

Исследование лазерной фотоионизации ядерного изомера ^{177m}Lu

© А.Б. Дьячков, А.А. Горкунов, А.В. Лабозин, К.А. Маковеева, 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 22.08.2019 г.

В окончательной редакции 24.09.2019 г.

Принята к публикации 01.10.2019 г.

Впервые методом лазерной резонансной фотоионизационной спектроскопии исследована сверхтонкая структура переходов трехступенчатой схемы фотоионизации лютеция $5d6s^2\ ^2D_{3/2}-5d6s6p^4\ F_{5/2}^o-5d6s7s^4\ D_{3/2}-(53375\ \text{cm}^{-1})_{1/2}^o$ для ядерного изомера ^{177m}Lu . В результате определены константы сверхтонкого расщепления и энергии уровней, а также магнитный дипольный и электрический квадрупольный моменты ядра ^{177m}Lu . Исследованы изотопические сдвиги спектральных линий изомера по отношению к природным изотопам и ^{177}Lu .

Ключевые слова: изотопический сдвиг, сверхтонкая структура, квадрупольный момент.

DOI: 10.21883/OS.2020.01.48832.251-19

Введение

Метод получения радиофармпрепарата ^{177}Lu (период полураспада 6.7 суток), предложенный в работе [1], основан на селективной лазерной фотоионизации изотопов ^{177}Lu , получаемых искусственно путем нейтронного облучения в ядерном реакторе природного лютеция (^{175}Lu — 97.4% и ^{176}Lu — 2.6%). В зависимости от длительности облучения и интенсивности нейтронного потока содержание ^{177}Lu составляет $10^{-5}-10^{-3}$. При этом важно отметить, что приблизительно 10^{-3} всех атомов ^{177}Lu являются долгоживущими изомерами ^{177m}Lu [2]. Ядро изомера находится в возбужденном высокоспиновом состоянии ($E = 0.97\ \text{MeV}$, спин ядра $I = 23/2$) с периодом полураспада $\tau \approx 160$ суток. Распад происходит в основном посредством β -перехода в ^{177}Hf (78%), остальное приходится на γ -переходы и внутреннюю конверсию. При лечении пациентов изотопы лютеция выводятся из организма, но не могут быть утилизированы госпиталями как обычные отходы и должны длительное время ($\gg 10\tau$) содержаться в отдельных хранилищах из-за продолжительной радиационной активности ^{177m}Lu . Мы предполагаем, что лазерная фотоионизация ^{177}Lu по схеме $5d6s^2\ ^2D_{3/2}-5d6s6p^4\ F_{5/2}^o-5d6s7s^4\ D_{3/2}-(53375\ \text{cm}^{-1})_{1/2}^o$ может эффективно исключить из процесса долгоживущий изомер ^{177m}Lu , снизить его долю в конечном продукте и, как следствие, повысить конкурентоспособность данного медицинского препарата.

Селективность фотоионизации изотопов ^{177}Lu достигается благодаря изотопическим сдвигам отдельных линий сверхтонких структур (СТС) изотопов лютеция. СТС переходов для ^{175}Lu , ^{176}Lu , ^{177}Lu , изотопические сдвиги уровней, селективность фотоионизации ^{177}Lu исследовалась нами в работах [1,3,4]. К сожалению,

малое содержание ($< 10^{-7}$) изомера не позволило исследовать его сверхтонкую структуру. Тем не менее, по крайней мере, на первой ступени фотоионизации возможны большие частотные сдвиги СТС линий ^{177m}Lu относительно ^{177}Lu , что позволит селективно (по длине волны) отстраиваться от возбуждения и вовлечения в процесс ионизации атомов нецелевого изомера. Так, для двух из пяти селективных каналов ионизации ^{177}Lu частотные расстояния до ближайших линий изомера на первой ступени составили $\sim 600\ \text{MHz}$ и $1700\ \text{MHz}$ [3]. Из-за различий в СТС ^{177}Lu и ^{177m}Lu другие каналы ионизации также могут оказаться селективными за счет переходов второй и/или третьей ступени.

