

Исследование кинетических параметров схемы лазерной фотоионизации лютеция

© А.Б. Дьячков, А.А. Горкунов, А.В. Лабозин, С.М. Миронов, В.Я. Панченко, В.А. Фирсов, Г.О. Цветков

Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“,
123182 Москва, Россия

e-mail: Tsvetkov_GO@nrcki.ru

Поступила в редакцию 26.09.2019 г.

В окончательной редакции 26.09.2019 г.

Принята к публикации 29.11.2019 г.

Разработка лазерного фотоионизационного метода получения радионуклида ^{177}Lu для применения в медицине требует знания интенсивностей светового насыщения по каждой ступени фотоионизации лютеция ($5d6s^2\ ^2D_{3/2} - 5d6s6p\ ^4F_{5/2}^\circ - 5d6s7s\ ^4D_{3/2} - (53375\text{cm}^{-1})_{1/2}^\circ$) с учетом используемых компонент сверхтонкой структуры переходов. В работе экспериментально определены эффективные сечения возбуждения различных сверхтонких компонент переходов для изотопов ^{175}Lu , ^{176}Lu , ^{177}Lu и ^{177m}Lu излучением импульсных перестраиваемых по длине волны лазеров на красителях, накачиваемых лазерами на парах меди.

Ключевые слова: лазерная фотоионизация, сверхтонкая структура, ^{177}Lu , лазерное разделение изотопов.

DOI: 10.21883/OS.2020.03.49055.277-19

Введение

В настоящее время считается, что радиоизотоп ^{177}Lu имеет все шансы стать наиболее применяемым в медицине к 2020 г. благодаря удачному сочетанию невысокой энергии бета-излучения, периода полураспада 6.64 суток и спектра сопутствующего гамма-излучения. Получение ^{177}Lu основано на нейтронном облучении предварительно обогащенных изотопов ^{176}Lu или ^{176}Yb . В первом случае образуется значительное количество долгоживущего изомера ^{177m}Lu , который является источником радиоактивных отходов. Недостатком второго метода является низкое сечение поглощения нейтронов. Использование лазерного фотоионизационного метода предоставляет возможность модифицировать изотопный состав природного лютеция, облученного в реакторе, осуществляя очистку от изомера при выделении ^{177}Lu и/или выделение изомера ^{177m}Lu для дальнейшего использования в независимом генераторе ^{177}Lu [1]. Указанные возможности непосредственно вытекают из свойств трехступенчатой схемы фотоионизации лютеция: $5d6s^2\ ^2D_{3/2} - 5d6s6p\ ^4F_{5/2}^\circ - 5d6s7s\ ^4D_{3/2} - (53375\text{cm}^{-1})_{1/2}^\circ$, спектроскопия которой для различных изотопов детально исследована в работах [2,3]. Особенностью схемы является то, что все уровни имеют сверхтонкую структуру (СТС), что приводит к появлению большого числа (44) возможных каналов фотоионизации конкретного изотопа лютеция, отличающихся не только длинами волн, но и вероятностями переходов. При этом каналы различных изотопов могут накладываться друг на друга, что приводит к тому, что селективность фотоионизации по различным каналам сильно отличается [4]. При осуществлении селективной фотоионизации важен не

только выбор канала, но и правильный выбор интенсивностей лазеров всех трех ступеней с тем, чтобы добиться максимальной селективности и эффективности фотоионизации.

Настоящая работа посвящена исследованию процессов насыщения переходов трехступенчатой схемы фотоионизации с целью определения эффективных сечений возбуждения различных компонент СТС для изотопов ^{175}Lu , ^{176}Lu , ^{177}Lu и ^{177m}Lu .

Сечение перехода между сверхтонкой компонентой F уровня 1 и компонентой \tilde{F} уровня 2 можно записать как

$$\sigma_{F\tilde{F}} = C(F, J, \tilde{F}, \tilde{J}, I)\tilde{\sigma}_{1/2}, \quad (1)$$

где $\tilde{\sigma}_{1/2}$ — полное сечение перехода 1-2, $C(F, J, \tilde{F}, \tilde{J}, I)$ — коэффициент, зависящий от угловых моментов, участвующих в переходе: F, J, I — полный угловой момент атома, электронный момент атома и спин ядра соответственно. Формулы для сечений с угловыми коэффициентами в явном виде приведены в работе [5] (см. приложение).

Экспериментальная установка

Исследования проводились на установке, предназначенной для экспериментов по лазерной фотоионизационной спектроскопии в узких коллимированных атомных пучках с возможностью определения изотопного состава фотоионов. Установка состоит из вакуумной камеры с системой откачки, испарителем и квадрупольным масс-спектрометром МС-7302. Атомный пучок, формируемый испарителем, попадает в источник ионов масс-спектрометра. Для резонансного возбуждения и

ионизации атомов используется излучение трех импульсных одномодовых лазеров на красителях (ЛК) со спектральной шириной линии генерации 100–150 МГц (FWHM), накачиваемых лазерами на парах меди. Лазерный луч пересекает атомный пучок непосредственно в ионизационной камере источника ионов. Направления атомного, лазерного пучков и ионно-оптической оси масс-спектрометра взаимно ортогональны. Регистрация ионов в масс-спектрометре производится вторично-электронным умножителем (ВЭУ). Для контроля длины волны генерации ЛК используются прецизионные измерители длины волны.

