновой спектроскопии // Радиофизика и радиоастрономия. – 2007. – Т. 12, №2. – С. 205-213.
32. Motiyenko R. A., Alekseev E. A., Dyubko S. F., and Lovas F. J. Microwave Spectrum and Structure of Furfural // J. Mol. Spectros. – 2006. – Vol. 240, Is. 1. – P. 93-101.
33. Alekseev E. A. and Motiyenko R. A. High-precision millimeter-wave spectrometer: last improvements // Proc. VI Int. Kharkov Symp. “Physics and engineering of millimeter and submillimeter waves”. – Kharkov (Ukraine). – 2007. – P. 797-799.
34. Ilyushin V. V., Alekseev E. A., Dyubko S. F., Motiyenko R. A., and Lovas F. J. Millimeter wave spectrum of glycine // J. Mol. Spectrosc. – 2005. – Vol. 231, Is. 1. – P. 15-22.
35. Ilyushin V. V., Alekseev E. A., Demaison J., and Kleiner I. The ground and first excited torsional states of methyl carbamate // J. Mol. Spectrosc. – 2006. – Vol. 240, Is. 1. – P. 127-132.
36. Kryvda A. V., Gerasimov V. G., Dyubko S. F., Motiyenko R. A., and Alekseev E. A. New measurements of the microwave spectrum of formamide // J. Mol. Spectrosc. – 2009. – Vol. 254, Is. 1. – P. 28-32.
37. Алексеев Е. А., Дюбко С. Ф., Рябцев И. И. Микроволновый синтезатор частоты для прецизионной спектроскопии ридберговских состояний // XXIV Съезд по спектроскопии. – Москва, Троицк (Россия). – 2010. – С. 78-79.
38. <http://www.analog.com/UploadedFiles/Data_Sheets/AD9851.pdf>.
39. A Technical Tutorial on Digital Signal Synthesis, Analog Devices Inc. <http://www.analog.com/UploadedFiles/Tutorials/450968421DDS_Tutorial_rev12-2-99.pdf>, <<http://www.ieee.li/pdf/essay/dds.pdf>>.
40. <<http://www.analog.com/>>.

Мікрохвильовий спектрометр атомів у рідбергівських станах

**С. П. Дюбко, М. Л. Погребняк,
Е. А. Алексеев, І. І. Рябцев,
О. С. Куценко**

Описується новий спектрометр, розрахований для дослідження мікрохвильових спектрів атомів у рідбергівських станах. Спектрометр забезпечує точність вимірювання частот переходів не гірше за ± 0.05 МГц. Наведено результати тестових вимірювань деяких мікрохвильових переходів між рідбергівськими станами атома цезію.

Microwave Spectrometer of Rydberg State Atoms

**S. F. Dyubko, N. L. Pogrebnyak,
E. A. Alekseev, I. I. Ryabtsev,
and A. S. Kutsenko**

A new spectrometer designed for investigation of microwave spectra of Rydberg state atoms is described. The spectrometer provides an accuracy of transition frequencies measurements about ± 0.05 MHz. Results of test measurements of some microwave transitions between Rydberg states of cesium atom are presented.