В данной работе экспериментально исследовалась сверхтонкая структура ^{177m}Lu на всех ступенях схемы фотоионизации $5d6s^2\ ^2D_{3/2}-5d6s6p^4\ F_{5/2}^o-5d6s7s^4\ D_{3/2}-(53375\ \text{cm}^{-1})_{1/2}^o$. Очевидно, что знание СТС позволяет оценить возможности селективной фотоионизации и самого изомера. Дело в том, что в последнее время в мире нарастает активность, направленная на создание генератора ^{177}Lu , основанного на переходе метастабильного ^{177m}Lu в основное состояние [5]. В частности, сформулировано предложение использовать ^{177m}Lu , связанный хелатором DOTA на сорбенте. Распад ^{177m}Lu , сопровождающийся переходом в основное состояние ^{177}Lu , приводит к селективной диссоциации последнего вследствие эффекта Сциларда–Чалмерса. В результате раствор, промывающий сорбент, может содержать ^{177}Lu с высокой концентрацией и быть использован для терапии. Такой генератор дает возможность независимо от облучения в реакторе длительное время снабжать лечебное учреждение радионуклидом. Создание такого генератора может потребовать обогащения облученного лютеция по ^{177m}Lu , которое может быть осуществлено лазерным фотоионизационным методом.

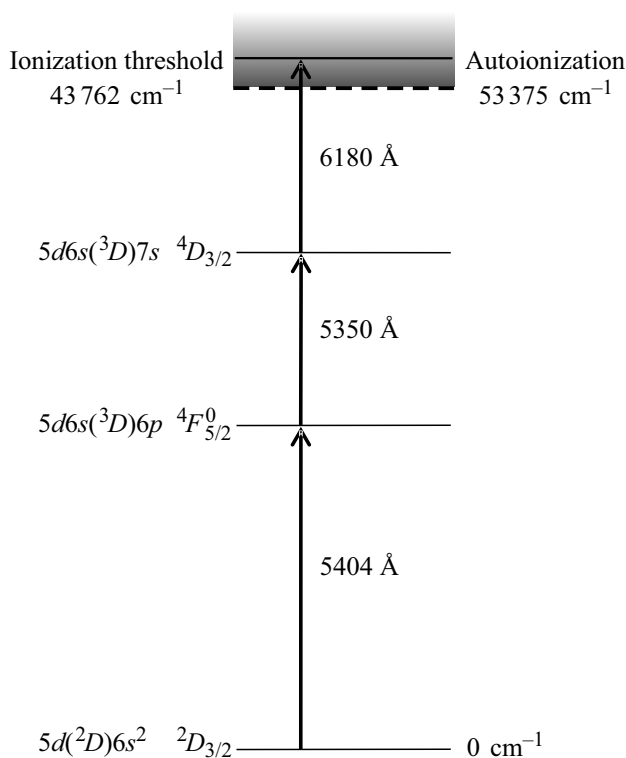


Рис. 1. Схема трехступенчатой лазерной фотоионизации LuI.

Эксперимент

Исследования сверхтонкой структуры ^{177m}Lu на всех ступенях схемы фотоионизации $5d6s^2 2D_{3/2} - 5d6s6p 4F_{5/2}^0 - 5d6s7s 4D_{3/2} - (53375 \text{ cm}^{-1})_{1/2}^0$ (рис. 1) проводились методом лазерной резонансной ионизационной масс-спектрографии (LRIMS). Для резонансного возбуждения и ионизации атомов использовалось излучение трех импульсных одномодовых лазеров на красителях со спектральной шириной линии генерации 100–150 MHz (FWHM), накачиваемых лазерами на парах меди. Для регистрации фотоионов использовался коммерческий квадрупольный масс-спектрометр MC-7302. Технические параметры и особенности экспериментальной установки детально описаны в работах [1,3].

В отличие от традиционной масс-спектрометрии, когда изотопы с разными атомными весами регистрируются отдельно, атомные массы ^{177}Lu и ^{177m}Lu практически одинаковы. Различие составляет $\sim 0.001 \text{ amu}$ ($\sim 0.97 \text{ MeV}$ [6]), что недоступно для разрешения квадрупольным масс-спектрометром. Поэтому в эксперименте могли быть зарегистрированы только те линии СТС изомера ^{177m}Lu , частоты которых более чем на 100 MHz отличались от линий основного изотопа ^{177}Lu , определенных в работе [3].

