

Исследование спектров излучения в цезиевой лампе высокого давления с импульсно-периодическим разрядом

© А.А. Богданов, А.М. Марциновский, И.И. Столяров

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: a.bogdanov@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 28 марта 2024 г.
В окончательной редакции 12 июля 2024 г.
Принято к публикации 31 июля 2024 г.

Зарегистрированы спектры излучения цезиевой лампы высокого давления в импульсно-периодическом разряде. Показано, что при увеличении мощности разряда в спектре появляются провалы, вызванные поглощением молекулами димеров цезия. Эти молекулы находятся в холодном пристеночном слое, в котором в конце импульса сосредотачивается большая часть атомов. Измерение поглощения в диффузных полосах с длинами волн 707, 713 и 719 nm позволило оценить концентрацию атомов цезия в разряде с помощью известных приведенных коэффициентов поглощения.

Ключевые слова: спектр излучения, полоса поглощения, молекула димера цезия, концентрация атомов.

DOI: 10.61011/JTF.2024.10.58859.105-24

Введение

Цезиевые лампы обладают высоким индексом цветопередачи и достаточно высокой светоотдачей. При этом они излучают также и в ультрафиолетовой части спектра (280–350 nm), что делает их перспективными для применения в высоких широтах. Одновременно с освещением в помещениях они будут восполнять неблагоприятно влияющий на здоровье дефицит ультрафиолетового (УФ) облучения [1]. Для исследования и оптимизации режимов работы таких ламп, а также для разработки их оптимальной конструкции необходима диагностика основных параметров лампы, к которым относятся давление паров цезия p_{Cs} (концентрация атомов цезия n_{Cs}) в рабочем режиме, концентрация электронов n_e и температура электронов T_e . Параметры плазмы n_e и T_e можно определять с помощью рекомбинационного континуума [2,3].

Давление насыщенных паров цезия p_{Cs} в экспериментальных приборах с цезиевым наполнением задается обычно температурой специального отростка с избытком жидкого цезия T_c (температура холодной точки). Температура холодной точки T_c обычно на 20–30 K меньше температуры прибора. В цезиевой лампе разряд горит в цилиндрической сапфировой горелке, заключенной в охранную цилиндрическую кварцевую колбу. В лабораторном макете лампы эта колба присоединялась к откачному посту, что позволяло сравнительно просто организовать вывод концов термопары. В рабочих режимах колба откачивалась. Предварительные эксперименты показали, что холодная точка находится на одном из концов горелки, к которому и присоединялась термопара, измерявшая температуру, а, следовательно, и равновесное давление p_{Cs} . Конструкция откачанной экспериментальной цезиевой лампы приближена к при-

меняемой на практике и не позволяет использовать такой простой способ определения p_{Cs} .

Очевидно, что с ростом электрической мощности, подводимой к лампе, увеличивается температура горелки, а, следовательно, и давление p_{Cs} . При экспериментальном исследовании различных режимов работы цезиевой лампы мощность, подводимая к лампе, меняется в 10 и более раз. Предварительные эксперименты и оценки показывают, что давление цезия меняется в этих режимах примерно в 100 раз. Отсюда ясно, что даже для простой ориентировки необходима независимая диагностика давления паров Cs хотя бы и с большой погрешностью. Очевидно, что без существенного и весьма трудоемкого изменения конструкции лампы только оптическая диагностика может решить указанную задачу. Причем такие измерения должны проводиться на работающей лампе в условиях собственного интенсивного излучения лампы в импульсе, что крайне затрудняет пассивную диагностику с помощью просвечивания лампы посторонним источником. С другой стороны, собственное излучение лампы может содержать полезную информацию о концентрации атомов цезия n_{Cs} . Целью настоящей работы является разработка оптических методов диагностики p_{Cs} (n_{Cs}) с использованием особенностей разряда в парах цезия.

1. Техника эксперимента

Цезиевая лампа, как указано выше, состоит из цилиндрической монокристаллической сапфировой горелки, заключенной в охранную цилиндрическую кварцевую колбу. Токовводы электродов выведены в противоположные стороны колбы. Внутренний диаметр горелки 5 mm, межэлектродное расстояние 22 mm. В процессе работы от специального генератора на электроды пода-

ются импульсы линейно нарастающего тока переменной полярности. Амплитуда этих импульсов может меняться до 150 А, длительность в диапазоне 15–50 μs , частота следования 12–1500 Hz. В горелку перед запайкой вводился Cs и напускался ксенон Хе при давлении 20 Torr. Хе необходим для поджига холодной лампы. Регистрация спектра излучения лампы осуществлялась с помощью монохроматора МДР-23, изображение лампы фокусировалось с помощью кварцевой линзы на входную щель монохроматора. Приемником излучения служил ФЭУ-79. Метод стробируемого интегрирования позволял записывать спектры в разные моменты импульса тока и после его окончания в распадающейся плазме с временным разрешением 1 μs . Система сбора и обработки информации позволяла также регистрировать зависимости от времени тока и напряжения на лампе, а также излучения лампы на заданной длине волны.

