

01

## Гелиевое послесвечение без метастабильных частиц

© В.А. Иванов, Ю.Э. Скобло

Санкт-Петербургский государственный университет,  
198504 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: v.a.ivanov@spbu.ru, yuri\_skoblo@mail.ru

Поступила в редакцию 08.05.2019 г.

В окончательной редакции 25.07.2019 г.

Принята к публикации 12.08.2019 г.

Исследовано послесвечение импульсного барьерного разряда в гелии с малой примесью неона ( $10^{-2}\%$ ), создающего плазму с малой плотностью метастабильных частиц. Ранняя стадия послесвечения такого разряда свободна от процессов с участием метастабильных частиц и имеет чисто рекомбинационную природу. Характеристики послесвечения интерпретируются на основании модели с учетом колебательной кинетики и диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов  $\text{He}_2^+$ . Сопоставление экспериментальных данных и модельных решений для потоков ударно-радиационной рекомбинации ионов  $\text{He}^+$  с электронами и диссоциативной рекомбинации приводит к выводу в пользу последнего процесса как источника образования возбужденных атомов.

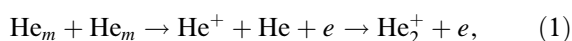
**Ключевые слова:** послесвечение разряда в гелии, метастабильные атомы, диссоциативная рекомбинация.

DOI: 10.21883/OS.2019.12.48681.156-19

### Введение

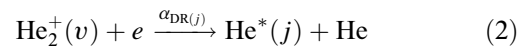
Процессы электрон-ионной рекомбинации играют важную роль в физике плазмы и астрофизике, в формировании свойств газоразрядной плазмы и особенно активных сред плазменных лазеров. Основным каналом деионизации плазмы, содержащей молекулярные ионы, является их диссоциативная рекомбинация с электронами. Исследованию этого процесса, начиная с 1949 г. [1], посвящено множество работ. Так, число цитированных исследований в обзоре [2] приближается к четырестам. Механизм диссоциативной рекомбинации является необходимым звеном моделей звездных и планетарных атмосфер [3], развитию теоретических подходов к его описанию уделяется большое внимание [4].

Процессы в газоразрядной гелиевой плазме, определяющие скорость ее деионизации, принципиально отличаются от процессов в плазме других инертных газов. Во-первых, в гелиевой плазме концентрации атомов в метастабильных состояниях  $\text{He}(2^3S_1, 2^1S_0)$  (в дальнейшем  $\text{He}_m$ ), как правило, на порядок величины превышают плотность электронов  $[e]$  [5]. Как стало известно уже из первых экспериментов [6], в стадии распада плазмы столкновения этих атомов:



создают мощный поток ионизации, маскирующий рекомбинационные процессы. К тому же энергия образующихся в реакции (1) „быстрых“ электронов достаточно велика для ступенчатой ионизации и возбуждения атомов гелия. Во-вторых, вследствие специфики потенциалов взаимодействия возбужденных атомов гелия  $\text{He}^*$  с атомами в основном состоянии отсутствует благоприятное

для диссоциативной рекомбинации (DR)