Изомер ^{177m}Lu был получен в результате облучения 0.6 г металлического лютеция на реакторе ИР-8 в потоке нейтронов $1.4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Образец облучался в течение 49 дней, после чего выдерживался два

месяца. К этому моменту количество ^{177}Lu и ^{177m}Lu в образце стало приблизительно одинаковым. Активность и соотношение радионуклидов ^{177}Lu и ^{177m}Lu определялись методом γ -спектрометрии. Для измерений использовался гамма-спектрометр Canberra GL0515R с детектором из сверхчистого германия. Обработка спектров и анализ радионуклидного состава проводились в программе GRANIT с библиотекой констант, сформированной на основе базы рекомендованных данных NUDAT (МАГАТЭ). Радионуклид ^{177}Lu определяли по линиям 112.95 keV (6.4%) и 208.37 keV (11.0%), эти линии имеются также и у ^{177m}Lu , однако в данном случае его вкладом можно пренебречь из-за малого количества и существенно более длительного периода полураспада (160.44 суток). ^{177m}Lu определяли по линиям 378.5 keV (29.9%), 413.7 keV (17.5%). К началу эксперимента концентрация ^{177}Lu составляла $(3.4 \pm 0.4) \cdot 10^{-6}$.

Результаты и обсуждение

Так как изотопы ^{175}Lu , ^{176}Lu , ^{177}Lu , ^{177m}Lu имеют ненулевой спин ядра, все уровни энергии (рис. 1) расщеплены в мультиплеты. Количество подуровней в мультиплете определяется полным атомным моментом атома $F = J + I, J + I - 1, \dots, |J - I|$, где J — полный электронный момент, I — спин ядра. Спектр СТС составляют переходы между подуровнями мультиплетов с изменением момента $\Delta F = 0; \pm 1$, в результате чего весь спектр схемы фотоионизации ^{177m}Lu состоял из 30 линий СТС (рис. 2).

В ходе исследования СТС первого перехода $5d6s^2 2D_{3/2} - 5d6s6p 4F_{5/2}^0$ лазер первой ступени сканировался по длине волны в окрестности перехода. Лазеры второй и третьей ступеней стабилизировались на расчетных значениях длин волн, соответствующих определенному каналу фотоионизации изомера с одного из подуровней $F = 9 - 14$ уровня $5d6s6p 4F_{5/2}^0$. Прогнозные значения длин волн всех линий были предварительно извлечены по константам сверхтонкого расщепления уровней ^{177m}Lu , энергиям уровней (центров тяжести) ^{175}Lu и расчетным значениям изотопических сдвигов между ^{177m}Lu и ^{175}Lu [3]. Предложенный в работе способ расчета изотопического сдвига для изомера на первой ступени был применен для оценки сдвигов последующих уровней $5d6s7s 4D_{3/2}$ и $(53375 \text{ cm}^{-1})_{1/2}^0$. В зависимости от верхнего подуровня регистрировалось от одного до трех ионизационных резонансов. Результат сканирования с ионизацией через верхний подуровень $F = 12$ представлен на рис. 3. На рис. 4 результат сканирования с одновременной регистрацией линии $5 \rightarrow 6$ основного изотопа ^{177}Lu . Для того чтобы избежать влияния двухфотонных процессов на точность определения длины волны, импульсы лазеров второй и третьей ступеней были задержаны относительно первой ступени на величину длительности импульса ($\sim 20 \text{ ns}$). Время жизни уровня

