

О возможности эффективной изотопно-селективной ИК диссоциации колебательно-возбужденных бихроматическим лазерным излучением молекул $^{235}\text{UF}_6$

Г. Н. Макаров¹⁾

Институт спектроскопии РАН, 108840 Троицк, Москва, Россия

Поступила в редакцию 11 апреля 2022 г.

После переработки 25 апреля 2022 г.

Принята к публикации 26 апреля 2022 г.

На основе спектроскопических данных о молекулах $^{235}\text{UF}_6$ и $^{238}\text{UF}_6$, о частотах генерации CF_4 - и пара- H_2 -лазеров, а также результатов недавних исследований предложен метод увеличения эффективности изотопно-селективной лазерной ИК диссоциации молекул $^{235}\text{UF}_6$ в неравновесных термодинамических условиях скачка уплотнения. Метод основан на использовании двух процессов: 1) резонансного многофотонного возбуждения молекул $^{235}\text{UF}_6$ в колебательные состояния $3\nu_3$ или $2\nu_3$ бихроматическим ИК излучением двух CF_4 - или пара- H_2 -лазеров и 2) облучения молекул с резонансно поглощающим излучением указанных лазеров сенсибилизатором – молекулами SF_6 . Описана суть метода, приведены схемы и параметры для изотопно-селективной диссоциации молекул $^{235}\text{UF}_6$ предложенным способом.

DOI: 10.31857/S1234567822110052, EDN: ilhvgy

1. Введение. В последнее время проводится много исследований, посвященных молекулярному лазерному разделению изотопов (МЛРИ, *MLIS – molecular laser isotope separation*) [1–23]. Основная цель многих исследований – разработка методов разделения изотопов урана с использованием молекул UF_6 [1–7, 10–22]. Большинство выполнявшихся в ряде стран (в США, Германии, Англии, Франции, Японии, Австралии) в конце прошлого века проектов по лазерному разделению изотопов урана было закрыто. Вместе с тем исследования по МЛРИ урана проводятся во многих странах и в настоящее время [1–7, 20–22]. Ожидается, что с использованием лазеров можно разработать более экономичную и эффективную, чем центрифугирование, технологию обогащения урана – лазерную технологию. Сегодня исследования направлены главным образом на разработку низкоэнергетических методов МЛРИ [1–3, 10–22], а также альтернативных им методов [2, 3, 13, 24, 25].

Важными проблемами при лазерном разделении изотопов урана с использованием молекул UF_6 являются: 1) малая величина изотопического сдвига в спектрах ИК поглощения возбуждаемых лазером колебаний ν_3 молекул $^{235}\text{UF}_6$ и $^{238}\text{UF}_6$ и 2) отсутствие мощных и эффективных лазерных источников для изотопно-селективного колебательного возбуждения и диссоциации молекул UF_6 . Изотопический сдвиг в

колебании ν_3 ($\approx 627.7 \text{ см}^{-1}$ [26]) для молекул $^{235}\text{UF}_6$ и $^{238}\text{UF}_6$ составляет $\Delta\nu_{is} \approx 0.604 \text{ см}^{-1}$ [26]. Из-за малой величины изотопического сдвига и сравнительно большой ширины (около 20 см^{-1}) полосы ИК поглощения молекул при комнатной температуре [2, 27] реализовать изотопно-селективную ИК диссоциацию молекул UF_6 возможно лишь при низкой температуре газа, когда полосы ИК поглощения молекул UF_6 с разной изотопической модификацией значительно уже [1, 2, 27].

Для выполнения проектов по МЛРИ урана методом изотопно-селективной ИК многофотонной диссоциации (МФД) молекул UF_6 были разработаны два источника перестраиваемого по частоте излучения в области 16 мкм. Это – оптически накачиваемый мощным излучением CO_2 -лазера молекулярный CF_4 -лазер [28, 29] и источник излучения, основанный на смещении частоты излучения CO_2 -лазера в область 16 мкм за счет стимулированного комбинационного (рамановского) рассеяния света на вращательных переходах молекул пара-водорода, – пара- H_2 -лазер [30, 31]. По многим параметрам эти лазеры удовлетворяют требованиям, которые предъявляются к работе на крупномасштабных установках [2]. Однако существенными недостатками как CF_4 -лазера, так и пара- H_2 -лазера применительно к разделению изотопов урана являются дискретность перестройки частоты излучения указанных лазеров и отсутствие сильных и перестраиваемых линий генерации в обла-

¹⁾e-mail: gmakarov@isan.troitsk.ru

сти Q-ветви колебания ν_3 молекул $^{235}\text{UF}_6$ (в области 628.32 см^{-1} [26]).