( $\alpha_{\text{DR}}$  — коэффициент рекомбинации) пересечение термов  $\text{He}^* + \text{He}$  и  $\text{He}_2^+$  вблизи наиболее населенного основного колебательного уровня  $v = 0$  молекулярного иона [7]. Наконец, в гелиевой плазме образуются метастабильные молекулы  $\text{He}_2^*(2s^3\Sigma_u^+)$ , которые также участвуют в процессах типа (1). Все это сильно затрудняет исследование механизма DR (2), детально изученного в других системах, и понимание его роли в распадающейся слабоионизованной гелиевой плазме. Как неоднократно отмечалось в литературе [8,9], обилие исследований в данном случае не способствовало прояснению ситуации. Коэффициенты DR при температуре электронов  $T_e = 300$  К по данным различных авторов отличаются в десятки раз: от  $\alpha_{\text{DR}} \approx 10^{-8}$   $\text{cm}^3/\text{s}$  в ранних работах [1,10,11] до  $\leq 5 \cdot 10^{-10}$   $\text{cm}^3/\text{s}$  в [5]. В экспериментах [12], выполненных с помощью техники Test Storage Ring, получено  $\alpha_{\text{DR}} \approx 3 \cdot 10^{-10}$   $\text{cm}^3/\text{s}$  для  $\text{He}_2^+(v = 0)$  и  $\alpha_{\text{DR}} \geq 2 \cdot 10^{-7}$   $\text{cm}^3/\text{s}$  для ионов  $\text{He}_2^+(v \geq 3)$ . Похожие результаты предлагает и теоретический анализ [9], различающий эффективность рекомбинации ионов в различных колебательных состояниях: величины масштаба  $5 \cdot 10^{-11}$   $\text{cm}^3/\text{s}$  для ионов  $\text{He}_2^+(v = 0)$  и значительно более высокие скорости DR в случае колебательно-возбужденных ионов  $\text{He}_2^+(v \geq 3, 4)$ , характерные для молекулярных ионов других инертных газов.

Не менее противоречивы и результаты спектроскопического анализа гелиевого послесвечения. До настоящего времени не сформировалась единая точка зрения даже по вопросу о механизмах образования возбужденных атомов в распадающейся гелиевой плазме. Выводы первых исследований, связывавших послесвечение

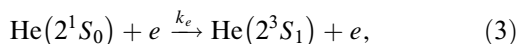
с DR [13,14], впоследствии были пересмотрены [15] в пользу гипотезы о доминирующей роли ударно-радиационной рекомбинации ионов  $\text{He}^+$ .

В настоящей работе представлены результаты спектроскопического исследования гелиевого послесвечения, свободного от процессов с участием метастабильных частиц. Показано, что адекватное описание послесвечения достигается в рамках модели диссоциативной рекомбинации как источника возбужденных атомов.

## Эксперимент

В качестве объекта исследования использовалась распадающаяся гелиевая плазма с небольшой ( $\approx 10^{-2}\%$ ) добавкой неона, инициированная диэлектрическим барьерным разрядом (DBD) в цилиндрической стеклянной трубке с электродами (полоски медной фольги) на ее внешних боковых поверхностях (рис. 1) при давлениях десятки Torr [16] и частотах десятки-сотни Hz. В [16] показано, что по сравнению как с импульсным разрядом между электродами внутри трубки, так и внешними электродами на вертикальных отрезках трубки (при этом электроды DBD снимались), как показано на рис. 1, DBD такой конфигурации создает на оси плазму с плотностью метастабильных атомов  $[\text{He}(2^1S_0)]$  почти в 3 раза,  $[\text{He}(2^3S_1)]$  — в 4 раза меньшей при той же плотности электронов. При этом плотность метастабильных молекул гелия также оказывается пониженной. Это радикально меняло картину раннего послесвечения в атомном и молекулярном спектрах. В настоящей работе представлены некоторые результаты анализа и моделирования послесвечения такого разряда.

Плотность электронов в начальной стадии послесвечения оценивали по скорости спада  $[\text{He}(2^1S_0)](t)$ , обусловленного процессом:



который является в данных условиях основным каналом их разрушения. Константа  $k_e$  скорости процесса (3) известна [17]  $k_e = 3.5 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$  и не зависит от температуры электронов [18], которая может меняться в ранней стадии послесвечения. Интенсивности линий He и Ne на выходе монохроматора с разрешением 0.05 nm регистрировались 2048-канальным счетчиком фотонов с необходимым временным разрешением. Помимо интенсивностей спектральных линий и молекулярных полос  $\text{He}_2^*$ , в работе измерялось поглощение на линиях 501.57 nm ( $2^1S \leftarrow 3^1P$ ) и 388.9 nm ( $2^3S \leftarrow 3^3P$ ) и вычислялись абсолютные величины плотностей  $[\text{He}(2^1S_0)]$  и  $[\text{He}(2^3S_1)]$ .

