

А.А. Артемов, Н.Ф. Борисова, В.М. Осипов

ХАРАКТЕРИСТИКИ АТМОСФЕРНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ ЙОДНОГО ФОТОДИССОЦИАТИВНОГО ЛАЗЕРА

Рассмотрен спектральный состав излучения различных типов йодного фотодиссоциативного лазера. На основе экспериментальных данных о параметрах линий поглощения атмосферы определен спектральный ход коэффициента поглощения. Показано, что наименьшее поглощение в атмосфере испытывает лазер с накачкой излучением плазмы сильноточного разряда.

При создании лазеров, пригодных для работы на протяженных атмосферных трассах, необходимо использовать такие лазерные излучатели, частоты генерации которых приходятся на окна прозрачности атмосферы.

К их числу относятся йодные фотодиссоциативные лазеры (ФЛ), инверсная заселенность в которых осуществляется в системе сверхтонкой структуры (СТС) уровней магнитодипольного радиационного перехода атома йода $^2P_{1/2} - ^2P_{3/2}$. Спектральный состав излучения лазеров этого типа в сильной степени зависит от величины магнитного поля [1], степень локализации которого в активной зоне ФЛ, в свою очередь, определяется конструктивными особенностями ФЛ и способами его возбуждения.

Эти характерные особенности ФЛ позволяют осуществлять перестройку спектрального состава излучения в пределах $\Delta\nu \sim 0,5 \text{ см}^{-1}$ относительно простыми и доступными средствами. Следовательно, существует возможность управления потерями при транспортировке излучения ФЛ через атмосферу, поскольку величина коэффициента молекулярного поглощения атмосферы носит резко выраженный селективный характер [2] и поэтому весьма чувствительна к спектральному составу лазерного излучения.

В настоящей работе на основе экспериментальных данных о спектральном составе излучения наиболее характерных типов ФЛ и о значениях коэффициентов молекулярного поглощения атмосферы выполнены оценки поглощения лазерного излучения для различных атмосферных трасс.

1. Спектральные характеристики основных типов ФЛ

а. При отсутствии внешних магнитных полей структура рабочего перехода $^2P_{1/2} - ^2P_{3/2}$ единственно стабильного изотопа атома J^{127} , обладающего спином ядра $I = 5/2$, определяется сверхтонким расщеплением термов $^2P_{1/2}$ и $^2P_{3/2}$ на $(2I+1) = 6$ подуровней (см. рис. 1, а). В соответствии с правилами отбора $\Delta F = 0, \pm 1$, где F — полный момент атома, спектр люминесценции содержит 6 линий [3], среди которых наиболее интенсивная соответствует переходу $F' = 3 \rightarrow F = 4$.

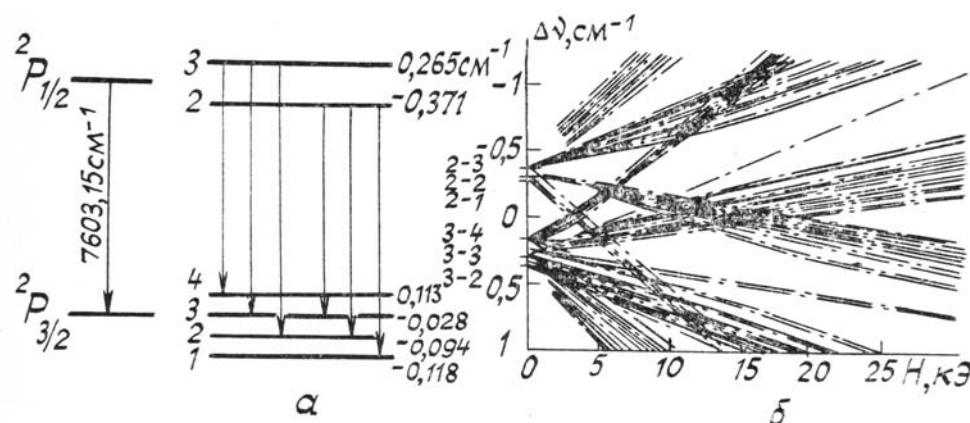


Рис. 1. Сверхтонкая структура переходов йодного фотодиссоциативного лазера (а — при отсутствии магнитного поля; б — зеемановское расщепление при стационарных магнитных полях до 30 кЭ)

Вместе с тем спектр индуцированного излучения ФЛ с «безмагнитной» накачкой (к числу которых относятся и йодные лазеры с солнечной [4] или химической [5] накачкой) формируется в процессе конкуренции переходов, обусловленной различными скоростями релаксации между подуровнями основного и возбужденного состояний. Поэтому в реальных условиях работы лазера, когда ско-