В качестве возможного подхода к МЛРИ урана рассматривается метод изотопно-селективного возбуждения состояния $3\nu_3$ молекул $^{235}\text{UF}_6$ ($\approx 1877.5\text{ см}^{-1}$ [32]), в котором изотопический сдвиг составляет около 1.81 см^{-1} [26], излучением СО-лазера [33–36]. В этом подходе использовалась химическая реакция колебательно-возбужденных молекул UF_6 с молекулами HCl [33, 34]. Разделение изотопов урана происходит за счет различия в скоростях реакции колебательно-возбужденных и невозбужденных молекул UF_6 с молекулами HCl . Для этого подхода создаются мощные СО-лазеры [35, 36], генерирующие в области 5.3 мкм , которые планируется использовать для возбуждения молекул $^{235}\text{UF}_6$. Однако эффективное возбуждение состояний $3\nu_3$ молекул UF_6 ИК излучением с длиной волны $\approx 5.3\text{ мкм}$ проблематично из-за слабого поглощения молекул UF_6 на колебательном переходе $0\nu_3 \rightarrow 3\nu_3$. Интегральное поглощение оберточной полосы $0\nu_3 \rightarrow 3\nu_3$ молекул UF_6 более чем на четыре порядка (примерно в 1.8×10^4 раз) меньше интегрального поглощения основной полосы $0\nu_3 \rightarrow 1\nu_3$ UF_6 [32]. Поэтому поиск альтернативных схем изотопно-селективного возбуждения и диссоциации молекул $^{235}\text{UF}_6$ представляется весьма важным и актуальным. В данной работе предлагается новый метод для реализации эффективной изотопно-селективной лазерной ИК диссоциации молекул $^{235}\text{UF}_6$.

2. Основы метода. Предлагаемый метод основан на использовании процесса резонансного трех- или двухфотонного возбуждения молекул $^{235}\text{UF}_6$ в колебательные состояния $3\nu_3$ или $2\nu_3$ бихроматическим ИК излучением двух импульсных CF_4 - или пара- H_2 -лазеров [18, 19] и облучения возбужденных молекул $^{235}\text{UF}_6$ с резонансно поглощающим излучением этих лазеров сенсibilизатором – молекулами SF_6 [16, 17, 23]. Кроме того, возбуждение молекул предлагается проводить в неравновесных термодинамических условиях скачка уплотнения, формирующегося перед твердой поверхностью при падении на нее интенсивного сверхзвукового газодинамически охлажденного молекулярного потока [1, 2, 24, 25].

В работах [37, 38] было показано, что за счет резонансного двух- [37] и трехчастотного [38] возбуждения молекул SF_6 , охлажденных в газодинамической струе, импульсами излучения CO_2 -лазера можно эффективно заселять высокие колебательные состояния $2\nu_3$ и $3\nu_3$ молекул SF_6 . А в недавних работах [16, 23] продемонстрирована возможность сильного

увеличения выхода диссоциации молекул CF_2HCl при их облучении в скачке уплотнения с резонансно поглощающим излучением лазера сенсibilизатором – молекулами CF_3Br . Установлено, что указанные выше процессы применимы также к другим молекулам [16, 23, 37], включая молекулы UF_6 . Именно эти процессы и положены в основу предлагаемого нами метода, реализуемого в неравновесных термодинамических условиях скачка уплотнения.

Для формирования молекулярного потока предполагается использовать смесь молекул $\text{UF}_6/\text{SF}_6/\text{CH}_4$ при соотношении давлений примерно $1/3/10$ [39]. Молекулы SF_6 используются как сенсibilизаторы, а молекулы CH_4 – как акцепторы атомов фтора, образующихся при диссоциации молекул UF_6 и SF_6 . При указанном соотношении давлений используемых газов колебательная температура молекул UF_6 (а также молекул SF_6) в падающем на поверхность потоке, а также в скачке уплотнения будет составлять $T_{\text{vib}} \leq 100\text{ К}$ [27, 39]. При такой колебательной температуре заселенность основного колебательного состояния молекул UF_6 составляет около 50 % [2, 27], и молекулы UF_6 имеют сравнительно узкие ($\approx 7\text{--}8\text{ см}^{-1}$ на полувысоте) полосы ИК поглощения [39].

Используемые в качестве сенсibilизатора молекулы SF_6 резонансно возбуждаются теми же лазерными импульсами, что и молекулы $^{235}\text{UF}_6$. Частота колебания моды ν_4 молекул SF_6 ($\approx 615\text{ см}^{-1}$ [40, 41]) находится в очень хорошем резонансе с высоколежащими переходами колебательно-возбужденных молекул $^{235}\text{UF}_6$. Это обеспечивает эффективную передачу энергии от возбужденных CF_4 - или пара- H_2 -лазерами молекул SF_6 к колебательно возбужденным молекулам $^{235}\text{UF}_6$. В результате реализуется эффективная изотопно-селективная диссоциация молекул $^{235}\text{UF}_6$ за счет радиационных и столкновительных процессов возбуждения [16, 17, 23].