## Результаты и обсуждение

На рис. 2 показан временной ход наиболее ярких линий гелия 587.6 nm ( $2^3P \leftarrow 3^3D$ ) и неона 585.2 nm

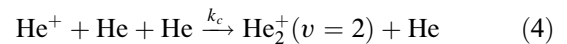
Плотности атомов в метастабильных состояниях в начале послесвечения двух разрядов

| Разряд | $[\text{He}(2^1S_0)],$<br>$10^{11} \text{ cm}^{-3}$ | $[\text{He}(2^3S_1)],$<br>$10^{11} \text{ cm}^{-3}$ |
|--------|---|---|
| DBD    | 0.45  | 1.3   |
| EI     | 1.2   | 5.2   |

( $1s_2 \leftarrow 2p_1$  по Пашену) в послесвечении обоих разрядов при давлении гелия 19 Torr. Параметры разрядов подобраны так, чтобы плотность электронов в начале послесвечения в обоих случаях была одинаковой  $[e] \approx 8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . Видно, что раннее гелиевое послесвечение с уменьшенной плотностью метастабильных частиц (таблица) имеет принципиально иной характер. Подчеркнем, что это не является следствием каких-либо постразрядных явлений, например, изменения плотности газа вследствие его нагрева, а обусловлено элементарными процессами в плазме, на что указывают сравнительно небольшие отличия в послесвечении неоновых линий.

Для интерпретации наблюдаемых различий мы обратились к модели распадающейся He-Ne-плазмы [19], представив в ней  $\text{He}_2^+$  как молекулярный ион, имеющий три состояния:  $\text{He}_2^+(v=0)$ ,  $\text{He}_2^+(v=1)$  и  $\text{He}_2^+(v=2)$ , населенности которых описываются соответствующими дифференциальными уравнениями.

Вследствие процессов типа (1) и механизма конверсии:



(константа скорости процесса  $k_c = (6.2 \pm 0.5) \cdot 10^{-32} \text{ cm}^3/\text{s}$  [5]) молекулярные ионы образуются в высоковозбужденных колебательных состояниях [5], поэтому соответствующий поток мы направили на верхний в модели колебательный уровень  $v=2$ , в то время как в рекомбинации с электронами участвуют ионы  $\text{He}_2^+(v=1)$ , формируя атомный спектр, и  $\text{He}_2^+(v=0)$  как источник молекулярного спектра. Таким образом, в модели поток DR равен:

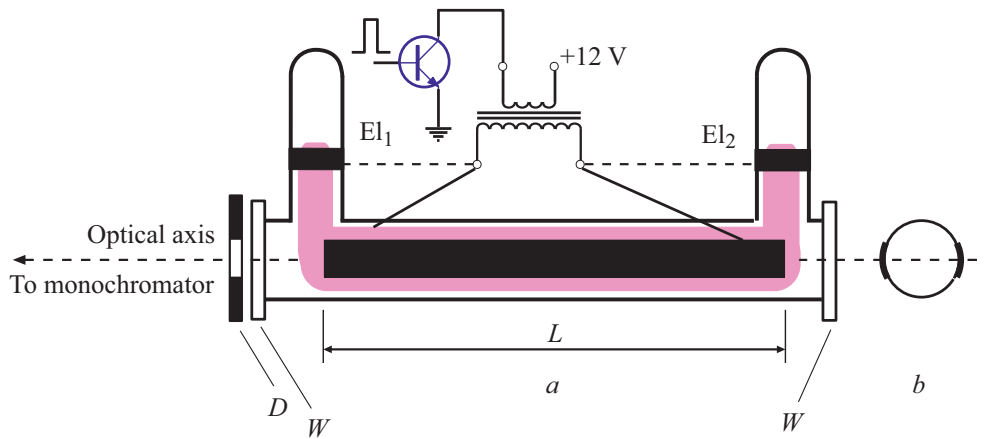
$$F_{\text{DR}} = \alpha_{\text{DR}} [\text{He}_2^+(v=1)] [e], \quad (5)$$