Управление установкой и регистрация данных осуществляется в режиме on-line. Программное обеспечение, реализованное в среде LabView (National Instruments), выполняет необходимые действия: принимает данные от измерителей длин волн, сигналы с ВЭУ и с помощью блока сопряжения изменяет управляющее напряжение, перестраивая либо стабилизируя каждый ЛК по длине волны генерации. Технические параметры и особенности экспериментальной установки детально изложены в работе [6].

ЛК первой и второй ступеней схемы фотоионизации состояли только из задающих генераторов ЛК с выходной средней мощностью ~ 300 мВт. В лазере третьей ступени был использован один усилитель ЛК с подъемом выходной средней мощности до 4–5 Вт.

Лучи первых двух ступеней телескопировались до поперечного размера $\varnothing = 10$ мм и коллимировались. Из-за близости длин волн (540 и 535 нм) данные лучи пространственно сводились на полупрозрачном зеркале. Сведение с лучом третьей ступени (618 нм) производилось на зеркале с дихроичным диэлектрическим покрытием. Система поворотных зеркал направляла единый трехцветный луч в масс-спектрометрическую камеру. Для уверенного насыщения линий ступени фотоионизации луч третьей ступени фокусировался в зону испарения с расстояния 20 м в поперечный размер $\varnothing \sim 5$ мм. Для временной синхронизации импульсов ЛК (задержка импульсов друг относительно друга) в трактах лучей использовались соответствующие пространственные линии задержки.

В масс-спектрометрической камере луч проходил через диафрагму с диаметром отверстия $\varnothing = 2$ мм, которая была установлена непосредственно перед зоной испарения. Диафрагма вырезала наиболее однородную центральную часть лазерного луча. Плотность средней мощности ЛК в зоне взаимодействия света и пара рассчитывалась по средней мощности прошедшего диафрагму излучения на выходе из камеры.

Методика экспериментов по определению сечений переходов состояла в том, что длины волн всех трех ступеней настраивались на определенные компоненты и стабилизируются. Масс-спектрометр настраивался на регистрацию фотоионов выделенного изотопа, а сигнал с ВЭУ оцифровывался и записывался в файл. В ходе

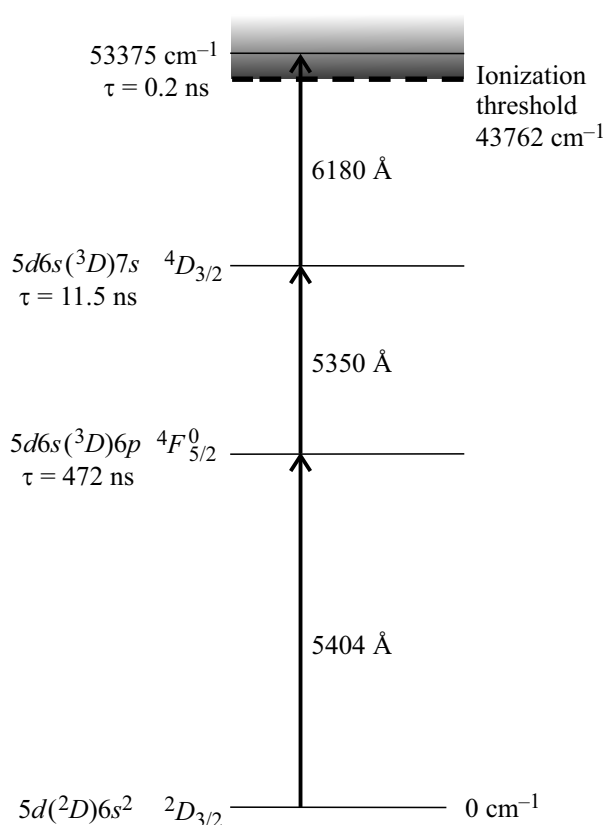


Рис. 1. Схема трехступенчатой лазерной фотоионизации LuI.

эксперимента интенсивность лазерного излучения выделенного перехода изменялась ступенчато по заранее определенному графику.

Для изменения лазерной мощности использовался набор ослабителей (плоскопараллельных кварцевых окон, $\varnothing = 50$ мм, с широкополосным диэлектрическим покрытием и коэффициентами пропускания ~ 0.1, 0.2, ... 1). Окон (10 шт) устанавливались на вращающемся диске. На пути одного из лучей ЛК устанавливалось два диска-ослабителя, что позволяло оперативно регулировать уровень средней мощности ЛК в диапазоне 0.01–1 Вт. Высокая параллельность входных и выходных поверхностей окон исключала смещение прошедшего луча. Качественное просветляющее диэлектрическое покрытие на выходной поверхности окон предельно снижало модуляцию профиля интенсивности луча за счет интерференции (в особенности для окон с низким пропусканием) и соответственно исключало ошибку при расчете плотности мощности. Каждый ослабитель был предварительно откалиброван по пропусканию на длинах волн каждой ступени.