Отметим, что молекулы SF_6 в качестве сенсibilизаторов для возбуждения и диссоциации молекул UF_6 использовались во многих работах (см., например, работы [2, 42] и приведенные там ссылки). Однако в них молекулы SF_6 использовались для предварительного накопления колебательной энергии в результате их возбуждения импульсным излучением CO_2 -лазера. Молекулы SF_6 имеют интенсивную полосу поглощения в области 10.6 мкм (колебание ν_3 , частота $\approx 948\text{ см}^{-1}$ [43]). В последующем запасенная молекулами SF_6 энергия через моды ν_4 , резонансную с модой ν_3 молекул UF_6 , передавалась последним, что приводило к их возбуждению и диссоциации [2, 42].

В отличие от этого, в предлагаемом нами методе молекулы сенсibilизатора и молекулы $^{235}\text{UF}_6$ должны возбуждаться резонансным излучением CF_4 - или пара- H_2 -лазеров одновременно, что приводит к существенному увеличению эффективности диссоциации молекул $^{235}\text{UF}_6$ [16, 17, 23]. Поскольку энергия диссоциации молекул UF_6 (≈ 68 ккал/моль [44]) намного меньше энергии диссоциации молекул SF_6 (≈ 92 ккал/моль [45]), в процессе облучения смеси диссоциация молекул UF_6 будет происходить при значительно меньшей колебательной температуре, чем диссоциация молекул SF_6 . В результате, при небольшой плотности энергии возбуждающего лазерного излучения ($\Phi \leq 1.5\text{--}2$ Дж/см²) могут реализоваться условия, когда молекулы UF_6 будут диссоциировать, в то время как молекулы SF_6 не будут подвергаться диссоциации [16, 17, 23].

В газодинамически охлажденном молекулярном потоке для поступательной, вращательной и колебательной температур многоатомных молекул реализуются [46] условия: $T_{1,\text{tr}} \leq T_{1,\text{rot}} \leq T_{1,\text{vib}}$. В скачке уплотнения [47], из-за разницы в скоростях поступательной, вращательной и колебательной релаксаций [48], реализуются обратные неравновесные условия, а именно: $T_{2,\text{tr}} \geq T_{2,\text{rot}} \geq T_{2,\text{vib}}$ [1, 2, 24]. Числами 1 и 2 в нижних индексах обозначены температуры молекул соответственно в падающем потоке и в скачке уплотнения. При этом из-за большого времени колебательно-поступательной релаксации молекул (например, для SF_6 $\tau_{\text{v-T}} \approx 150$ мкс · торр [49], для UF_6 $\tau_{\text{v-T}} \approx 32$ мкс · торр [50]), колебательная температура молекул в скачке уплотнения в случае использования импульсного потока разреженного газа может практически не отличаться от колебательной температуры молекул в падающем потоке ($T_{2,\text{vib}} \approx T_{1,\text{vib}}$), в то время как поступательная и вращательная температуры молекул в скачке уплотнения значительно выше, чем в невозмущенном потоке: $T_{2,\text{tr}} > T_{1,\text{tr}}$ и $T_{2,\text{rot}} > T_{1,\text{rot}}$. Таким образом, в скачке уплотнения создаются новые неравновесные условия, которые характеризуются тем, что колебательная температура молекул существенно меньше поступательной и вращательной температур.

Для резонансного возбуждения колебательных состояний $2\nu_3$ и $3\nu_3$ молекул $^{235}\text{UF}_6$ излучением двух импульсных ИК лазеров необходимо [51], чтобы выполнялись соответственно следующие соотношения между частотами $\nu_{1\text{L}}$ и $\nu_{2\text{L}}$ излучения используемых лазеров и частотой ν_3 возбуждаемого колебания молекул $^{235}\text{UF}_6$:

$$\nu_{1\text{L}} + \nu_{2\text{L}} = 2\nu_3, \tag{1}$$

$$2\nu_{1\text{L}} + \nu_{2\text{L}} = 3\nu_3. \tag{2}$$

С использованием двух или трех лазеров, имеющих разные частоты излучения, сравнительно легко обеспечить резонансные условия для возбуждения высоких колебательных уровней молекул. Особенно просто это реализовать в условиях, когда используются лазеры высокого давления с плавной перестройкой частоты излучения. Необходимым условием для реализации таких экспериментов является точное знание частот (энергий) высоких колебательных уровней исследуемых молекул. Для молекул SF_6 [52] и UF_6 [53] такие данные были получены исследователями Лос-Аламосской научной лаборатории в ходе выполнения проектов по молекулярному лазерному разделению изотопов урана.