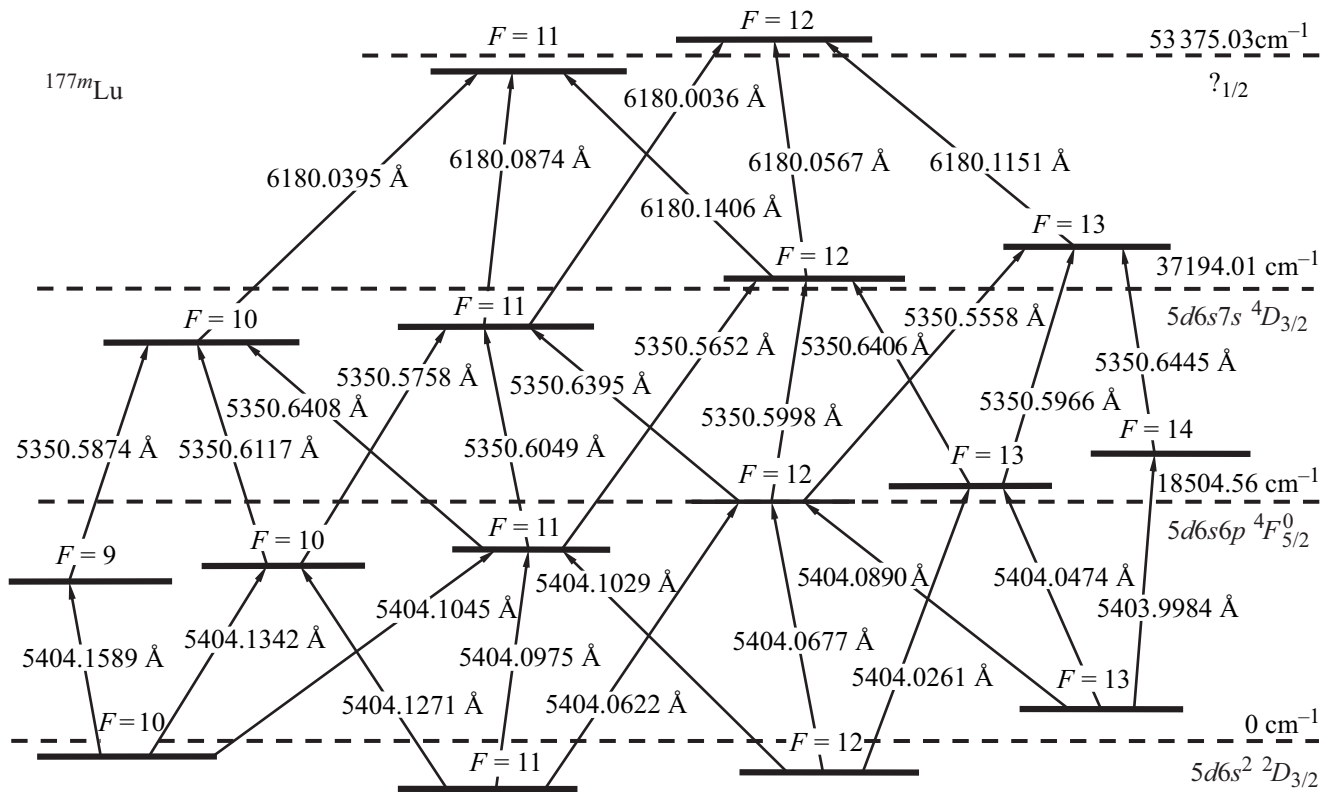


Рис. 2. Каналы фотоионизации ^{177m}Lu через компоненты сверхтонкой структуры. Терм верхнего возбужденного автоионизационного уровня 53375.03 cm^{-1} не определен.

$5d6s6p^4F_{5/2}^o$ составляет 472 ns [7], поэтому по окончании импульса почти все резонансно возбужденные атомы участвовали в дальнейшей ионизации. Интенсивности в лучах 2-й и 3-й ступеней значительно превышали уровни насыщения соответствующих переходов (10 mW/cm^2 и 5 W/cm^2). Это позволило сохранять эффективную ионизацию при отклонении расчетных длин волн второй и третьей ступеней от истинных значений переходов в пределах нескольких GHz. В результате спектрально разрешены были 11 из 12 линий сверхтонкой структуры ^{177m}Lu первого перехода. Одна из линий $10 \rightarrow 9$ в пределах 30 MHz совпала по частоте с линией $2 \rightarrow 2$ основного изотопа ^{177}Lu и не была разрешена.