В экспериментах исследовалась зависимость фотоионного тока от интенсивности ЛК, настроенного на СТС-линию одного из переходов схемы фотоионизации лютеция $5d6s^2 2D_{3/2} - 5d6s6p^4 F_{5/2}^0 - 5d6s7s^4 D_{3/2} - (53375 \text{ cm}^{-1})_{1/2}^{\circ}$ (рис. 1).

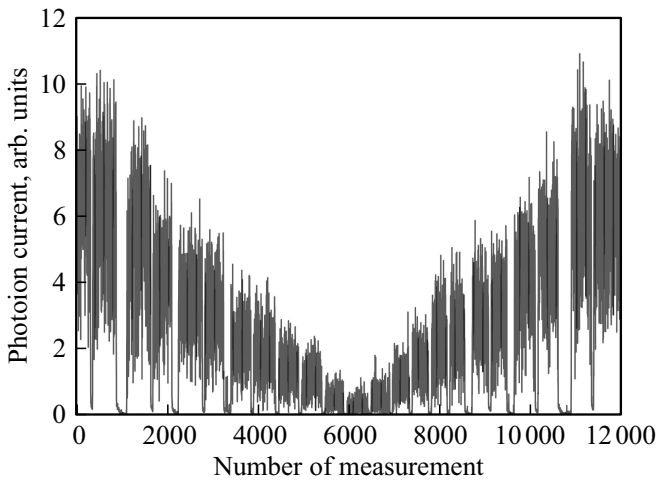


Рис. 2. Запись фотоионного сигнала в канале ионизации ^{176}Lu $F : 8.5 \rightarrow 7.5 \rightarrow 8.5 \rightarrow 7.5$ при последовательном внесении в луч лазера 1 ступени калиброванных ослабителей. Провалы до нуля соответствуют перекрытию луча в момент смены окон ослабителя.

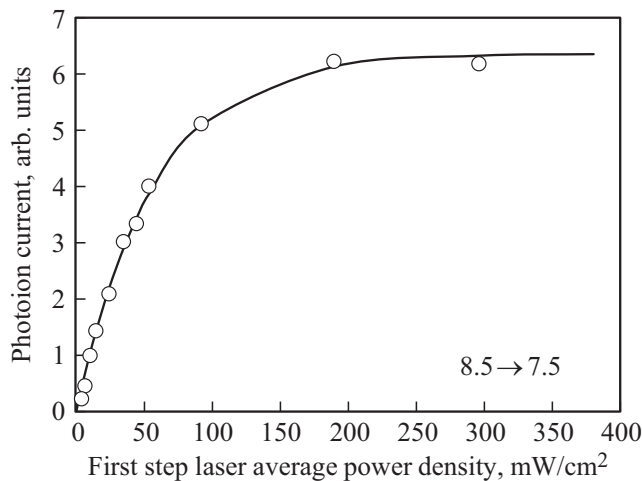


Рис. 3. Зависимость фотоионного сигнала от средней плотности мощности лазерного излучения первого перехода ^{176}Lu $F = 8.5 \rightarrow F = 7.5$: экспериментальные точки и аппроксимирующая кривая с эффективным сечением первого перехода $\sigma_{8.5-7.5} \approx 3.2 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$.

Измерения мощности в луче ЛК проводилось off-line в положении максимального пропускания ослабителей. В ходе записи сигнала фотоионизации производилось пошаговое снижение мощности ЛК сменой ослабителей в заранее определенном порядке (вращением дисков). Длительность выдержки постоянного значения интенсивности составляла приблизительно 2 с. В среднем в экспериментах использовалось от 11 до 13 комбинаций пропускания. После достижения минимального пропускания процедура повторялась в обратном порядке (рис. 2), и производилось повторное измерение средней мощности ЛК.

Обработка экспериментальных результатов

Эффективное сечение возбуждения переходов определялось методом аппроксимации экспериментальной зависимости теоретической кривой.

Исследование переходов первой и второй ступени осуществлялось последовательными лазерными импульсами, не пересекавшимися во времени, с тем чтобы избежать влияния многофотонных процессов. В этих условиях внутри каждого импульса атомная система может рассматриваться как двухуровневая, и теоретическая зависимость может быть получена из решения системы двух кинетических уравнений

$$\frac{dN_i}{dt} = -N_i w_{ik} + N_k w_{ki}, \quad (2)$$

$$\frac{dN_k}{dt} = N_i w_{ik} - N_k (w_{ki} + a), \quad (3)$$

где N_i и N_k — число частиц в нижнем и верхнем состояниях соответственно, w_{ik} — частота лазерно-индуцированных переходов из состояния i в состояние k ($w_{ik} = \frac{I \sigma_{ik}}{h\nu_{ik}}$), где I — интенсивность лазерного излучения (W/cm^2), σ_{ik} — сечение перехода (cm^2), ν — частота перехода ik ; a — частота распадов из состояния k в метастабильные состояния (при $k = 2$ частота $a = 1/472 \text{ ns} = 2.1 \text{ МГц}$, при $k = 3$ частота $a = 1/11.5 \text{ ns} = 87 \text{ МГц}$). В данной записи мы пренебрегли спонтанными распадами, обратными вынужденным лазерно-индуцированным переходам, а также распадом нижнего уровня i , поскольку при $i = 1$ распад основного состояния отсутствует, а при $i = 2$ время жизни первого возбужденного состояния (472 ns) существенно превышает длительность лазерного импульса 20 ns. Решение этой системы для N_k в условиях прямоугольного лазерного импульса длительностью τ ($I = \text{const}$ при $0 < t < \tau$) и начальных условиях (при $t = 0$) $N_k = 0$, $dN_k/dt = N_0 w_{ik}$ имеет вид