Преимущества процесса облучения молекул $^{235}\text{UF}_6$ с резонансно поглощающим излучением лазера сенсibilизатором SF_6 для увеличения эффективности их диссоциации поясняются рис. 1. На

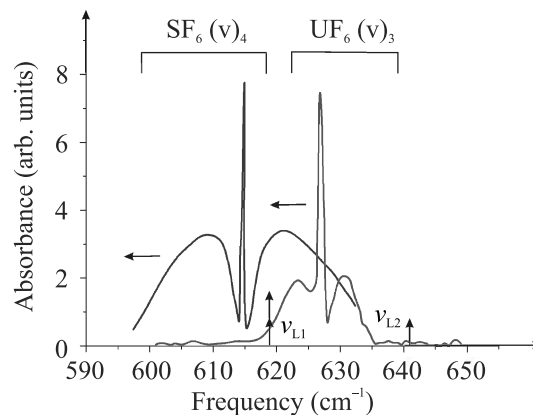


Рис. 1. (Цветной онлайн) Полоса ИК поглощения колебания ν_4 молекул SF_6 при температуре $T = 213$ К [54] и полоса ИК поглощения колебания ν_3 молекул UF_6 , охлажденных в сверхзвуковой газодинамической струе в смеси с аргоном при температуре $T \leq 130$ К [39]. Вертикальными стрелками показаны частотные положения линий генерации CF_4 -лазера, на которых предполагается возбуждать молекулы $^{235}\text{UF}_6$ в состояние $3\nu_3$ F_1 (1877.41 см⁻¹). Горизонтальными стрелками показано направление смещения полос поглощения молекул UF_6 и SF_6 в низкочастотную область при их колебательном возбуждении

нем показаны полоса ИК поглощения колебания ν_4 (частота 615 см⁻¹ [41, 54]) резонансно поглощающих излучение CF_4 -лазера молекул SF_6 при температуре $T = 213$ К [54] и полоса ИК поглощения колебания ν_3 (≈ 627.72 см⁻¹ [26]) молекул UF_6 , охлажденных в сверхзвуковой газодинамической струе в смеси с аргоном при температуре $T \leq 130$ К [39]. На рисунке 1 вертикальными стрелками показаны также

частотные положения линий генерации CF_4 -лазера (частоты – 618.2 см^{-1} и 640.9 см^{-1}), на которых предполагается возбуждать молекулы $^{235}\text{UF}_6$ в состояние $3\nu_3 F_1$ (1877.41 см^{-1}) (см. ниже). Горизонтальными стрелками показано направление смещения полос поглощения молекул UF_6 и SF_6 в низкочастотную область при их колебательном возбуждении.

Резонансное возбуждение молекул $^{235}\text{UF}_6$ в колебательные состояния $2\nu_3$ и $3\nu_3$ бихроматическим лазерным ИК излучением приводит из-за ангармонизма колебаний к смещению их полос ИК поглощения в низкочастотную область, совпадающую с полосой ИК поглощения колебания ν_4 молекул SF_6 . В результате этого для колебательно-возбужденных молекул $^{235}\text{UF}_6$ и молекул SF_6 реализуется процесс эффективного резонансного радиационно-столкновительного возбуждения молекул [16, 17, 23, 42]. Возбужденные лазером молекулы SF_6 за счет процесса колебательно-колебательного $V-V$ обмена энергией передают поглощенную энергию молекулам $^{235}\text{UF}_6$, приводя к увеличению их выхода диссоциации. Поскольку процесс $V-V$ обмена энергией между молекулами происходит в условиях малых частотных отстроек между колебательными переходами молекул SF_6 и UF_6 , передача энергии между молекулами очень эффективна [42, 55]. Этому способствуют также сравнительно большая плотность частиц в скачке уплотнения [$\approx (5-7) \times 10^{16}$ [23, 24]] и высокая колебательная и вращательная температуры молекул ($\geq 550\text{ К}$ [23, 24]).

3. Схемы и параметры резонансного возбуждения состояний $2\nu_3$ и $3\nu_3$ молекул $^{235}\text{UF}_6$. Состояния $2\nu_3$ и $3\nu_3$ молекул $^{235}\text{UF}_6$ нами вычислялись с учетом изотопического сдвига в полосе поглощения колебания ν_3 для $^{235}\text{UF}_6$ и $^{238}\text{UF}_6$ ($\Delta\nu_{is} = 0.604\text{ см}^{-1}$ [26]). В состоянии $2\nu_3$ изотопическое смещение считалось равным 1.21 см^{-1} , а в состоянии $3\nu_3$ – 1.81 см^{-1} . Уровни энергии $2\nu_3$ и $3\nu_3$ молекул $^{235}\text{UF}_6$ смещались в сторону более высоких энергий на указанные величины. С использованием двух ИК лазеров можно осуществить эффективное изотопно-селективное возбуждение колебательных состояний как $2\nu_3$, так и $3\nu_3$ $^{235}\text{UF}_6$ и $^{238}\text{UF}_6$ [18, 19]. Мы рассмотрим возбуждение только тех состояний $2\nu_3$ и $3\nu_3$ $^{235}\text{UF}_6$, через которые возможно резонансное возбуждение молекул теми же лазерными импульсами в более высокие колебательные состояния $4\nu_3$ и $6\nu_3$ $^{235}\text{UF}_6$.