рость перемешивания подуровней нижнего рабочего состояния ${}^2P_{3/2}$ значительно превышает скорость релаксации подуровней состояния ${}^2P_{1/2}$ [6], спектр состоит преимущественно из одной компоненты, соответствующей наиболее сильному переходу $F' = 3 \rightarrow F = 4$. Контур линии генерации лазеров этого типа (см. контур *a* на рис. 2) обусловлен столкновительным уширением и имеет лорентцевскую форму с полушириной на полувывоте $\gamma = 0,02 \div 0,03 \text{ см}^{-1}$. Экспериментально измеренное положение центра контура генерации несколько отличается от расчетного и составляет $7603,314 \text{ см}^{-1}$.

б. Другая группа лазерных излучателей на атомарном йоде содержит источники оптической накачки, порождающие в активной среде ФЛ значительные магнитные поля. Структура рабочего перехода в магнитном поле характеризуется радикальными изменениями, обусловленными зеемановским расщеплением, сдвигом и перекрытием компонент СТС перехода ${}^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}$. Спектр частот перехода ${}^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}$ в постоянном магнитном поле величиной до 30 кЭ, рассчитанный в [7] для σ - и π -переходов (согласно правилам отбора в слабых, переходных и сильных полях), приведен на рис. 1,б. В реальных условиях работы лазера, когда источники оптической накачки формируют нестационарные во времени и неоднородные по сечению активной среды магнитные поля, спектр индуцированного излучения на переходе ${}^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}$ имеет в общем случае многокомпонентный и нестационарный характер.

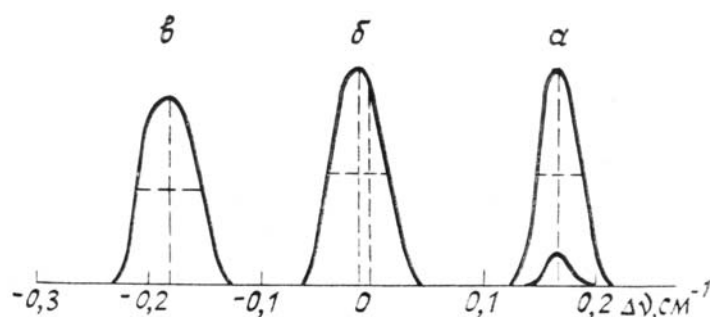


Рис. 2. Форма контура генерации различных типов ФЛ (величина смещения $\Delta\nu$ определена относительно центра мультиплета ${}^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}$, $\bar{\nu} = 7603,15 \text{ см}^{-1}$)

Наиболее характерным типом йодного лазера с «магнитной» накачкой являются ФЛ с накачкой излучением плазмы сильнооточного разряда, развивающегося непосредственно в активной среде лазера [8]. В таких излучателях областью генерации является кольцевая зона, прилегающая к плазме и движущаяся в активной среде по мере расширения плазменного канала. При использовании мощных сильнооточных разрядов в лазерах этого типа удается реализовать условия, при которых величину магнитного поля тока плазмы в зоне генерации локализуют в диапазоне $10 \text{ кЭ} < H < 20 \text{ кЭ}$. В этом случае, благодаря процессам конкуренции переходов, экспериментально наблюдаемый спектр излучения ФЛ содержит преимущественно одну, уширенную магнитным полем квазимонохроматическую линию генерации, соответствующую области перекрытия переходов $F' = 2 \rightarrow F = 2$ и $F' = 3 \rightarrow F = 3$. Контур данной линии с частотой, соответствующей центру тяжести мультиплета $\bar{\nu} = 7603,15 \text{ см}^{-1}$, и полушириной $\gamma = 0,05 \div 0,06 \text{ см}^{-1}$ хорошо аппроксимируется лорентцевской зависимостью (контур типа *б* на рис. 2).

в. Еще одним характерным типом ФЛ, представляющим интерес в связи с максимальными для ФЛ значениями КПД и возможностью реализовать в лазерах этого типа импульсно-периодического режима, являются йодные лазеры с накачкой излучения ксеноновых ламп низкого давления, работающих в режиме *z*-пинча [9]. Ксеноновая плазма в лампах формируется колебательным сильнооточным электрическим разрядом, порождающим в активной зоне лазера нестационарные магнитные поля напряженностью до $H \leq 10 \text{ кЭ}$.