$$N_k(\tau) = \frac{N_0 w_{ik}}{A} \left[\exp\left(\frac{-B + A}{2} \tau\right) - \exp\left(\frac{-B - A}{2} \tau\right) \right], \quad (4)$$

$$A = \left(\frac{g_i + g_k}{g_k} w_{ik} + a \right), \quad (5)$$

$$B = \sqrt{\left(\frac{g_i + g_k}{g_k} w_{ik} + a \right)^2 - 4a w_{ik}}, \quad (6)$$

где g_i и g_k — статистические веса состояний i и k соответственно.

Интенсивность I (W/cm^2) лазерного излучения определялась по формуле

$$I = \frac{P}{f\tau}, \quad (7)$$

где P (W/cm^2) — средняя плотность мощности лазерного излучения, измеряемая в эксперименте, f —

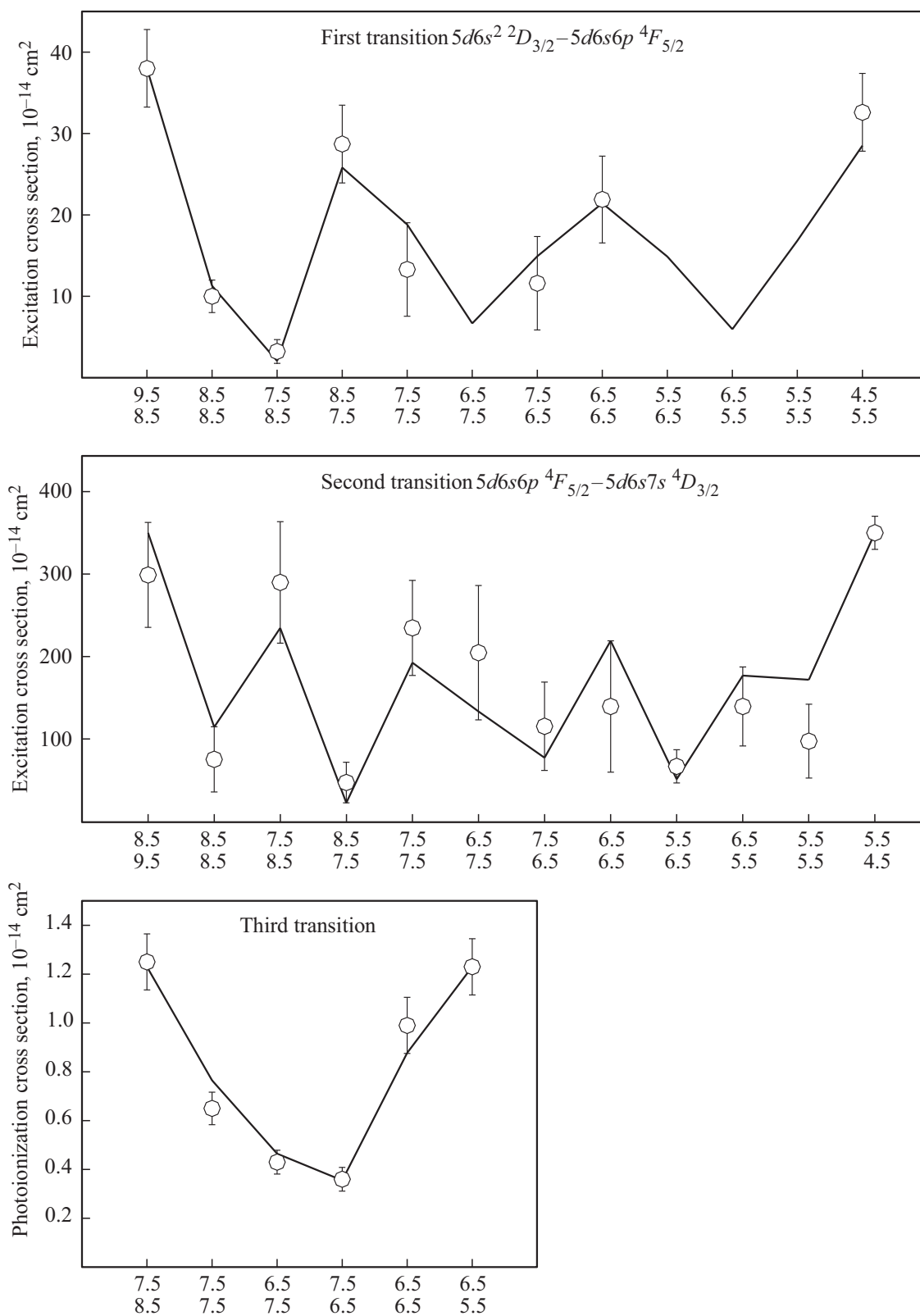


Рис. 4. Эффективные сечения компонент переходов трехступенчатой схемы $5d6s^{22}D_{3/2} - 5d6s6p^4F_{5/2}^{\circ} - 5d6s7s^4D_{3/2} - (53375\text{ cm}^{-1})_{1/2}^{\circ}$ изотопа ^{176}Lu . Сплошная ломаная линия соединяет расчетные значения с полным сечением $\tilde{\sigma}_{I176} = 5.1 \cdot 10^{-13}\text{ cm}^2$, $\tilde{\sigma}_{II176} = 3.5 \cdot 10^{-12}\text{ cm}^2$, $\tilde{\sigma}_{III176} = 1.2 \cdot 10^{-14}\text{ cm}^2$ первого, второго и третьего переходов соответственно.

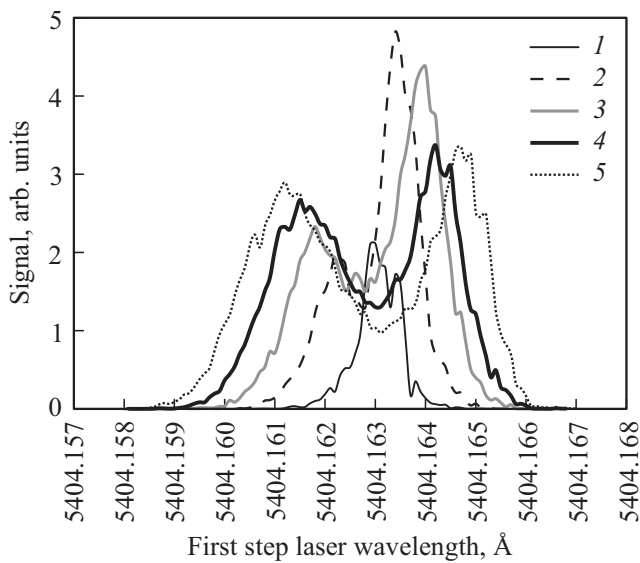


Рис. 5. Фотоионный ток ^{175}Lu в канале 2–1–2–3 при разных интенсивностях ЛК второй ступени. 1 — 0.3 мВт/см², 2 — 3 мВт/см², 3 — 8 мВт/см², 4 — 16 мВт/см², 5 — 29 мВт/см².

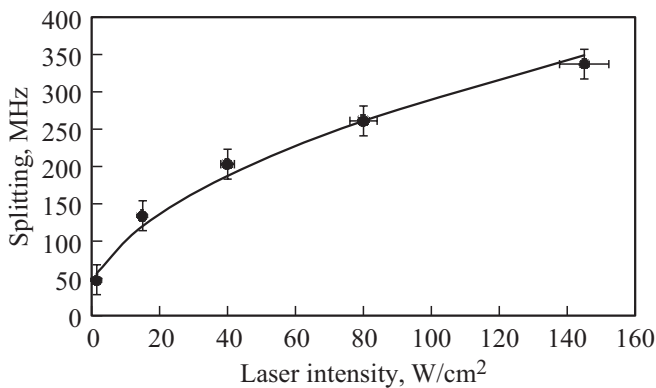