На рисунке 2а приведена схема возбуждения колебательного состояния $3\nu_3 F_1$ молекул

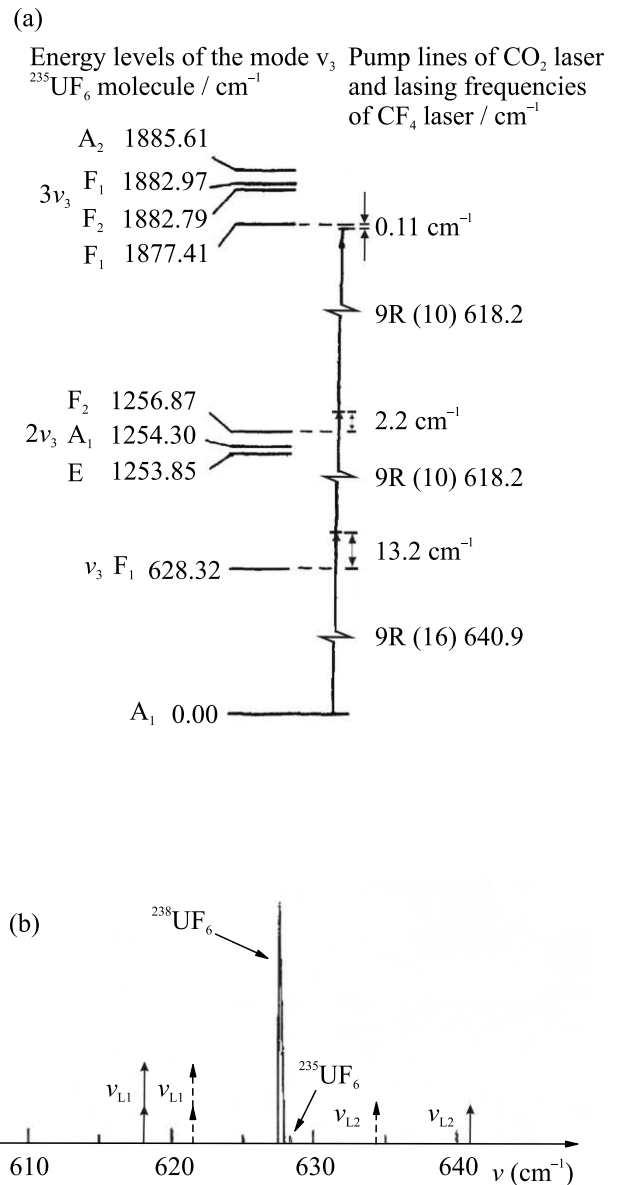


Рис. 2. (а) – Схема резонансного трехфотонного бихроматического возбуждения колебательного состояния $3\nu_3 F_1$ молекул $^{235}\text{UF}_6$ (1877.41 см^{-1} [53]) излучением двух CF_4 -лазеров. (б) – Частотное положение линий генерации CF_4 -лазеров для возбуждения состояния $3\nu_3 F_1$ $^{235}\text{UF}_6$ (сплошные стрелки) относительно Q-ветвей колебания ν_3 молекул $^{238}\text{UF}_6$ и $^{235}\text{UF}_6$ в газодинамически охлажденном молекулярном потоке при температуре $T \leq 50-70\text{ К}$ [27]. Частотное положение линий генерации пара- H_2 -лазеров для возбуждения состояния $3\nu_3 F_1$ $^{235}\text{UF}_6$ показано пунктирными стрелками

$^{235}\text{UF}_6$ (1877.41 см^{-1} [53]) излучением двух CF_4 -лазеров, работающих соответственно на частотах $\nu_{L1} \approx 618.2\text{ см}^{-1}$ и $\nu_{L2} \approx 640.9\text{ см}^{-1}$. Трехфотонное бихроматическое возбуждение указанного уровня

Таблица 1. Схемы резонансного двух-фотонного бихроматического возбуждения колебательных состояний $2\nu_3$ молекул $^{235}\text{UF}_6$ ИК излучением двух CF_4 -лазеров (схемы 1 и 2) и двух пара- H_2 -лазеров (схемы 3 и 4). При стимулированном комбинационном рассеянии на вращательных уровнях пара-водорода частота генерации CO_2 -лазера уменьшается на величину 354.33 см^{-1} [30]