где в качестве коэффициента рекомбинации колебательно-возбужденных ионов мы взяли в соответствии с [12] (см. выше)  $\alpha_{\text{DR}} = 2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$ . Поток (5) сравниваем с потоком ударно-радиационной рекомбинации (CRR) ионов  $\text{He}^+$ :

$$F_{\text{CRR}} = \alpha_{\text{CRR}} [\text{He}^+] [e], \quad (6)$$

в расчетах которого использована предложенная в [20] аппроксимация:

$$\alpha_{\text{CRR}} = 1.55 \cdot 10^{-10} T_e^{-0.63} + 6.0 \cdot 10^{-9} T_e^{-2.18} [e]^{0.37} + 3.8 \cdot 10^{-9} T_e^{-4.5} [e], \quad (7)$$

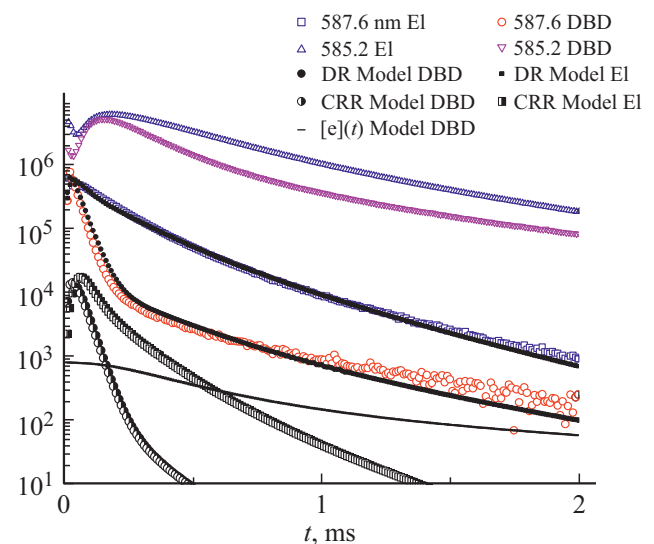


**Рис. 1.** *a* — Разрядная трубка (диаметр 3.9 см,  $L = 22$  см). *D* — диафрагма диаметром 5 мм, *W* — кварцевые окна, *El*<sub>1</sub> и *El*<sub>2</sub> — электроды на вертикальных отроках; *b* — расположение электродов DBD.

Для  $[e] = 0.8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  и температуры электронов  $T_e = 300 \text{ K}$   $\alpha_{\text{CRR}} \approx 2.5 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$ , причем основной вклад в (7) дает третье слагаемое, что указывает на сильную зависимость потока ударно-радиационной рекомбинации от  $T_e$ . С целью учета этого фактора мы внесли второе дополнение к модели [19], состоявшее в учете релаксации температуры электронов в послесвечении на основе данных, представленных в [5].

Специфика DR в гелии требует анализа процессов, формирующих распределение населенностей по колебательным уровням молекулярного иона. Данные о таких процессах, подтвержденные экспериментальными наблюдениями кинетики колебательно-возбужденных ионов  $\text{He}_2^+(v)$  в плазме, отсутствуют. В литературе, однако, доминирует точка зрения, согласно которой скорости колебательной релаксации при столкновениях с частицами плазмы на порядки выше скоростей иных процессов с участием молекулярных ионов. Так, авторы [15] ссылаются на неопубликованную оценку времени жизни молекулярного иона  $\text{He}_2^+(v)$ , обусловленного столкновением с атомами гелия:  $\tau_v \approx (10 \mu\text{s})/v$  при  $P_{\text{He}} = 1 \text{ Torr}$ , что для  $v = 1$  соответствует константе скорости  $k_{\text{rel}} \approx 3 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$ . Bates [21] предложил еще более высокие скорости релаксации ионов  $\text{He}_2^+(v)$  в гелии, отвечающие константе  $k_{\text{rel}} \geq 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ . Такие скорости исключают наличие в плазме колебательно-возбужденных ионов. К аналогичному выводу приводят и оценки [22] скорости релаксации при взаимодействии молекулярных ионов с электронами. В то же время в упомянутых выше экспериментах [12] авторы обнаружили значительное отклонение распределения молекулярных ионов гелия от равновесного, причем ионы в состояниях  $\text{He}_2^+(v = 3, 4)$  вносили существенный вклад в поток рекомбинации. Заметим, что этой степени возбуждения иона достаточно для появления вследствие DR возбужденных атомов  $\text{He}(3^3D)$ .