Исследование СТС второго и третьего переходов проводилось в разведенных во времени импульсах (импульсы лазера третьей ступени были дополнительно задержаны на 20 ns). Лазеры первых ступеней стабилизировались на длинах волн отдельных СТС линий, значения которых были определены на предыдущих стадиях эксперимента. Спектрально были разрешены все линии 2-го и 3-го переходов (12 и 6 соответственно). Для точного нахождения „центра“ каждой линии (длины волны) экспериментальные точки фотоионизационных резонансов аппроксимировались контуром Фойгта с использованием метода наименьших квадратов. Значения

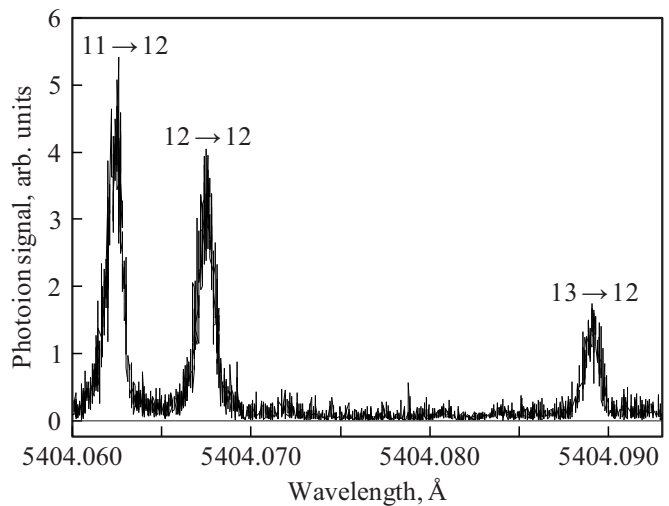


Рис. 3. Фотоионный сигнал ^{177m}Lu при сканировании длины волны лазера первой ступени при $\lambda_2(12 \rightarrow 13) = 5350.5557 \text{ Å}$ и $\lambda_3(13 \rightarrow 12) = 6180.1155 \text{ Å}$ (расчетные значения).

длин волн всех линий СТС приведены на общей схеме фотоионизации ^{177m}Lu , рис. 2.

Сверхтонкое расщепление атомных уровней (энергетическое смещение подуровней относительно центра тяжести Δ_F) описывается с помощью констант магнитного

Таблица 1. Энергия, изотопические сдвиги и константы сверхтонкого расщепления уровней схемы фотоионизации для ^{177m}Lu

Уровень	Энергия, cm^{-1}	A, MHz	B, MHz	Изотопический сдвиг относительно ^{175}Lu , MHz	Ссылки
$5d6s^2\ ^2D_{3/2}$	0	61.2(3) 61.2(8)	2472(11) 2466(40)	0	[9], настоящая работа
$5d6s6p\ ^4F_{5/2}^o$	18504.5593(20)	310.5(8)	1840(63)	-812(25)	настоящая работа
$5d6s7s\ ^4D_{3/2}$	37194.0082(27)	348(2)	134(68)	-360(57)	настоящая работа
$(53375\ \text{cm}^{-1})_{1/2}^o$	53375.0324(43)	549(6)	0	-507(120)	настоящая работа

Таблица 2. Магнитный дипольный и электрический квадрупольный моменты ядра ^{177m}Lu и результаты других работ [13]

Магнитный дипольный момент, μ_N	Электрический (спектроскопический) квадрупольный момент, barn	Ссылка, год	Метод измерения
2.74(21)		[14], 1974	Гамма-детектирование с ориентированными ядрами
3.3(3)		[15], 1975	Гамма-детектирование с ориентированными ядрами
	4.23(67)	[16], 1983	Гамма-детектирование с ориентированными ядрами
2.337(13)	5.2(5)	[17], 1996	ЯМР с ориентированными ядрами
2.308(11)	5.71(5)	[9], 1998	Лазерная коллинеарная спектроскопия
2.31(3)	5.69(12)	эта работа	Лазерная резонансная ионизационная масс-спектрометрия

дипольного (A), электрического квадрупольного (B) взаимодействий и зависит от J , I и F [8]:

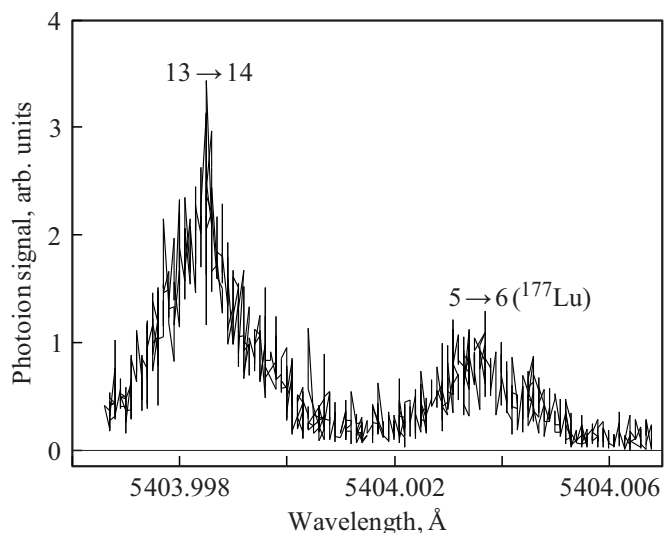
$$\Delta_F = \frac{A}{2}K + \frac{B}{4} \frac{\frac{3}{2}K(K+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{IJ(2I-1)(2J-1)},$$

где $K = F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)$. Для каждой линии СТС конкретного перехода можно записать:

$$\Delta E + \Delta_{F'} - \Delta_F - 1/\lambda_{FF'} = 0, \quad (1)$$

где ΔE (cm^{-1}) — энергия между центрами тяжести уровней перехода, $\lambda_{FF'}$ (cm) — длина волны линии $F \rightarrow F'$. Система (1) была решена относительно A , B и ΔE по всем зарегистрированным линиям (длинам волн) посредством χ^2 — оптимизации для каждой ступени. Результаты представлены в табл. 1. Погрешность измерений констант и изотопических сдвигов уровней определялась погрешностью в определении длин волн линий СТС относительно друг друга, которая во всех экспериментах не превысила значение ± 0.0003 Å. Погрешность в определении абсолютных значений энергии уровней включала абсолютную ошибку измерений длин волн прибором LM-007 (Laser 2000, GmbH): ± 0.0005 Å.

Отметим, что для нахождения констант основного состояния $5d6s^2\ ^2D_{3/2}$ использовалась несколько иная процедура, рассматривались только переходы из основного состояния на один возбужденный подуровень.

**Рис. 4.** Фотоионный сигнал ^{177m}Lu и ^{177}Lu при сканировании длины волны лазера первой ступени при $\lambda_2(14 \rightarrow 13) = 5350.6444$ Å и $\lambda_3(13 \rightarrow 12) = 6180.1155$ Å (расчетные значения).

Это позволило исключить при обработке параметры возбужденного уровня и повысить точность определения констант основного состояния, что было необходимо для определения ядерного магнитного момента ^{177m}Lu . Для

Таблица 3. Селективные каналы ионизации ^{177}Lu (по компонентам СТС) [3] и ближайшие по частотам каналы возбуждения ^{177m}Lu со сдвигами частот по ступеням

Канал ионизации ^{177}Lu , F–F	Ближайший по частоте канал ионизации ^{177m}Lu , F–F	Сдвиг частоты (относительно ^{177}Lu) по ступеням возбуждения, МГц
5-6-5-4	13-14-13-12	+575; –377; –23
5-5-5-4	12-12-13-12	–40; +2387; –23
4-3-4-3	10-10-11-11	–226; –2827; +3650
2-3-4-3	10-10-11-11	–100; –2827; +3650
2-1-2-3	10-9-10-11	+1675; –630; –300

Таблица 4. Селективные каналы ионизации ^{177m}Lu (по компонентам СТС). Для каждой схемы указаны ближайшие по частотам каналы возбуждения изотопов ^{175}Lu , ^{176}Lu , ^{177}Lu и частотные расстояния до ^{177m}Lu на всех ступенях возбуждения

Канал ионизации ^{177m}Lu , F–F	Сдвиг частоты (относительно ^{177m}Lu) по ступеням возбуждения, МГц		
	^{175}Lu	^{176}Lu	^{177}Lu
12-13-13-12	4-5-5-4 –996; +1267; –237	8.5-8.5-8.5-7.5 –1110; +995; –932	4-5-5-4 –2167; +1885; +24
13-13-13-12	5-5-5-4 –852; +1267; +237	8.5-8.5-8.5-7.5 +1078; +995; –932	4-5-5-4 +20; +1885; +24
12-12-13-12	5-5-5-4 +1232; –3005; +237	6.5-7.5-8.5-7.5 +298; +2858; –932	5-5-5-4 +40; –2387; +24
10-10-10-11	3-2-2-3 –832; +880; +545	7.5-6.5-6.5-6.5 +1274; +1225; –3640	2-3-2-3 +103; –1110; +298