Измерения кинетики спектрального состава излучения такого типа ФЛ показывают, что за время первого полупериода тока разряда (в течение которого излучается 90% лазерной энергии) генерация идет на смещаемых от центра тяжести мультиплета в сторону меньших волновых чисел ($\Delta\nu > 0,18 \text{ см}^{-1}$) компонентах, соответствующих области перекрытия зеемановских подуровней $F' = 2 \rightarrow F = 2$ и $F' = 3 \rightarrow F = 4$ при локализации магнитного поля в зоне генерации в диапазоне $5 \text{ кЭ} < H < 10 \text{ кЭ}$. При прохождении тока разряда через 0 наблюдается кратковременный всплеск излучения с частотой, соответствующей частоте невозмущенного магнитным полем перехода $F' = 3 \rightarrow F = 4$. При этом энергия лазерного излучения, содержащаяся в моноимпульсе, составляет $\sim 10 \div 15\%$ от всей излучаемой лазером энергии. Исходя из вышеизложенного, спектральный состав излучения ФЛ с мощной ламповой накачкой можно аппроксимировать двумя компонентами с лорентцевской формой линии, одна из которых ($\nu_1^b = 7602,97 \text{ см}^{-1}$) смещена от центра тяжести мультиплета на $\Delta\nu = -0,18 \text{ см}^{-1}$ и содержит 85÷90% энергии лазерного излучения, а другая ($\nu_2^b = 7603,314 \text{ см}^{-1}$) совмещена с частотой невозмущенного магнитным полем перехода $F' = 3 \rightarrow F = 4$ (контур типа *в* на рис. 2).

2. Поглощение излучения ФЛ на атмосферных трассах

В настоящее время значительное число публикаций, посвященных определению коэффициента поглощения атмосферных газов на частоте генерации йодного лазера $\nu_0 = 7603,314 \text{ см}^{-1}$ (см., например, литературу к [10]). Для оценок поглощения квазимонохроматического излучения ФЛ с различным спектральным составом необходимо знать спектральный ход коэффициента поглощения (т.е. вид функции K_ν), в соответствующем частотном интервале, а также изменение этой функции с высотой. Подобную информацию получают на основе данных о параметрах спектральной линии атмосферных газов. Несмотря на постоянную работу по исправлению и дополнению данных [11], параметры относительно слабых линий нередко содержат значительные ошибки. Поэтому при формировании исходной базы данных о параметрах спектральных линий мы использовали результаты экспериментальных работ [2, 10] для корректировки параметров спектральных линий водяного пара в [11]. (поглощение линиями CO_2 , CH_4 и H_3 в этой области спектра значительно слабее, и возможные ошибки в значениях их параметров практически не скажутся на точности расчетов атмосферного поглощения).

В [2] определены абсолютные интенсивности и полуширины семи наиболее сильных линий паров H_2O в области $7600-7608 \text{ см}^{-1}$. В [10] указаны относительные значения величины вклада более слабых линий H_2O (в том числе линии изотопа H_2O) в поглощение на частоте $7603,14 \text{ см}^{-1}$. Многие из этих линий отсутствуют в [11]. Между тем две из них лежат непосредственно в области генерации ФЛ и, следовательно, определяют поглощение в этой области.

Приведенные в [10] данные дают возможность рассчитать относительные интенсивности этих линий. Для их нормировки мы использовали значение интенсивности линий на частоте $\nu = 7602,352 \text{ см}^{-1}$, определенные в [2] и равные $S = 1,15 \cdot 10^{-23} \text{ см}^{-1}/\text{мол} \cdot \text{см}^{-2}$. В таблице приведены значения параметров линий H_2O , рассчитанные таким способом ($S_{\text{расч}}$) и использованные для корректировки данных компиляции [11].

Параметры линий H_2O в области генерации ФЛ

Частота, см^{-1}	$S_{\text{расч}}$	$S_{\text{комп}}$ [11]	S [2]	$\gamma_{\text{H}_2\text{O}-\text{воздух}}$ [10]
7602,352	$1,15 \cdot 10^{-23}$	$1,52 \cdot 10^{-23}$	$1,15 \cdot 10^{-23}$	0,08
7602,82	$5,41 \cdot 10^{-25}$	—	—	0,08
7603,32	$1,32 \cdot 10^{-25}$	—	—	0,08
7603,58	$0,17 \cdot 10^{-25}$	—	—	0,046
7604,992	$1,1 \cdot 10^{-23}$	$2,26 \cdot 10^{-23}$	$1,34 \cdot 10^{-23}$	0,067
7605,809	$0,93 \cdot 10^{-23}$	$0,787 \cdot 10^{-23}$	$1,04 \cdot 10^{-23}$	0,081

Примечание. Значения S приведены в $\text{см}^{-1}/\text{мол} \cdot \text{см}^{-2}$, γ — в $\text{см} \cdot \text{атм}^{-1}$.