Представленные на рис. 2 модельные расчеты потоков DR (5) выполнены с константами  $k_{\text{rel}}(1 \rightarrow 0) =$



**Рис. 2.** Интенсивности спектральных линий (в числе фотоэлектронов ФЭУ) гелия и неона в послесвечении двух разрядов и модельные решения (в относительных единицах) для потоков CRR (умножены на 0.25), DR и плотности электронов при  $[e](t = 0) = 0.8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ .

$= 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$  и  $k_{\text{rel}}(2 \rightarrow 1) = 3 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$ ; потоки CRR, вычисленные по (6), (7), умножены на 0.25. В качестве начальных условий для плотностей молекулярных ионов ставились нулевые значения. Важно подчеркнуть, что переход в модели от одного послесвечения к другому осуществлялся изменением только двух параметров — плотностей метастабильных атомов. Видно, что на качественном уровне в рамках модели DR удается достичь значительно более адекватного описания эксперимента. Данные, приведенные на рис. 2, говорят о том, что интенсивности линий гелия 587.6 нм и неона 585.2 нм ведут себя по-разному в ранней фазе послесвечения DBD: интенсивность 587.6 нм убывает со временем, а интенсивность 585.2 нм растёт. Ход интен-

сивности линии 587.6 nm в раннем послесвечении DBD практически совпадает со спадом плотности  $[\text{He}^+](t)$  вследствие конверсии (4), что говорит о малой роли процессов с участием метастабильных атомов. То, что интенсивность  $J_{587.6}(t) \sim [\text{He}^+](t)$  на этой стадии распада плазмы достаточно очевидно: при выбранных константах  $k_{\text{rel}}$  характерное время  $\tau_{\text{rel}} = 1/(k_{\text{rel}}[\text{He}])$  релаксации населенностей  $[\text{He}^+(v)]$  много меньше времен всех других процессов с участием частиц плазмы, поэтому справедливо квазистационарное решение:

$$[\text{He}_2^+(v=1)] \approx \frac{k_c[\text{He}^+][\text{He}]^2}{k_{\text{rel}}[\text{He}]} = [\text{He}^+] \frac{\tau_{\text{rel}}}{\tau_c}, \quad (8)$$

( $\tau_c = 1/k_c[\text{He}]^2$  — время конверсии (4)) притом, что плотность электронов, меняется незначительно. Со временем, как видно из рис. 2, послесвечение DBD приходит к обычно наблюдаемому состоянию, когда в балансе заряженных частиц проявляются и начинают доминировать процессы ионизации типа (1) с участием метастабильных частиц.

Из рис. 2 следует, что поток  $F_{\text{DR}}$ , вычисленный с указанными выше константами  $k_{\text{rel}}$ , примерно на порядок превышает  $F_{\text{CRR}}$ . Как ясно из (5), (6), (8),

$$\frac{F_{\text{DR}}}{F_{\text{CRR}}} = \frac{\alpha_{\text{DR}}}{\alpha_{\text{CRR}}} \frac{\tau_{\text{rel}}}{\tau_c},$$

что позволяет найти их отношение и при других параметрах  $\alpha_{\text{DR}}$  и  $\tau_{\text{rel}}$  в рамках квазистационарного подхода. Подчеркнем, что увеличение значений  $k_{\text{rel}}$  в модели не меняло характера изменения потоков  $F_{\text{DR}}(t)$  и  $F_{\text{CRR}}(t)$  со временем, оставляя зависимость  $F_{\text{DR}}(t)$  более близкой к  $J_{587.6}(t)$  в послесвечении.