В работающей цезиевой лампе применить метод полного поглощения [4] для определения концентрации атомов цезия оказалось практически невозможно, поскольку яркость самой лампы намного превышает яркость источника непрерывного спектра (ленточная лампа с максимальной калиброванной яркостной температурой 2431 К для тока лампы 7 А). Для регистрации сигнала ленточной лампы с приемлемой точностью даже в промежутках между импульсами, когда собственное излучение цезиевой лампы очень сильно уменьшается, необходимо использовать достаточно большие ширины щелей монохроматора. При таких щелях очень интенсивное излучение во время импульсов приводит к быстрой деградации ФЭУ.

2. Модель

В спектре собственного излучения лампы содержатся детали, которые могут помочь определить концентрацию атомов. В частности, в этих спектрах были обнаружены провалы, вызванные поглощением молекулами Cs₂ [3]. Поглощение молекулами Cs₂, а также димерами других щелочных металлов было обнаружено давно и достаточно подробно исследовано [5–7]. Такие исследования проводились с помощью сосудов, заполненных парами цезия. Сосуд (либо целиком сапфировый, либо с сапфировыми окнами) просвечивался излучением постороннего источника с непрерывным спектром. Давление цезия задавалось температурой сосуда, при этом использовались режимы с равновесным паром и с перегретым паром, когда весь цезий в сосуде испарялся при некоторой критической температуре T_c и при дальнейшем росте T концентрация атомов в сосуде не изменялась. В таких режимах регистрировалась зависимость поглощения от температуры.

При исследовании цезиевой лампы ситуация отличается от описанной простой схемы измерения спектра поглощения. После поджига лампа начинает нагреваться и постепенно (за несколько минут) выходит на уста-

новившийся тепловой режим. Цезий вводится в лампу в избытке, поэтому с ростом температуры горелки давление цезия также монотонно растет. В установившемся тепловом режиме общее количество пара цезия в горелке уже не меняется, хотя распределение цезия по радиусу претерпевает существенные изменения на протяжении периода. За время импульса тока температура плазмы на оси горелки увеличивается до $(5–10) \cdot 10^3$ К, в некоторых режимах до $15 \cdot 10^3$ К. Распределение температуры по радиусу горелки достаточно пологое, только в сравнительно узкой пристеночной области она быстро уменьшается до температуры внутренней стенки горелки, которая не превышает 1500–2000 К. Это приводит к сильному уменьшению концентрации тяжелой компоненты (атомы и ионы) в приосевой области и, наоборот, к резкому увеличению этой концентрации в узком пристеночном слое. При этом концентрация электронов резко падает к стенке, и вместе с ней излучение рекомбинационного континуума из этого слоя. Таким образом, в работающей цезиевой лампе собственное непрерывное излучение из горячей центральной области просвечивает холодный пристеночный слой атомов.

Как показало наше экспериментальное определение температуры в цезиевой лампе [3], после окончания импульса тока температура плазмы на оси горелки быстро (за 30–50 μs) падает до 2000–3000 К, концентрация тяжелой компоненты выравнивается по радиусу, однако общее количество атомов цезия в объеме не изменяется.

3. Результаты измерений

На рис. 1 показаны спектры лампы, зарегистрированные в конце импульса тока, для режимов с амплитудой тока $I_m = 90$ А и длительностью импульса $\tau = 50 \mu\text{s}$ при увеличении средней электрической мощности разряда P (за счет роста частоты следования импульсов от 400 до 584 Hz). В спектры введена поправка, учитывающая чувствительность системы регистрации. Для всех спектров входная и выходная щели монохроматора одинаковы (в необходимых случаях сделан перерасчет). Из рис. 1 видно, что с ростом P и температуры горелки (растет давление) увеличивается интегральное излучение лампы при практически неизменном общем виде непрерывного спектра. В то же время можно заметить и весьма существенные отличия в представленных спектрах. Прежде всего, это относится к линиям. С ростом мощности P и давления большинство линий как Cs, так и Хе ослабевает. Все дублеты главной серии CsI $6s - np$ ($n = 6–12$) видны в виде провалов в непрерывном спектре. В трех первых дублетах поглощается 100% излучения, с ростом мощности P полосы поглощения расширяются, постепенно компоненты дублета сливаются. Для иллюстрации на рис. 2 показан участок спектра со вторым резонансным дублетом. Подробное рассмотрение всех спектров во всем диапазоне длин волн показывает, что на фоне непрерывного излучения появляются и увеличиваются