На этой основе были проведены расчеты пропускания вертикальной атмосферной трассы для излучения ФЛ с различным спектральным составом. Алгоритм программы расчета, кратко описанный ранее в [12], был несколько изменен. Для увеличения скорости вычислений функции пропускания $T_{\Delta\nu}$ квазимонохроматического излучения с контуром линии генерации $g(\nu, \nu_0)$ на трассе от уровня z_1 до уровня z_2 :

$$T_{\Delta\nu} = \int_{\Delta\nu} g(\nu, \nu_0) T(\nu) d\nu = \int_{\Delta\nu} g(\nu, \nu_0) \cdot \exp\left\{-\int_{z_1}^{z_2} \sum_{i,j} K_i^j(\nu, z) dz\right\} d\nu, \quad (1)$$

был использован следующий способ ограничения числа линий i , по которым ведется суммирование в выражении (1). Для каждой i -и линии поглощения j -го газа, лежащей внутри интервала интегрирования $\Delta\nu$, рассчитывалась эквивалентная ширина линии в приближении «слабой линии», т.е. величина $S_{ij} \cdot U_j$, где S_{ij} — интенсивность линии, U_j — общее содержание j -го газа в атмосфере. Для линий, лежащих вне интегрирования, рассчитывался вклад в коэффициент поглощения на ближайшей границе интервала. Если полученные значения превышали некоторый наперед заданный уровень, эти линии включались в расчет. При интегрировании использовался метод Симпсона с постоянным (при интегрировании по частоте) или автоматически (при интегрировании по высоте) выбранным шагом. В расчетах использовалась модель атмосферы для лета средних широт.

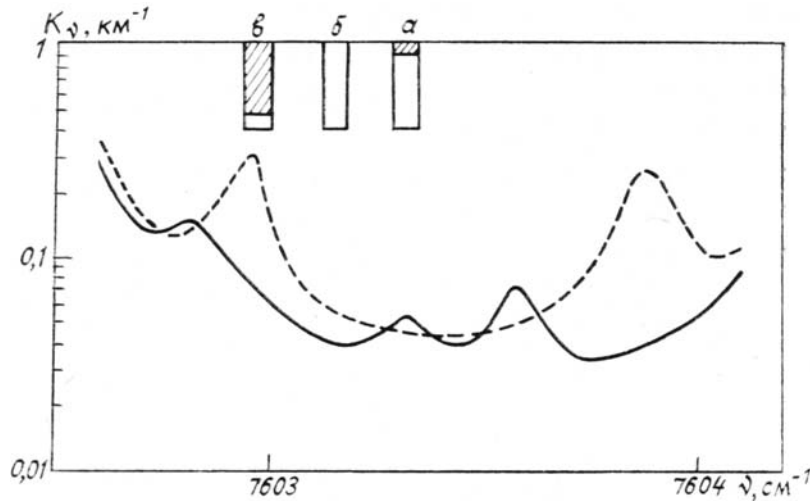


Рис. 3

На рис. 3 представлен рассчитанный нами спектральный ход коэффициента поглощения атмосферы в приземном слое при влажности 9,8 г/кг (сплошная кривая). Штриховой кривой представлены результаты расчетов на основе данных компиляции AFGL [11]. Видно, что учет экспериментальных данных [2, 10] о параметрах линий H_2O существенно изменил вид функции K_v в этом спектральном интервале. Отметим, что рассчитанное нами значение K_v на частоте $7603,14 \text{ см}^{-1}$ соответствует величине сечения поглощения $\sigma = 1,07 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, что очень хорошо согласуется с экспериментальными результатами [10, 13], равными $1,1 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ и $1,15 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ соответственно.

Рассмотрим теперь, как скажутся на величине пропускания особенности структуры спектра излучения ФЛ. На рис. 3 указаны области генерации контуров типа *a*, *b*, *v* (заштрихованная часть), границы которых соответствуют ширине лорентцевского контура на его полувысоте. Из рис. 3 видно, что наименьшее поглощение в атмосфере должно испытывать излучение на частоте $7603,13 \text{ см}^{-1}$ (область *б*), т. е. ФЛ с накачкой излучением плазмы сильноточного разряда. Несколько худшие (для задач транспортировки излучения) перспективы имеет лазер с накачкой излучением ксеноновой лампы, поскольку сдвиг контура генерации в область меньших частот приближает частоту генерации к центру линии водяного пара $\nu = 6702,82 \text{ см}^{-1}$.