Схема	Возбуждаемое состояние и его частота, см^{-1}	Частота CF_4 - /пара- H_2 - лазера ν_{L1} см^{-1}	Линия и частота CO_2 - лазера-1 накачки, см^{-1}	Частота CF_4 - /пара- H_2 - лазера ν_{L2} , см^{-1}	Линия и частота CO_2 - лазера-2 накачки, см^{-1}	Частотная отстройка в конечном состоянии $2\nu_3$, $\Delta\nu_{\text{fin}} = 2\nu_3 - (\nu_{L1} + \nu_{L2})$, см^{-1}	Частотные отстройки в ближайшие резонансные состояния $4\nu_3$, см^{-1}
1	$2\nu_3 \text{ A}_1$ (1254.30)	612.2	9R (14), 1074.65	642.4	9P (4), 1060.57	-0.30	+0.09 - A_1 -0.18 - E
2	$2\nu_3 \text{ F}_2$ (1256.87)	615.1	9R (12), 1073.28	641.9	9R (18), 1077.30	-0.13	-0.16 - F_2
3	$2\nu_3 \text{ E}$ (1254.05)	621.63	10R (20), 975.93	632.27	10R (38), 986.57	+0.15	-0.51 - A_1
4	$2\nu_3 \text{ E}$ (1254.05)	622.91	10R (22), 977.21	631.19	10R (36), 985.49	-0.05	-0.12 - A_1

Таблица 2. Схемы резонансного бихроматического возбуждения колебательных состояний $3\nu_3$ молекул $^{235}\text{UF}_6$ ИК излучением двух CF_4 -лазеров (схемы 1 и 2) и двух пара- H_2 -лазеров (схемы 3 и 4)

Схема	Возбуждаемое состояние и его частота, см^{-1}	Частота CF_4 - /пара- H_2 - лазера ν_{L1} см^{-1}	Линия и частота CO_2 - лазера-1 накачки, см^{-1}	Частота CF_4 - /пара- H_2 - лазера ν_{L2} , см^{-1}	Линия и частота CO_2 - лазера-2 накачки, см^{-1}	Частотная отстройка в конечном состоянии $3\nu_3$, $\Delta\nu_{\text{fin}} = 3\nu_3 - (2\nu_{L1} + \nu_{L2})$, см^{-1}	Частотные отстройки в ближайшие резонансные состояния $6\nu_3$, см^{-1}
1	$3\nu_3 \text{ F}_1$ (1877.41)	618.2×2	9R (10), 1071.90	640.9	9R (16), 1075.99	+0.11	-0.06 - A_1 -0.16 - E
2	$3\nu_3 \text{ F}_2$ (1882.78)	615.1×2	9R (12), 1073.28	652.2	9P (10), 1055.63	+0.38	+0.12 - A_1
3	$3\nu_3 \text{ F}_1$ (1877.41)	621.60×2	10R (20), 975.93	634.32	10R (42), 988.65	-0.11	-0.5 - A_1
4	$3\nu_3 \text{ F}_2$ (1882.79)	631.16×2	10R (36), 985.49	620.29	10R (18), 974.62	+0.18	-0.3 - A_1

$3\nu_3 \text{ F}_1$ реализуется с отстройкой по конечному состоянию $\Delta\nu_{\text{fin}} \approx 0.11 \text{ см}^{-1}$ ($2\nu_{L1} + \nu_{L2} = 1877.3 \text{ см}^{-1}$). На рисунке 2b показано (сплошными стрелками) для данного конкретного примера частотное положение линий генерации CF_4 -лазеров относительно Q-ветвей колебания ν_3 молекул $^{238}\text{UF}_6$ и $^{235}\text{UF}_6$ в газодинамически охлажденном молекулярном потоке при температуре $T \leq 50-70 \text{ K}$ [27]. Частотное положение линий генерации пара- H_2 -лазеров для возбуждения состояния $3\nu_3 \text{ F}_1$ $^{235}\text{UF}_6$ показано пунктирными стрелками. Отметим, что при выборе схем для резонансного возбуждения молекул нами учитывались только наиболее интенсивные линии излучения CF_4 -лазеров [56], а также пара- H_2 -лазеров. Частоты генерации лазеров ни в

отдельности, ни попарно не находятся в резонансе с низколежащими переходами молекул UF_6 .