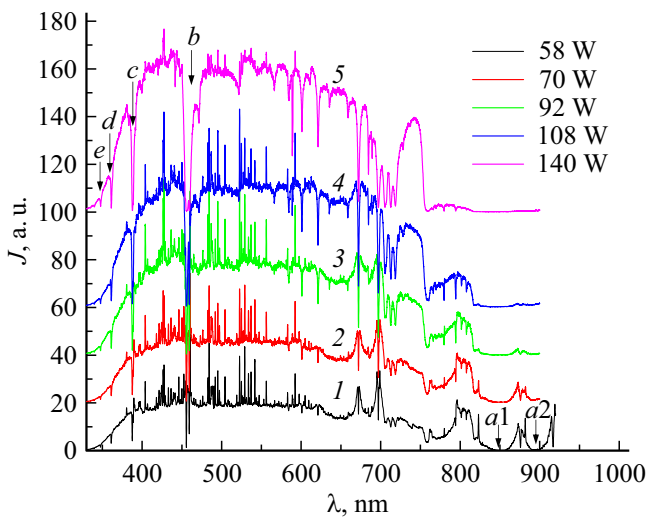


Рис. 1. Спектры разряда с максимальным током 90 А для различной средней мощности P , W: 1 — 58, 2 — 70, 3 — 92, 4 — 108, 5 — 140; λ — длина волны. Стрелки $a1$ и $a2$, b , c , d и e указывают на первый, второй, третий, четвертый и пятый резонансные дублеты CsI (переходы $6s-np$). Спектры 2–5 сдвинуты вверх соответственно на 20, 40, 60 и 100 единиц.

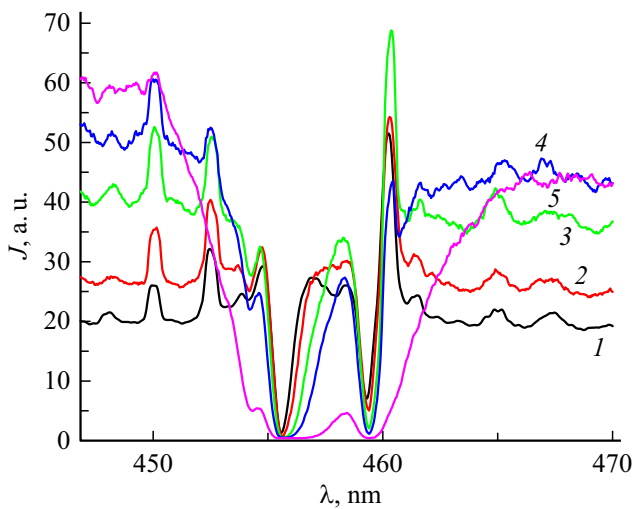


Рис. 2. Спектры разряда с максимальным током 90 А в области второго резонансного дублета для режимов, показанных на рис. 1.

провалы на длинах волн $6p-9s$, $6p-9d$, $6p-8d$, $6p-7d$ переходов CsI. Атомы примесей Na, K и Rb также дают провалы на длинах волн первых резонансных дублетов. Спектры импульсно-периодического разряда в цезиевой лампе в близких режимах были рассчитаны в [8], однако в [8] не учитывался процесс образования молекул, поэтому в расчетных спектрах отсутствовали молекулярные полосы.