Рис. 6. Зависимость величины расщепления первого перехода ^{175}Lu (компонента 2–1) от интенсивности лазерного излучения второго перехода (компонента 1–2). Сплошная линия — расчет при формуле (10) с коэффициентом Эйнштейна второго перехода $A_{2-1} = 8(1) \cdot 10^5$ /s и отстройкой частоты второго перехода $\Delta\lambda_{23} = 45(5)$ MHz.

частота следования лазерных импульсов (10 kHz) и τ — длительность импульса (20 ns).

На рис. 3 представлена экспериментальная зависимость для первого перехода ^{176}Lu $F: 8.5 \rightarrow 7.5$ с аппроксимированной зависимостью по формуле (4) с эффективным сечением первого перехода $\sigma_{8.5-7.5} \approx 3.2 \cdot 10^{-14}$ cm².

Исследование третьего перехода проводилось в совмещенных во времени импульсах, поскольку многофотонные процессы не оказывают влияние на точность измерений сечения фотоионизации вследствие его малости по сравнению с сечениями первого и второго переходов. Экспериментальная зависимость аппроксими-

Значения полных сечений переходов

Изотоп	$\tilde{\sigma}_I$, cm ²	$\tilde{\sigma}_{II}$, cm ²	$\tilde{\sigma}_{III}$, cm ²
^{175}Lu , ^{177}Lu	$4.5(1) \cdot 10^{-13}$	$1.6(3) \cdot 10^{-12}$	$1.2(2) \cdot 10^{-14}$
^{176}Lu	$5(1) \cdot 10^{-13}$	$3.5(5) \cdot 10^{-12}$	$1.5(3) \cdot 10^{-14}$
^{177m}Lu	$5(1) \cdot 10^{-13}$	$2.3(3) \cdot 10^{-12}$	$2.1(3) \cdot 10^{-14}$