В таблице 1 приведены предлагаемые нами возможные схемы резонансного двухфотонного бихроматического возбуждения колебательных состояний $2\nu_3$ $^{235}\text{UF}_6$ ИК излучением двух CF_4 -лазеров и двух пара- H_2 -лазеров, а в табл. 2 – схемы резонансного трехфотонного бихроматического возбуждения колебательных состояний $3\nu_3$ $^{235}\text{UF}_6$ ИК излучением двух CF_4 -лазеров и двух пара- H_2 -лазеров. Как видно из табл. 1 и 2, при использовании обоих типов лазеров можно осуществить резонансное возбуждение состояний $2\nu_3$ и $3\nu_3$ $^{235}\text{UF}_6$ с небольшой частотной отстройкой по конечному состоянию, что способствует достижению высокой селективности процесса

возбуждения молекул $^{235}\text{UF}_6$. Для всех приведенных в табл. 1 и 2 схем возбуждения состояний $2\nu_3$ и $3\nu_3$ $^{235}\text{UF}_6$ реализуется возможность резонансного заселения теми же лазерными импульсами состояний $4\nu_3$ и $6\nu_3$ $^{235}\text{UF}_6$. Реализация такой возможности является полезным фактором, поскольку при этом происходит [57] более эффективное возбуждение молекул в высокие колебательные состояния и последующая их диссоциация. Условия для оптимального изотопно-селективного заселения состояний $2\nu_3$ и $3\nu_3$ молекул $^{235}\text{UF}_6$ и $^{238}\text{UF}_6$ обсуждаются в работе [19].

4. Заключение. Предложен метод увеличения эффективности изотопно-селективной лазерной ИК диссоциации молекул $^{235}\text{UF}_6$ в неравновесных условиях скачка уплотнения, основанный на селективном возбуждении колебательных состояний $2\nu_3$ и $3\nu_3$ $^{235}\text{UF}_6$ бихроматическим излучением двух CF_4 - или пара- H_2 -лазеров и использовании резонансно поглощающего излучение этих лазеров сенсбилизатора – молекул SF_6 . Приведены схемы и параметры для резонансного двух- и трех-фотонного бихроматического возбуждения состояний $2\nu_3$ и $3\nu_3$ молекул $^{235}\text{UF}_6$, охлажденных в газодинамическом потоке до температуры $T \leq 100$ К излучением указанных лазеров. Результаты работы могут найти практическое применение при использовании лазерной ИК диссоциации молекул для разделения изотопов.

Автор выражает глубокую благодарность А. Н. Петину за помощь в работе над рисунками.

1. Г. Н. Макаров, УФН **185**, 717 (2015).
2. Г. Н. Макаров, УФН **192** (2022), в печати; <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.02.038942>.
3. J. W. Eerkens and J. Kim, AIChE Journal **56**, 2331 (2010).
4. Г. Н. Макаров, А. Н. Петин, Письма в ЖЭТФ **97**, 82 (2013).
5. P. Mathi, V. Parthasarathy, A. K. Nayak, J. P. Mittal, and S. K. Sarkar, Proc. Nat. Acad. Sci. India, Sect. A: Phys. Sci., **1** (2015), p. 1; DOI:10.1007/s40010-015-0249-6.
6. E. Ronander, H. J. Strydom, and R. L. Botha, Prama – Journal of Physics **82**(1), 49 (2014).
7. C. D. Ferguson and J. Boureston, <https://www.iranwatch.org/sites/default/files/perspex-fwi-Laser.pdf>
8. K. A. Lyakhov and A. N. Pechen, Appl. Phys. B **126**(8), 141 (2020).
9. J. Guo, Y.-J. Li, J.-P. Ma, X. Tang, and X.-S. Liu, Chem. Phys. Lett. **773**, 138572 (2021).
10. В. М. Апатин, В. Н. Лохман, Г. Н. Макаров, Н.-Д. Д. Огурок, Е. А. Рябов, Квантовая электроника **48**, 157 (2018).
11. В. М. Апатин, Г. Н. Макаров, Н.-Д. Д. Огурок, А. Н. Петин, Е. А. Рябов, ЖЭТФ **154**, 287 (2018).
12. V. N. Likhman, G. N. Makarov, A. L. Malinovskii, A. N. Petin, D. G. Poydashev, and E. A. Ryabov, Laser Phys. **28**, 105703 (2018).
13. Г. Н. Макаров, УФН **190**, 264 (2020).
14. В. Н. Лохман, Г. Н. Макаров, А. Н. Петин, Д. Г. Пойдашев, Е. А. Рябов, ЖЭТФ **155**, 216 (2019).
15. Г. Н. Макаров, А. Н. Петин, Письма в ЖЭТФ **111**, 361 (2020).
16. Г. Н. Макаров, А. Н. Петин, Письма в ЖЭТФ **112**, 226 (2020).
17. Г. Н. Макаров, А. Н. Петин, ЖЭТФ **159**, 281 (2021).
18. Г. Н. Макаров, Квантовая электроника **51**, 643 (2021).
19. Г. Н. Макаров, ЖЭТФ **160**, 786 (2021).
20. <http://www.silex.com.au>.
21. SILEX Process, www.chemeurope.com/en/encyclopedia/Silex_Process.html.
22. SILEX Uranium Enrichment, SILEX Annual Report 2019, <http://www.silex.com.au>.
23. Г. Н. Макаров, А. Н. Петин, Письма в ЖЭТФ **115**, 292 (2022).
24. Г. Н. Макаров, УФН **173**, 913 (2003).
25. Г. Н. Макаров, А. Н. Петин, Квантовая электроника **46**, 248 (2016).
26. J. P. Aldridge, E. G. Brock, H. Filip et al. (Collaboration), J. Chem. Phys. **83**, 34 (1985).
27. R. J. Jensen, P. Judd O'Dean, and J. A. Sullivan, Los Alamos Science **4**, 2 (1982).
28. J. J. Tjee and C. Wittig, Appl. Phys. Lett. **30**, 420 (1977).
29. J. J. Tjee, T. A. Fischer, and C. Wittig, Rev. Sci. Instrum. **50**, 958 (1979).
30. R. L. Byer, IEEE J. Quantum Electron. **12**, 732 (1976).
31. W. R. Trutna and R. L. Byer, Appl. Opt. **19**, 301 (1980).
32. G. A. Laguna, K. C. Kim, C. W. Patterson, M. J. Rausfeld, and D. M. Seitz, Chem. Phys. Lett. **75**, 357 (1980).
33. J. W. Eerkens, R. P. Griot, J. H. Hardin, and R. G. Smith, in *Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest*, Optical Society of America (1986); <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=CLEO-1986-TUI4>.
34. B.-y. Xu, Y. Liu, W.-b. Dong, Ch.-f. Zheng, Y.-y. Zhao, G.-yh. Wang, and H.-sh. Qian, INIS (International Nuclear Information System) **21** (20), 1990; https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:21077879.
35. O. V. Budilova, A. A. Ionin, I. O. Kinyaevskiy, Yu. M. Klimachev, A. A. Kotkov, and A. Yu. Kozlov, Opt. Commun. **345**, 163 (2015).