любой пары изотопов 1 и 2 выполняется равенство:

$$\frac{1A}{2A} = \frac{1g_I}{2g_I} (1 + {}^1\Delta^2), \quad (2)$$

где g_I — ядерное гиромагнитное отношение: $g_I = \mu_I/I$ (μ_I — магнитный дипольный момент ядра со спином I). ${}^1\Delta^2$ — разница сверхтонких аномалий для данных изотопов, учитывающая различия в пространственных распределениях магнитного момента. Соотношение (2) в приближении ${}^1\Delta^2 = 0$ было использовано для извлечения магнитного момента ядра ^{177m}Lu по константам магнитного расщепления основного уровня. В качестве референтного был выбран изотоп ^{175}Lu ($I = 7/2$), для которого значения магнитного момента $\mu_I(^{175}\text{Lu}) = 2.2323(11)\mu_N$ и $A^{175}(5d6s^2 2D_{3/2}) = 194.33162(9)$ МГц определены с высокой точностью методом ядерного магнитного резонанса [10]. Следует отметить, что разница сверхтонких аномалий ${}^1\Delta^2$, как правило, не превышает 10^{-3} [11] и соответственно не влияет на результат измерений, находясь в пределах экспериментальной ошибки. Аналогичным образом был извлечен электрический квадрупольный момент изомера: $Q^{(1)}/B^{(1)} = Q^{(2)}/B^{(2)}$. Здесь референтными были выбраны $Q(^{175}\text{Lu}) = 3.49(2)$ barn из [12] и $B^{175}(5d6s^2 2D_{3/2}) = 1511.39865(69)$ МГц [10]. Полученные значения моментов ядра ^{177m}Lu (табл. 2) хорошо совпали с результатами из последних работ [9,17].

Исходя из спектра сверхтонкой структуры ^{177m}Lu , для 5 селективных каналов фотоионизации ^{177}Lu [3] были определены ближайшие по частоте каналы ионизации изомера и частотные расстояния по каждой ступени возбуждения, табл. 3. Оказалось, что для всех каналов, как минимум, на одной ступени возбуждения существует большой изотопический сдвиг (600–3000 МГц), соответственно фотоионизация ^{177}Lu останется селективной и по отношению к изомеру.

С точки зрения проведения селективной фотоионизации самого изомера было проведено сравнение СТС спектров ^{177m}Lu и ^{175}Lu , ^{176}Lu , ^{177}Lu [3]. В результате было найдено 4 канала с наибольшими сдвигами частот по отношению к ближайшим каналам ионизации природных изотопов лутетия, табл. 4 (селективность по ^{177}Lu может проявляться со временем за счет его быстрого распада).

Ранее на каждом из пяти наиболее селективных каналов фотоионизации ^{177}Lu была получена селективность $\geq 10^5$ [4]. При этом световые интенсивности по ступеням были близки к уровням насыщения, а импульсы лазеров второй и третьей ступеней задержаны относительно импульса первой ступени на время длительности импульса. Следует отметить, что в этой ситуации частотный сдвиг на первой ступени является определяющим для селективности. В случае фотоионизации ^{177m}Lu частотные расстояния по первой ступени

оказались в среднем на 20% меньше соответствующих сдвигов в исследованных каналах ^{177}Lu . Исходя из этого при наличии больших сдвигов на второй и/или третьей ступенях можно с уверенностью утверждать, что в схожих световых условиях селективность лазерной фотоионизации ^{177m}Lu составит 10^4 – 10^5 .