ровалась функцией [7]

$$\frac{N_i}{N_0} = \frac{w_{34}}{(w_{34} + a_{3M})} \left[1 - \exp\left(-\frac{g_3(w_{34} + a_{3M})}{(g_1 + g_2 + g_3)}\tau\right) \right]. \quad (8)$$

Здесь g_1 , g_2 и g_3 — статистические веса начального, первого и второго возбужденных состояний соответственно, w_{34} — частота лазерно-индуцированных переходов из второго возбужденного состояния в автоионизационное состояние ($w_{34} = \frac{I\sigma_{34}}{h\nu_{34}}$, где I — интенсивность лазерного излучения третьей ступени (W/cm²), σ_{34} — сечение третьего перехода (cm²), ν_{34} — частота третьего перехода); a_{3M} — частота распадов из второго возбужденного состояния в метастабильные состояния (87 MHz).

Результаты и обсуждение

Следует отметить, что сечения не всех линий СТС первого перехода могли быть измерены по описанной выше методике. Для некоторых линий на расстоянии 150–400 MHz находятся линии возбуждения с других нижних подуровней [3]. Возбуждение и ионизация с данных подуровней при увеличении интенсивности оказывали заметное влияние на ход зависимости фотоионного тока и делали невозможным определение индивидуальных сечений. К таким линиям относятся пары 2–3, 4–3 и 3–4, 4–4 для изотопов ^{175}Lu и ^{177}Lu , 5.5–6.5, 7.5–6.5 и 5.5–5.5, 6.5–5.5 для ^{176}Lu , 10–11, 12–11 и 11–12, 12–12 для ^{177m}Lu .

На рис. 4 представлены результаты определения эффективных сечений для компонент переходов изотопа ^{176}Lu . Сплошная ломаная линия соединяет значения, рассчитанные по формуле (1) с полными сечениями $\tilde{\sigma}_{I176} = 5.1 \cdot 10^{-13}$ cm², $\tilde{\sigma}_{II176} = 3.5 \cdot 10^{-12}$ cm² и $\tilde{\sigma}_{III176} = 1.2 \cdot 10^{-14}$ cm² первого, второго и третьего переходов, которые соответствуют минимальной сумме квадратов отклонений от экспериментальных результатов. Из приведенных результатов видно, что экспериментальные соотношения сечений компонент находятся в хорошем согласии с расчетом. Аналогичным образом были найдены эффективные сечения компонент, а затем и полные эффективные сечения для всех ступеней схемы фотоионизации для изотопов ^{175}Lu , ^{177}Lu и ^{177m}Lu (таблица). Значения сечений ^{177}Lu не отличались от соответствующих значений для ^{175}Lu в пределах экспериментальных погрешностей, что можно

объяснить подобием СТС-данных изотопов с одинаковыми спинами ядер ($I = 7/2$) и близкими (в пределах 3%) значениями магнитных дипольных моментов [8,9]: $\mu^{177} = 2.2384(14) \mu_N$ [8], $\mu^{175} = 2.2323(11) \mu_N$ [9].

Следует отметить, что в результате экспериментов получены эффективные сечения, которые являются характеристиками не только атомной системы, но и той лазерной системы, которая использовалась для возбуждения переходов (спектральная ширина генерации ЛК в отдельном импульсе, временная форма импульса). В связи с этим для того чтобы исключить влияние особенностей лазерной системы и связать эффективные сечения с параметрами атомной системы, были проведены эксперименты по определению частоты Раби [10] осцилляции населенностей уровней схемы фотоионизации, которая связана с коэффициентом Эйнштейна выражением

$$F_{Rik} = 1.24 \cdot 10^8 \sqrt{\lambda^3 [\text{Å}] I_{ik} [\text{W/cm}^2] g_i A_{ik} [1/\text{s}]}, \quad (9)$$

где λ — длина волны в ангстремах, I — интенсивность лазерного излучения на переходе ik , g_i — статистический вес нижнего состояния перехода и A — коэффициент Эйнштейна перехода, на котором измеряется частота Раби. Теоретические исследования показывают, что при одновременном воздействии на трехуровневую атомную систему лазерного излучения с частотами ν_{12} и ν_{23} , соответствующими первому и второму переходу, населенности уровней испытывают колебания с характерными частотами F_{R12} и F_{R23} . При $F_{R12} \ll F_{R23}$ происходит расщепление первого перехода, и при сканировании ν_{12} наблюдаются два пика амплитуды заселенности второго возбужденного состояния 3 при

$$\nu_{12} = \sqrt{(\Delta\nu_{23}^2 + 4F_{R23}^2)}, \quad (10)$$

где $\Delta\nu_{23}$ — отстройка лазерного излучения от центра второго перехода (МГц), F_{R23} — частота Раби второго перехода (МГц) [11,12].

На рис. 5 представлены результаты сканирования длины волны первого перехода ^{175}Lu на компоненте 2–1 при различной интенсивности лазерного излучения второй ступени на компоненте 1–2. Амплитуда заселенности второго возбужденного состояния определялась по фотоионному току в результате фотоионизации импульсом третьей ступени (компонента 2–3), задержанным относительно импульсов первой и второй ступеней на величину длительности импульса. Зависимость измеренного расщепления от интенсивности представлена на рис. 6. Экспериментальные данные хорошо согласуются с кривой (10) при значении коэффициента Эйнштейна второго перехода для компоненты 2–1 $A_{2-1} = 8(1) \cdot 10^5 \text{ s}$ и отстройки частоты второго перехода $\Delta\lambda_{23} = 45(5) \text{ МГц}$.