В экспериментальных спектрах, кроме атомарных линий (в излучении и поглощении), наблюдается появление очень широких полос поглощения (десяtkи

нанометров), которые связаны с молекулами Cs_2 . Для более детального рассмотрения этих полос на рис. 3 показаны спектры для 58 и 140 W. На рисунке полосы молекулярного поглощения в спектре для $P = 140$ W обозначены $A-X$ (в диапазоне 800–1160 nm), $B-X$ (в диапазоне 750–800 nm) и $E-X$ (в диапазоне 440–525 nm) [9,10]. Отметим, что сильное поглощение в диапазоне 800–900 nm обусловлено также первым резонансным дублетом CsI (852, 115 и 894.348 nm). Указанные полосы молекулярного поглощения связаны с переходами из основного синглетного состояния молекулы Cs_2 ($X^1\Sigma_g^+$) с энергией диссоциации 0.46 eV [11]. Вследствие небольшой энергии диссоциации молекулы Cs_2 диссоциируют уже в сравнительно холодном пристеночном слое с температурой 1000–2000 K, их концентрация падает при удалении от стенки, в остальном объеме лампы с температурой до 10^4 K эти молекулы практически отсутствуют.

В диапазоне 705–720 nm находятся три диффузные полосы поглощения (обозначение „d.b.“ на рис. 3), связанные с переходами из основного триплетного состояния молекулы Cs_2 ($a^3\Sigma_u^+$), очень слабо связанного. На рис. 4 показан участок спектра с этими полосами (длины волн максимумов поглощения 707, 713 и 719 nm). Коэффициент поглощения в молекулярных полосах димеров пропорционален плотности молекул в нижнем состоянии: $k \sim n^2 \exp[\Delta V_l(R)/k_B T]$, n — концентрация атомов, $\Delta V_l(R)$ — энергия связи нижнего состояния молекулы, k_B — постоянная Больцмана. Для слабосвязанных состояний ($\Delta V_l(R) \ll k_B T$) коэффициент поглощения практически не зависит от T , поэтому полосы молекулярного поглощения с мелкой ямой у нижнего состояния более всего подходят для определения плотности атомов [5], особенно в условиях зависимости температуры от коор-

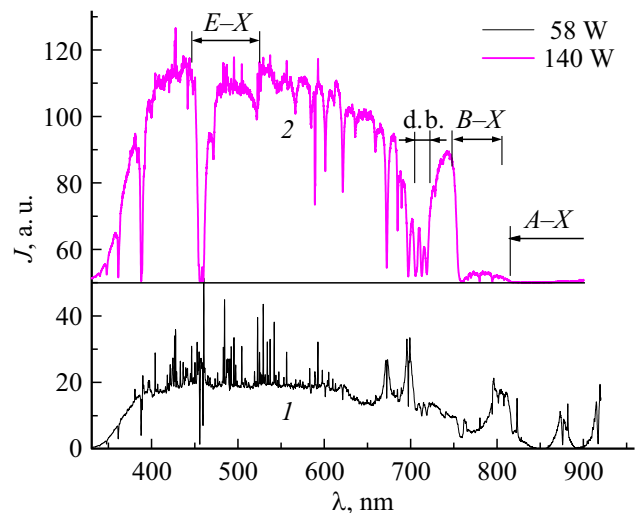


Рис. 3. Спектры разряда с максимальным током 90 А для средней мощности P , W: 1 — 58, 2 — 140; λ — длина волны. $E-X$, $B-X$, $A-X$ — полосы поглощения молекулы Cs_2 ; „d.b.“ — диффузные полосы молекулы Cs_2 .

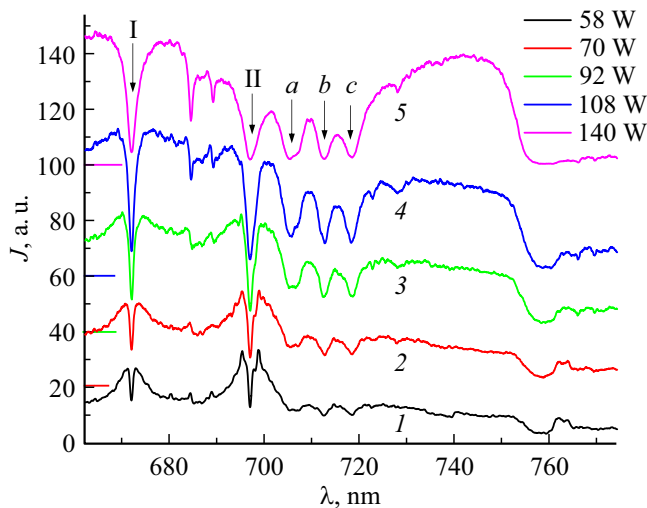


Рис. 4. Диффузные полосы поглощения молекулы Cs₂ (a–c) для режимов, показанных на рис. 1. I и II — линии 672.329 и 697.329 nm диффузной серии CsI (переход 6p–7d). Спектры 2–5 сдвинуты вверх соответственно на 20, 40, 60 и 100 единиц.