Выводы

При разработке лазерного фотоионизационного метода получения радионуклида ^{177}Lu для применения в медицине важным является вопрос о селективности фотоионизации ^{177}Lu по отношению к изомеру ^{177m}Lu с точки зрения очистки радионуклида от долгоживущего изомера. Впервые методом лазерной фотоионизационной спектроскопии проведено исследование сверхтонкой структуры изомера на переходах, входящих в состав трехступенчатой схемы фотоионизации $5d6s^2\ ^2D_{3/2} - 5d6s6p^4\ ^4F_{5/2}^o - 5d6s7s^4\ ^4D_{3/2} - (53375\text{ cm}^{-1})_{1/2}^o$. Определены константы сверхтонкого расщепления данных уровней, их энергии, изотопические сдвиги, а также магнитный дипольный и электрический квадрупольный моменты ядра ^{177m}Lu . Результаты исследований показали значительные отличия в спектрах поглощения ^{177}Lu и изомера ^{177m}Lu , позволяющие достигать высокую селективность фотоионизации ^{177}Lu с использованием спектрально узкого ($< 150\text{ MHz}$) лазерного излучения. Обнаруженные различия в спектрах ^{177m}Lu и природных изотопов ^{175}Lu и ^{176}Lu позволили спрогнозировать высокий уровень селективности (10^4 – 10^5) лазерной фотоионизации самого изомера, что может оказаться весьма перспективным для целей ядерной медицины.

Благодарности

Авторы выражают благодарность С.С. Арзуманову, Ю.Н. Панину, Ю.В. Вязовецкому, А.В. Курочкину и Д.Ю. Чувилину за помощь в подготовке образца ^{177m}Lu .

Финансирование работы

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

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] 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
- [2] Henkelmann R., Hey A., Buck O. // *Physics for Health in Europe*. 2010. Contribution (CERN).
- [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
- [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. // *Quantum Electron.* 2019. V. 49. N 9. P. 832. doi 10.1070/QEL17049
- [5] Bhardwaj R., Van Der Meer A., Das S.K., De Bruin M., Gascon J., Wolterbeek H.T., Denkova A.G., Serra-Crespo P. // *Sci. Rep.* 2017. V. 7. 44242. doi 10.1038/srep44242
- [6] NuDat 2.7 Электронный ресурс. Режим доступа: nndc.bnl.gov/nudat2
- [7] Fedchak J.A., Den Hartog E.A., Lawler J.E., Palmeri P., Quinet P., Biemont E. // *Astrophys. J.* 2000. V. 542. N 2. P. 1109. doi 10.1086/317034
- [8] Woodgate G.K. // *Elementary Atomic Structure*. 2nd ed. Oxford University Press. 1989.
- [9] Georg U., Borchers W., Keim M., Klein A., Lievens P., Neugart R., Neuroth M., Rao P.M., Schulz C. // *Eur. Phys. J. A*. 1998. V. 3. N 3. P. 225. doi 10.1007/s100500050172
- [10] Brenner T., Büttgenbach S., Rupperecht W., Träber F. // *Nucl. Phys. A*. 1985. V. 440. N 3. P. 407. doi 10.1016/0375-9474(85)90237-4
- [11] Persson J.R. // *Atomic Data and Nuclear Data Tables*. 2013. V. 99. P. 62.
- [12] Dey W., Ebersold P., Leisi H.J., Scheck F., Walter H.K., Zehnder A. // *Nucl. Phys. A*. 1979. V. 326. N 2–3. P. 418. doi 10.1016/0375-9474(79)90401-9
- [13] Stone N.J. // 2014. Table of Nuclear Magnetic Dipole and Electric Quadrupole Moments (INDC(NDS)–0658). International Atomic Energy Agency (IAEA).
- [14] Krane K.S., Olsen C.E., Steyert W.A. // *Phys. Rev. C*. 1974. V. 10. N 2. P. 825. doi 10.1103/PhysRevC.10.825
- [15] Schoeters E., Silverans R.E., Vanneste L., Freitag K., Hübel H. // *Z. Physik. A*. 1975. V. 272. N 2. P. 203. doi 10.1007/BF01408148
- [16] Oertel D., Ketschau A., Brewer W.D., Vanneste L., Leuven U. // *Z. Physik. A*. 1983. V. 310. N 3. P. 233. doi 10.1007/BF01415228
- [17] König C., Hagn E., Hinfurtner B., Zech E., Eder R. // *Phys. Rev. C*. 1996. V. 54. N 3. P. 1027. doi 10.1103/physrevc.54.1027