Заключение

Экспериментальные исследования показывают, что компоненты переходов трехступенчатой схемы фотоионизации существенно неоднородны по интенсивности, и сечения поглощения отличаются более чем на порядок. Это необходимо учитывать при оценке эффективности и селективности различных каналов фотоионизации. Отношения величин сечений компонент хорошо согласуются с классическими формулами, что позволило найти полные сечения всех переходов схемы фотоионизации для изотопов ^{175}Lu , ^{176}Lu , ^{177}Lu и ^{177m}Lu .

Эксперименты по исследованию расщепления переходов при сильно отличающихся частотах Раби позволили осуществить измерение частоты Раби и определить связь между измеренными эффективными сечениями поглощения и коэффициентом Эйнштейна. Таким образом, сечение поглощения второго перехода ^{175}Lu $1.6(3) \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$ соответствует коэффициенту Эйнштейна $8(1) \cdot 10^5 \text{ 1/s}$.

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 17-13-01180).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Приложение

Значения коэффициентов $C(F, J, \dot{F}, \dot{J}, I)$ из (1) рассчитываются по формулам для первого перехода $\dot{J} = J + 1$ ($\dot{J} = 5/2, J = 3/2$).

Для случая $\dot{F} = F - 1$

$$C(F, J, \dot{F}, \dot{J}, I) = (F + I - J - 1)(F + I - J) \times (I + J - F + 1) \frac{(I + J - F + 2)}{2 \cdot 2F(2F + 1)(J + 1)(2J + 3)}.$$

Для случая $\dot{F} = F$

$$C(F, J, \dot{F}, \dot{J}, I) = (F - I + J)(F + I - J + 1) \times (I + J + F + 1) \frac{(I + J - F)}{2F(2F + 2)J(2J - 1)}.$$

Для случая $\dot{F} = F + 1$

$$C(F, J, \dot{F}, \dot{J}, I) = (F + I - J + 1)(I + J - F) \times (F + I - J + 2) \frac{(I + J - F - 1)}{2(2F + 1)(2F + 2)J(2J - 1)}.$$

Для второго и третьего перехода $\dot{J} = J - 1$ ($\dot{J} = 3/2, J = 5/2$), ($\dot{J} = 1/2, J = 3/2$).

Для случая $\dot{F} = F - 1$

$$C(F, J, \dot{F}, \dot{J}, I) = (F - I + J - 1)(F - I + J) \times (F + I + J + 1) \frac{(F + I + J)}{2 \cdot 2F(2F + 1)J(2J - 1)}$$

Для случая $\dot{F} = F$

$$C(F, J, \dot{F}, \dot{J}, I) = (F - I + J)(F + I - J + 1) \times (I + J + F + 1) \frac{(I + J - F)}{2F(2F + 2)J(2J - 1)}$$

Для случая $\dot{F} = F + 1$

$$C(F, J, \dot{F}, \dot{J}, I) = (F + I - J + 1)(I + J - F) \times (F + I - J + 2) \frac{(I + J - F - 1)}{2(2F + 1)(2F + 2)J(2J - 1)}$$

Значения коэффициентов $C(F, J, \dot{F}, \dot{J}, I)$ для изотопов лютеция.

$^{175}\text{Lu}, ^{177}\text{Lu}, I = 7/2$

Первый переход $\dot{J} = J + 1$ ($\dot{J} = 5/2, J = 3/2$)		
F	\dot{F}	$C(F, J, \dot{F}, \dot{J}, I)$
2	1	0.4
	2	0.4
	3	0.2
3	2	0.19
	3	0.417
	4	0.393
4	3	0.083
	4	0.33
	5	0.587
5	4	0.025
	5	0.187
	6	0.788

Второй переход $\dot{J} = J - 1$ ($\dot{J} = 3/2, J = 5/2$)		
F	\dot{F}	$C(F, J, \dot{F}, \dot{J}, I)$
1	2	1
2	2	0.6
	3	0.4
3	2	0.214
	3	0.625
	4	0.161
4	3	0.458
	4	0.495
	5	0.047
5	4	0.72
	5	0.28
6	5	1

Третий переход $\dot{J} = J - 1$ ($\dot{J} = 1/2, J = 3/2$)		
F	\dot{F}	$C(F, J, \dot{F}, \dot{J}, I)$
2	3	1
3	3	0.75
	4	0.25
4	3	0.417
	4	0.583
5	4	1

$^{176}\text{Lu}, I = 7$

Первый переход $\dot{J} = J + 1$ ($\dot{J} = 5/2, J = 3/2$)		
F	\dot{F}	$C(F, J, \dot{F}, \dot{J}, I)$
5.5	4.5	0.556
	5.5	0.328
	6.5	0.116
6.5	5.5	0.29
	6.5	0.418
	7.5	0.291
7.5	6.5	0.13
	7.5	0.367
	8.5	0.503
8.5	7.5	0.04
	8.5	0.22
	9.5	0.741