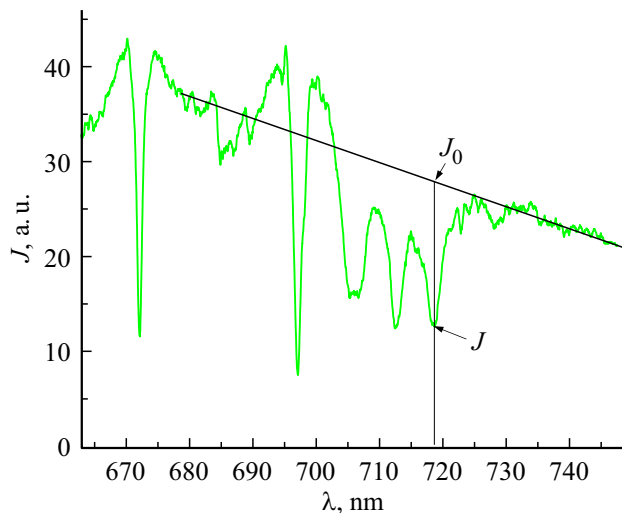


Рис. 5. Диффузные полосы поглощения молекулы Cs₂ для режима со средней мощностью P = 92 W.

динаты. Поглощение в этих полосах было использовано в [12] для определения плотности атомов цезия.

Коэффициент молекулярного поглощения $k = k_R n_{Cs}^2$, здесь k_R — приведенный коэффициент поглощения, n_{Cs} — концентрация атомов цезия. Значения k_R в диапазоне 700–725 nm были измерены в [5] с помощью регистрации спектров поглощения перегретого пара цезия, там же было показано, что приведенный коэффициент поглощения не зависит от T в исследованном диапазоне 600–1000 K. Значения k_R в максимумах соответствующих полос таковы (в единицах 10^{-36} cm^5):

$$k_R(707) = (0.85 \pm 0.1), \quad k_R(713) = (1.35 \pm 0.1),$$

$$k_R(719) = (1.2 \pm 0.1).$$

Величины $n_l^2 l$ в зависимости от мощности разряда и величины n_l для двух значений толщины слоя

Мощность, W	$n_l^2 l, 10^{36} \text{ cm}^{-5}$	$n_l, 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ $l = 0.1 \text{ cm}$	$n_l, 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ $l = 0.05 \text{ cm}$	$n_{Cs}, 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
58	0.27	1.6	2.3	0.9
70	0.35	1.9	2.6	1.1
92	0.52	2.3	3.24	1.3
108	0.75 ± 0.05	2.75	4.0	1.4
140	2.9 ± 0.1	5.4	7.6	2.7

Значения k можно определить из ослабления излучения континуума в холодном пристеночном слое: $J = J_0 \exp(-kl)$, l — длина поглощающего слоя, J_0 — начальная интенсивность континуума перед входом в слой, J — интенсивность континуума на выходе из слоя. J_0 определяется экстраполяцией участка спектра излучения лампы, находящегося рядом с полосой поглощения. Концентрация атомов цезия в слое n_l тогда выражается формулой:

$$n_l^2 l = \ln(J_0/J)/k_R.$$

В этой формуле n_l^2 — это среднее квадратичное значение концентрации атомов цезия в слое. Погрешность этого метода определяется погрешностями определения J_0 и J. Она резко возрастает в противоположных случаях слабого ($J_0 \approx J$) и сильного ($J \ll J_0$) поглощения в слое. Для слоя $l = 0.1 \text{ cm}$ это дает оценку для минимально и максимально измеримых концентраций $n_{Cs} = 3 \cdot 10^{17}$ и $6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

На рис. 5 показан участок спектра с диффузными полосами для P = 92 W в качестве примера для определения J_0 и J и вычисления $n_l^2 l$. Из рис. 4 и 5 видно, что погрешность определения J_0 с помощью экстраполяции может составлять в разных режимах до 20–30%. Измерения поглощения проводились в конце импульса тока, когда перепад температуры от оси к стенке был максимальным (в 5–10 раз), поэтому можно считать, что большая часть атомов сосредоточена в этом слое с концентрацией n_l .

В таблице показана величина $n_l^2 l$, вычисленная из поглощения в диффузной полосе 719 nm (рис. 5), для режимов, указанных на рис. 1. Здесь также приводятся величины n_l для двух значений толщины слоя $l = 0.1$ и 0.05 cm.