Наблюдающийся на рис. 2 рост интенсивности  $J_{585.2}(t)$  линии неона 585.2 nm в начальной фазе послесвечения соответствует увеличению потока DR с электронами ионов  $\text{HeNe}^+$  и  $\text{Ne}_2^+$ . Это увеличение потока объясняется возрастанием плотностей  $[\text{HeNe}^+](t)$  вследствие последовательности процессов конверсии ионов  $\text{Ne}_2^+$  в  $\text{HeNe}^+$  и  $\text{Ne}_2^+$  [23]. Дальнейшее изменение интенсивности  $J_{585.2}(t)$  обусловлено зависимостями от времени  $[e](t)$ ,  $[\text{HeNe}^+](t)$  и  $[\text{Ne}_2^+](t)$ .

В заключение отметим, что модели гелиевого послесвечения при давлениях десятки Торг в рамках DR соответствуют и результаты анализа зависимости интенсивностей линий от температуры электронов  $J_\lambda(T_e)$ . Так, наши неоднократные наблюдения отклика  $J_\lambda(t)$  на импульсный „подогрев“ электронов в послесвечении [24–26] всегда приводили к заключению о типичной для DR слабой зависимости  $J_{587.6}(T_e) \sim T_e^{-0.5}$ , причем в [23] это получено в эксперименте с одновременным наблюдением неоновых линий, свечение которых было связано с CRR ионов  $\text{Ne}^+$  и следовало температурной зависимости  $J_\lambda(T_e) \sim T_e^{-2}$ .

## Выводы

Изучено послесвечение барьерного разряда в гелии с малой добавкой неона, создававшего плазму с малой относительной плотностью метастабильных частиц — атомов  $\text{He}(2^1S_0)$ ,  $\text{He}(2^3S_1)$  и молекул  $\text{He}_2^*(2s^3\Sigma_u^+)$ . Спектроскопические характеристики такой плазмы в течение длительного времени свободны от влияния процессов с участием метастабильных частиц, что позволило, по-видимому, впервые в практике эксперимента наблюдать гелиевое послесвечение в условиях чисто рекомбинационной кинетики. Анализ интенсивности  $J_{587.6}(t)$  наиболее яркой линии атома гелия 587.6 nm (переход  $\text{He}(3^3D) \rightarrow \text{He}(2^3P)$ ) проведен в рамках двух моделей: ударно-радиационной рекомбинации ионов  $\text{He}^+$  и диссоциативной рекомбинации колебательно-возбужденных ионов  $\text{He}_2^+$ . Сравнение модельных и экспериментальных зависимостей  $J_{587.6}(t)$  убеждает в диссоциативном характере заселения состояния  $\text{He}(3^3D)$ . Таким образом, результаты работы указывают на возможность постановки эксперимента по исследованию механизма диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов гелия в наиболее благоприятных для этой задачи условиях.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Biondi M.A., Brown S.C. // Phys. Rev. 1949. V. 75. N 11. P. 1700. doi 10.1103/PhysRev.75.1700
- [2] Florescu-Mitchell A.I., Mitchell J.B.A. // Phys. Rep. 2006. V. 430. P. 277.
- [3] Mihajlov A.A., Srećković V.A., Ignjatović Lj.M., Dimitrijević M.S. // MNRAS. 2016. V. 458. P. 2215.
- [4] Čurík R., Hvizdoš D., Greene C.H. // Phys. Rev. A. 2018. V. 98. P. 062706. doi 10.1103/PhysRevA.98.062706
- [5] Deloche R., Monchicourt P., Cheret M., Lambert F. // Phys. Rev. A. 1976. V. 13. N 3. P. 1140. doi 10.1103/PhysRevA.13.1140
- [6] Phelps A.V., Brown S.C. // Phys. Rev. 1952. V. 86. N 1. P. 102. doi 10.1103/PhysRev.86.102
- [7] Mulliken R.S. // Phys. Rev. 1964. V. 136. N 4A. P. A962. doi 10.1103/PhysRev.136.A962
- [8] Bates D.R. // Comments Atom. Mol. Physics. 1976. V. 5. P. 89.
- [9] Carata L., Orel A.E., Suzor-Weiner A. // Phys. Rev. A. 1999. V. 59. N 4. P. 2804. doi 10.1103/PhysRevA.59.2804
- [10] Johnson R.A., McClure B.T., Holt R.B. // Phys. Rev. 1950. V. 80. N 3. P. 376. doi 10.1103/PhysRev.80.376
- [11] Chen C.L., Leiby C.C., Goldstein L. // Phys. Rev. 1961. V. 121. N 5. P. 1391. doi 10.1103/PhysRev.121.1391
- [12] Pedersen H.B., Buhr H., Altevogt S., Andrianarijaona V., Kreckel H., Lammich L., de Ruelle N., Staicu-Casagrande E.M., Schwalm D., Strasser D., Urbain X., Zajfman D., Wolf A. // Phys. Rev. A. 2005. V. 72. N 1. P. 012712. doi 10.1103/PhysRevA.72.012712
- [13] Biondi M.A., Holstein T. // Phys. Rev. 1951. V. 82. N 6. P. 962. doi 10.1103/PhysRev.82.962