Второй переход $\dot{J} = J - 1$ ($\dot{J} = 3/2, J = 5/2$), $I = 7$		
F	\dot{F}	$C(F, J, \dot{F}, \dot{J}, I)$
4.5	5.5	1
5.5	5.5	0.492
	6.5	0.507
6.5	5.5	0.149
	6.5	0.627
	7.5	0.551
7.5	6.5	0.383
	7.5	0.551
	8.5	0.067
8.5	7.5	0.671
	8.5	0.329
9.5	8.5	1

Третий переход $\dot{J} = J - 1$ ($\dot{J} = 1/2, J = 3/2$), $I = 7$		
F	\dot{F}	$C(F, J, \dot{F}, \dot{J}, I)$
5.5	6.5	1
6.5	6.5	0.711
	7.5	0.289
7.5	6.5	0.378
	7.5	0.622
8.5	7.5	1

$^{177m}\text{Lu}, I = 23/2$

Первый переход $\dot{J} = J + 1$ ($\dot{J} = 5/2, J = 3/2$)		
F	\dot{F}	$C(F, J, \dot{F}, \dot{J}, I)$
10	9	0.603
	10	0.303
	11	0.094
11	10	0.332
	11	0.414
	12	0.254
12	11	0.154
	12	3.367
	13	0.465
13	12	0.048
	13	0.236
	14	0.716

Второй переход $\dot{J} = J - 1$ ($\dot{J} = 3/2, J = 5/2$)		
F	\dot{F}	$C(F, J, \dot{F}, \dot{J}, I)$
9	10	1
10	10	0.455
	11	0.545
11	10	0.128
	11	0.62
	12	0.251
12	11	0.351
	12	0.571
	13	0.078
13	12	0.646
	13	0.354
14	13	1

Третий переход $\dot{J} = J - 1$ ($\dot{J} = 1/2, J = 3/2$)		
F	\dot{F}	$C(F, J, \dot{F}, \dot{J}, I)$
10	11	1
11	11	0.694
	12	0.306
12	11	0.361
	12	0.639
13	12	1

- [4] Ageeva I.V., D'yachkov A.B., Gorkunov A.A., Labozin A.V., Mironov S.M., Panchenko V.Y., Firsov V.A., Tsvetkov G.O., Tsvetkova E.G. // Quant. Electron. 2019. V. 49. N 9. P. 832. doi 10.1070/QEL17049
- [5] Axner O., Gustavson J., Omenetto N., Winefordner J. // Spectrochim. Acta. B. 2004. V. 59. N 1. P. 1. doi 10.1016/j.sab.2003.10.002
- [6] D'yachkov A.B., Gorkunov A.A., Labozin A.V., Mironov S.M., Panchenko V.Y., Firsov V.A., Tsvetkov G.O. // Instrum. Exp. Tech. 2018. V. 61. N 4. P. 548. doi 10.1134/S0020441218040048
- [7] Dyachkov A.B., Gorkunov A.A., Labozin A.V., Mironov S.M., Panchenko V.Y., Firsov V.A., Tsvetkov G.O. // Quant. Electron. 2018. V. 48. N 11. P. 1043. doi 10.1070/QEL16793
- [8] Petersen F.R., Shugart H.A. // Phys. Rev. 1962. V. 126. N 1. P. 252. doi 10.1103/PhysRev.126.252
- [9] Brenner T., Büttgenbach S., Rupprecht W., Träber F. // Nucl. Phys. A. 1985. V. 440. N 3. P. 407. doi 10.1016/0375-9474(85)90237-4
- [10] Shore B.W., Ackerhalt J.R. // Phys. Rev. A. 1977. V. 15. N 4. P. 1640. doi 10.1103/PhysRevA.15.1640
- [11] Ackerhalt J.R., Eberly J.H., Shore B.W. // Phys. Rev. A. 1979. V. 19. N 1. P. 248. doi 10.1103/PhysRevA.19.248
- [12] Ackerhalt J.R., Eberly J.H. // Phys. Rev. A. 1976. V. 14. N 5. P. 1705. doi 10.1103/PhysRevA.14.1705

Список литературы

- [1] Bhardwaj R., VanDerMeer A., Das S.K., DeBruin M., Gascon J., Wolterbeek H.T., Denkova A.G., Serra-Crespo P. // Sci. Rep. 2017. V. 7. P. 44242. doi 10.1038/srep44242
- [2] D'yachkov A.B., Firsov V.A., Gorkunov A.A., Labozin A.V., Mironov S.M., Panchenko V.Y., Semenov A.N., Shatalova G.G., Tsvetkov G.O. // Appl. Phys. B. 2015. V. 121. N 4. P. 425. doi 10.1007/s00340-015-6248-0
- [3] D'yachkov A.B., Gorkunov A.A., Labozin A.V., Mironov S.M., Tsvetkov G.O., Panchenko V.Y., Firsov V.A. // Opt. Spectrosc. 2018. V. 125. N 6. P. 839. doi 10.1134/S0030400X19020127