Можно определить усредненную концентрацию атомов в горелке n_{Cs} (последний столбец таблицы), считая, что все атомы из слоя равномерно заполняют все сечение горелки: $n_{Cs} = [1 - (r_1/r_0)^2]n_l$, где r_0 — радиус горелки, r_1 — радиус границы слоя. Величина n_{Cs} слабо зависит от гипотетической ширины слоя и соответствует концентрации в горелке, практически постоянной по радиусу, в конце распада плазмы, когда температура тяжелой компоненты выравнивается по радиусу и приближается к температуре стенки T_{wall} . Очевидно, что предложенный метод не учитывает атомы цезия,

находящиеся в приосевой горячей зоне горелки. Их количество можно оценить по измеренному в холодном слое значению n_l и известным температурам на оси T_0 и на стенке горелки. Количество атомов в центральной области горелки зависит от T_0 , и для больших T_0 может увеличить окончательный результат не более чем в два раза.

Учитывая погрешность определения J_0 и J , а также некоторую неопределенность в ширине слоя l , можно считать, что абсолютные значения усредненной концентрации атомов в горелке n_{Cs} определены с точностью до 1.5–2. Относительные изменения n_{Cs} при изменении мощности определяются с точностью 10–20%.

Заключение

В работе измерены и проанализированы спектры излучения цезиевой лампы высокого давления с импульсно-периодическим разрядом, а также предложен метод определения концентрации атомов цезия n_{Cs} . Метод основан на измерении поглощения собственного непрерывного излучения лампы в диффузных полосах 707, 713 и 719 nm молекул димера цезия Cs_2 , находящихся в холодном пристеночном слое горелки. Указан диапазон концентраций n_{Cs} , которые можно определить с помощью этого метода, и его погрешности. Концентрация n_{Cs} определена для ряда режимов.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A.A. Bogdanov, S.V. Gavrish, A.M. Martsinovsky, I.I. Stolyarov. St. Petersburg Polytechnic University J. Phys. Mathem., **16** (1.1), 369 (2023). DOI: 10.18721/JPM.161.162
- [2] A.A. Богданов, С.В. Гавриш, А.М. Марциновский, И.И. Столяров. Успехи прикладной физики, **8** (5), 326 (2020).
- [3] A.A. Богданов, И.И. Столяров. Письма в ЖТФ, **49** (24), 39 (2023). DOI: 10.61011/PJTF.2023.24.56870.100A. [A.A. Bogdanov, I.I. Stolyarov. Tech. Phys. Lett., **49** (12), 101 (2023). DOI: 10.61011/TPL.2023.12.57599.100A]
- [4] С.Э. Фриш. *Определение концентрации нормальных и возбужденных атомов и сил осцилляторов методами газоразрядной плазмы*, в сб. *Спектроскопия газоразрядной плазмы* (Наука, Л., 1970), с. 7.
- [5] C. Vadla, V. Horvatic, K. Niemax. Appl. Phys. B, **84**, 523 (2006). DOI: 10.1007/s00340-006-2317-8
- [6] M. Rakic, G. Pichler. JQSRT, **151**, 169 (2015). DOI: 10.1016/j.jqsrt.2014.09.022
- [7] G. Pichler, Y. Makdisi, J. Kokaj, N. Thomas, J. Mathew, R. Beuc. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **49**, 145101 (2016). DOI: 10.1088/0953-4075/49/14/145101
- [8] Ф.Г. Бакшт, В.Ф. Лапшин. Письма в ЖТФ, **42** (4), 104 (2016). [F.G. Baksht V.F. Lapshin. Tech. Phys. Lett., **42** (2), 219 (2016). DOI: 10.1134/S1063785016020206]
- [9] T. Ban, S. Ter-Avetisyan, R. Beuc, H. Skenderovic, G. Pichler. Chem. Phys. Lett., **313** (1–2), 110 (1999). DOI: 10.1016/S0009-2614(99)01049-0
- [10] B. Horvatic, R. Beuc, M. Movre. Eur. Phys. J. D, **69**, 113 (2015). DOI: 10.1140/epjd/e2015-50893-1
- [11] G. Pichler, Y. Makdisi, J. Kokaj, N. Thomas, J. Mathew. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **48**, 165002 (2015). DOI: 10.1088/0953-4075/48/16/165002
- [12] M. Rakic, G. Pichler. Opt. Commun., **284**, 2881 (2011). DOI: 10.1016/j.optcom.2011.02.050