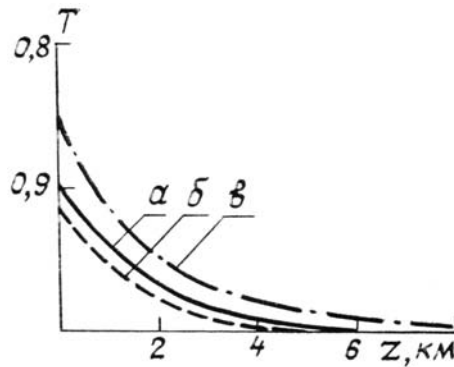


Рис. 4. Пропускание вертикальной атмосферной трассы от уровня Земли до высоты z для излучения различных типов ФЛ

Точные расчеты функции пропускания для рассмотренных выше контуров излучения ФЛ подтверждают эти выводы. На рис. 4 представлены результаты расчетов пропускания вертикальной атмосферной трассы, уходящей с уровня z до верхней границы атмосферы. Видно, что поглощение атмосферы возрастает вдвое (с 7 до 14%) при переходе от лазера с контуром генерации *б* к лазеру с контуром генерации *в*.

Таким образом, для снижения потерь на поглощение при транспортировке излучения йодного фотодиссоциативного лазера через атмосферу целесообразно использовать те типы лазеров, частоты генерации которых находятся в области $7603,1 \div 7603,2 \text{ см}^{-1}$ или $7603,7 \div 7603,9 \text{ см}^{-1}$, например ФЛ с накачкой излучением плазмы сильноточного разряда. Отметим, что существенный прогресс в области разработки сверхпроводящих материалов делает вполне реальными перспективы перестройки частоты генерации ФЛ в более широком спектральном интервале ($1 \div 2 \text{ см}^{-1}$).

1. Белоусова И.М., Бобров Б.Д., Киселев В.М., Курзенков В.Н., Крепостнов П.И. //ЖЭТФ. 1973. № 65. С. 524.
2. Борисова Н.Ф., Букова Е.С., Василевский К.П., Цуканов В.В. // VIII Всесоюз. симпоз. по молекулярной спектроскопии высокого и сверхвысокого разрешения. (Тезисы докл.). Красноярск, 1987. С. 157–161.
3. Зуев В.С., Катулин В.А., Носач В.Ю., Носач О.Ю. //ЖЭТФ. 1972. Т. 5. № 62. С. 1673.
4. Залесский В.Ю. //Квантовая электроника. 1983. Т. 10. № 6. С. 1097.
5. Benard D.J., Mc Dermott W.E., Pchelkin N.R., Bousek R.R. //Appl. Phys. Lett. 1979. V. 34. P. 40.
6. Алексеев В.А., Андреева Г.А., Волков В.Н., Юков Е.А. //ЖЭТФ. 1972. Т. 63. 2 (8). С. 452.
7. Курзенков В.Н., Скляр О.П. //Квантовая электроника. 1982. Т. 9. № 6. С. 1140.
8. Борович Б.Л., Зуев В.С., Катулин В.А., Михеев Л.Д., Николаев Ф.А., Носач О.Ю., Розанов В.Б. Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника. М.:ВИНИТИ. 1978. Т. 15. С. 155.
9. Данилов О.Б., Жевлаков А.П., Тульский С.А., Ячев И.Л. //Квантовая электроника. 1982. № 6. С. 1245.
10. Bragg S.L., Kelley J.D. //Appl. Opt. 1987. V. 26. № 3. P. 506.
11. Rothman L.S. //Appl. Opt. 1981. V. 20. № 5. P. 791.
12. Борисова Н.Ф., Осипов В.М., Павлов Н.И. //Квантовая электроника. 1985. Т. 12. № 12. С. 2505.
13. Коротченко Е.А., Куров А.Ю., Николаев В.Д., Пономарев Ю.Н., Свистун М.П., Тихомиров Б.А. //Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 1. С. 139.

Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова,
Ленинград

Поступила в редакцию
15 августа 1989 г.

A.A. Artemov, N.F. Borisova, V.M. Osipov. Atmospheric Absorption Characteristics for Radiation of Different Types of the Iodine Photodissociative Lasers.

The paper deals with the analysis of radiation spectra of different types of the iodine photodissociative lasers. It is shown based on the experimental data on the atmospheric absorption lines that the lowest absorption undergoes in the atmosphere the radiation of the iodine photodissociative laser with the high current discharge plasma pumping.