36. I. Y. Varanov and A. V. Koptev, Proc. SPIE **7915**, 7915F (2011); <https://doi.org/10.1117/12871578>.
37. С. С. Алимпов, С. М. Никифоров, Б. Г. Сартаков, Э. М. Хохлов, А. Л. Штарков, Квантовая электроника **12**, 434 (1985).
38. V. M. Apatin, V. N. Lohman, and G. N. Makarov, Laser Chem. **5**(4), 231 (1985).
39. Y. Okada, S. Tanimura, H. Okamura, A. Suda, Y. Tashiro, and R. Takeuchi, J. Mol. Struct. **410–411**, 299 (1997).
40. W. B. Person and K. C. Kim, J. Chem. Phys. **69**, 1764 (1978).
41. K. C. Kim, W. B. Person, D. Seitz, and B. J. Krohn, J. Mol. Spectrosc. **76**, 322 (1979).
42. R. S. Karve, S. K. Sarkar, K. V. S. Rama Rao, and J. P. Mittal, Appl. Phys. B **53**, 108 (1991).
43. K. Kim, R. S. McDowell, and W. T. King, J. Chem. Phys. **73**, 36 (1980).
44. D. Hildenbrand, J. Chem. Phys. **66**, 4478 (1977).
45. S. W. Benson, Chem. Rev. **78**, 23 (1978).
46. J. B. Anderson, *Molecular beams from nozzle sources*, in *Gasdynamics, Molecular Beams and Low Density Gasdynamics*, ed. by P. P. Wegener, Marcel Dekker, N.Y. (1974).
47. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Наука, М. (1966).
48. Е. В. Ступоченко, С. А. Лосев, А. И. Осипов, *Релаксационные процессы в ударных волнах*, Наука, М. (1965).
49. J. I. Steinfeld, I. Burak, D. G. Sutton, and A. V. Nowak, J. Chem. Phys. **52**, 5421 (1970).
50. H. E. Bass, F. D. Shields, W. D. Breshears, and L. B. Asprey, J. Chem. Phys. **67**, 1136 (1977).
51. В. С. Летохов, В. П. Чеботаев, *Принципы нелинейной лазерной спектроскопии*, Наука, М. (1975).
52. C. W. Patterson, B. J. Krohn, and S. N. Pine, Opt. Lett. **6**, 39 (1981).
53. B. J. Krohn, R. S. McDowell, C. W. Patterson, N. G. Nereson, M. J. Raisfield, and K. C. Kim, J. Mol. Spectrosc. **132**, 285 (1988).
54. V. Boudon, G. Pierre, and H. Burger, J. Mol. Spectr. **205**, 304 (2001).
55. B. H. Mahan, J. Chem. Phys. **46**, 98 (1967).
56. R. S. McDowell, C. W. Patterson, C. R. Jones, M. I. Buchwald, and J. M. Telle, Opt. Lett. **4**, 274 (1979).
57. В. М. Апатин, В. Н. Лохман, Г. Н. Макаров, *Оптика и спектроскопия* **63**, 762 (1987).