- [14] *Rogers W.A., Biondi M.A.* // Phys. Rev. 1964. V. 134. N 5A. P. A1215. doi 10.1103/PhysRev.134.A1215
- [15] *Ferguson E.E., Fehsenfeld F.C., Schmeltekopf A.L.* // Phys. Rev. 1965. V. 138. N 2A. P. A381. doi 10.1103/PhysRev.138.A381
- [16] *Иванов В.А.* // Опт. и спектр. 2019. Т. 126. В. 3. С. 247. doi 10.21883/OS.2019.03.47361.185-18
- [17] *Phelps A.V.* // Phys. Rev. 1955. V. 99. N 4. P. 1307. doi 10.1103/PhysRev.99.1307
- [18] *Иванов В.А., Приходько А.С., Скобло Ю.Э.* // Опт. и спектр. 1991. Т. 70. № 3. С. 507.
- [19] *Иванов В.А., Петровская А.С., Скобло Ю.Э.* // Химическая физика. 2016. Т. 35. № 1. С. 87. doi 10.7868/S0207401X16010040; *Ivanov V.A., Petrovskaya A.S., Skoblo Y.E.* // Russ. J. Phys. Chem. B. 2016. V. 10. N 1. С. 153.
- [20] *Stevefelt J., Boulmer J., Delpech J.-F.* // Phys. Rev. A. 1975. V. 12. N 4. P. 1246. doi 10.1103/PhysRevA.12.1246
- [21] *Bates D.R.* // J. Phys. B. 1979. V. 12. N 1. P. L35.
- [22] *Stevefelt J.* // Phys. Rev. A. 1973. V. 8. N 5. P. 2507. doi 10.1103/PhysRevA.8.2507
- [23] *Veatch G.E., Oskam H.J.* // Phys. Rev. A. 1970. V. 2. N 4. P. 1422. doi 10.1103/PhysRevA.2.1422
- [24] *Иванов В.А., Скобло Ю.Э.* // Изв. вузов. Сер. Физика. 1984. Т. 2. P. 67; *Ivanov V.A., Skoblo Y.E.* // Sov. Physics J. 1984. V. 27. N 2. С. 144–148.
- [25] *Иванов В.А., Скобло Ю.Э.* // ЖЭТФ. 1994. Т. 106. В. 6. С. 1704; *Ivanov V.A., Skoblo Yu.E.* // J. Exp. Theor. Phys. 1994. V. 79. N 6. P. 921.
- [26] *Иванов В.А., Петровская А.С., Скобло Ю.Э.* // ЖЭТФ. 2019. Т. 155. В. 5. С. 901. doi 10.1134/S0044451019050146; *Ivanov V.A., Petrovskaya A.S., Skoblo Y.E.* // JETP. 2019. V. 128. N 5.